

THÈSE
PRESENTÉE À
L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

Par M. MOUGENOT Charles

Pour l'obtention du DIPLOME DE DOCTORAT
Spécialité : INSTRUMENTATION ET MESURES

L'asservissement par IRM
d'un réseau matriciel ultrasonore
et ses applications thérapeutiques

Soutenue le : 12 décembre 2005

Devant la Commission d'examen formée de :

M. Luc Darrasse, Directeur de Recherche CNRS	Rapporteur
M. Mickael Tanter, Directeur de Recherche INSERM	Rapporteur
M. Francis Rodes, Maître de Conférences, HDR ENSEIRB	Examineur
M. Nicolas Grenier, PUPH Bordeaux2	Examineur
M. Chrit Moonen, Directeur de Recherche CNRS	Examineur
Mme. Jenny Benois-Pineau, Professeur LABRI	Examineur

Président du Jury : M. Nicolas Grenier
Rapporteur de soutenance : M. Francis Rodes

SOMMAIRE

REMERCIEMENTS	9
INTRODUCTION	11
CHAPITRE 1 : TRANSDUCTEUR MATRICIEL ULTRASONORE	12
1.1 Introduction.....	12
1.2 Les ultrasons thérapeutiques.....	12
1.2.1 Les ondes ultrasonores	12
1.2.2 Ultrasons focalisés.....	14
1.2.3 Effets biologique des ultrasons.....	15
1.2.4 Dose thermique	15
1.3 Simulation ultrasonore	16
1.3.1 Champ acoustique émis par les transducteurs	16
1.3.1.1 Transducteur monobloc sphérique.....	16
1.3.1.2 Transducteur annulaire et rho-téta	19
1.3.1.3 Transducteur semi-aléatoire et asymétrique compact	20
1.3.2 Déplacement électronique du point focal	23
1.3.2.1 Déphasage des ondes acoustiques.....	23
1.3.2.2 Simulation précise de l'intensité multi points	24
1.3.2.3 Compensation de la décroissance d'intensité	26
1.3.2.4 Simulation rapide de l'intensité multi points.....	26
1.3.3 Modélisation thermique.....	29
1.3.3.1 Résolution de l'équation de transfert thermique.....	29
1.3.3.2 Diffusion isotrope et anisotrope.....	30
1.3.3.3 Perfusion et flux.....	31
1.4 Architecture de transducteur matriciel.....	32
1.4.1 Géométrie des éléments.....	33
1.4.1.1 Formes des éléments.....	33
1.4.1.2 Dimension des éléments	36
1.4.2 Répartition des éléments	37
1.4.2.1 Lobes de symétrie.....	37
1.4.2.2 Lobes de réseaux	39
1.4.2.3 Répartition asymétrique compacte.....	40
1.4.3 Angle d'ouverture des transducteurs	41
1.4.3.1 Transducteur matriciel circulaire	41
1.4.3.2 Transducteur matriciel allongé	43
1.5 Conclusion	45

CHAPITRE 2 : ASSERVISSEMENT PID PONCTUEL DE LA TEMPERATURE..... 46

2.1 Introduction.....	46
2.2 Principe de l'asservissement PID.....	46
2.2.1 Théorie de l'asservissement PID.....	46
2.2.2 Implémentation de l'asservissement PID.....	48
2.2.2.1 Détermination des termes PID.....	48
2.2.2.2 Anticipation discrète du comportement du tissu.....	49
2.2.2.3 Anticipation du comportement du tissu par FFT.....	49
2.2.3 Techniques de traitement de l'image.....	50
2.2.3.1 Calcul de la température.....	50
2.2.3.2 Moyennage de la phase de référence.....	51
2.2.3.3 Correction de la ligne de base.....	52
2.2.3.4 Remplacement des voxels non mesurables.....	53
2.2.3.5 Suppression des dynamiques artefactées.....	55
2.2.3.6 Utilisation de filtres.....	57
2.3 Stabilité et convergence de l'asservissement PID.....	60
2.3.1 Influence de la résolution spatiale et temporelle.....	60
2.3.1.1 Sur estimation temporelle de l'absorption.....	60
2.3.1.2 Sous estimation spatiale de l'absorption.....	63
2.3.1.3 Surestimation temporelle de la diffusion.....	64
2.3.1.4 Sous estimation spatiale de la diffusion.....	65
2.3.1.5 Comparaison de l'asservissement discret et par FFT.....	67
2.3.2 Influence des paramètres tissulaires.....	67
2.3.2.1 Equation différentielle PID modifiée.....	67
2.3.2.2 Convergence de l'algorithme PID.....	68
2.3.2.3 Stabilité de l'algorithme PID.....	69
2.3.2.4 Expérimentation avec des paramètres erronés.....	69
2.4 Détermination des paramètres du tissu.....	71
2.4.1 Détermination rapide du coefficient d'absorption.....	71
2.4.1.1 Détermination globale du coefficient d'absorption.....	71
2.4.1.2 Détermination ponctuelle du coefficient d'absorption.....	71
2.4.2 Détermination précise des paramètres tissulaires.....	72
2.4.2.1 Evaluation rapide des paramètres tissulaires.....	72
2.4.2.2 Optimisation de la recherche des paramètres.....	74
2.4.2.3 Précision des paramètres tissulaires mesurés.....	76
2.4.3 Stabilité de la mesure des paramètres tissulaires.....	79
2.4.3.1 Influence de la position du point focal.....	79
2.4.3.2 Influence de la latence.....	80
2.4.3.3 Influence de la dérive de ligne de base.....	81
2.4.3.4 Influence du bruit de mesure.....	82
2.4.4 Utilisation temps réel des paramètres mesurés.....	83
2.5 Conclusion.....	85

CHAPITRE 3 : ASSERVISSEMENT PID SPATIAL DE LA TEMPERATURE	86
3.1 Introduction.....	86
3.2 Principe de l'asservissement PID spatial.....	86
3.3 Contrôle spatial 2D de la température mécanisé.....	87
3.3.1 Plateforme mécanisée de déplacement du point focal	88
3.3.1.1 Description matérielle.....	88
3.3.1.2 Limitations matérielles	89
3.3.2 Contrôle de la température multi spirales	90
3.3.2.1 Intérêt de la trajectoire en spirale.....	90
3.3.2.2 Variation de la densité de points.....	91
3.3.2.3 Contrôle de la température en 2D.....	93
3.3.3 Volume chauffé par une trajectoire spiralée.....	95
3.3.3.1 L'effet de chevauchement	95
3.3.3.2 Modèle analytique 3D d'un chauffage en spirale	96
3.3.3.3 Analyse 3D du chauffage en spirale	98
3.4 Contrôle spatial 3D de la température électronique	100
3.4.1 Plateforme de déplacement électronique du point focal.....	100
3.4.1.1 Description du transducteur matriciel.....	100
3.4.1.2 Description du générateur multivoie.....	102
3.4.1.3 Limitations Matérielles.....	104
3.4.1.4 Exemple de déplacement électronique du point focal	104
3.4.2 Méthode de dépôt énergétique 3D.....	106
3.4.2.1 Espace engendré par le point focal	106
3.4.2.2 Algorithme de détection du maximum	107
3.4.2.3 Extraction d'une trajectoire	112
3.4.2.4 Décalage temporel de la consigne de température.....	114
3.4.3 Résultats expérimentaux.....	115
3.4.3.1 Contrôle de la température linéaire.....	115
3.4.3.2 Contrôle de la température linéaire avec un décalage.....	117
3.4.3.3 Contrôle de la température 3D cubique	120
3.4.3.4 Contrôle de la température 3D sphérique	125
3.5 Conclusion	129

CHAPITRE 4 : TRAITEMENT D'ORGANES MOBILES	130
4.1 Introduction.....	130
4.2 Monitoring du mouvement par IRM	130
4.2.1 Matériel de suivi du Mouvement.....	130
4.2.1.1 Plateforme ultrasonore synchronisée avec l'IRM	130
4.2.1.2 Plateforme d'évaluation du mouvement	132
4.2.2 Méthodologie de suivi du mouvement	132
4.2.2.1 Estimation du mouvement des organes	132
4.2.2.2 Correction des cartographies de température.....	134
4.2.2.3 Correction de la position du point focal.....	135
4.2.2.4 Anticipation du mouvement	136
4.3 Traitement d'organe mobile.....	137
4.3.1 Chauffage avec suivi du mouvement.....	137
4.3.1.1 Les mouvements accidentels	137
4.3.1.2 Les mouvements périodiques	139
4.3.1.3 Les mouvements élastiques	141
4.3.2 Asservissement de la température avec mouvement	144
4.3.2.1 Asservissement ponctuel avec mouvement	144
4.3.2.2 Asservissement spatial avec mouvement.....	146
4.4 Analyse du suivi du mouvement	149
4.4.1 Exemple de méthodes de corrections imprécises	150
4.4.1.1 Mouvement périodique supposé constant.....	150
4.4.1.2 Délai à compenser supposé constant	150
4.4.2 Précision des méthodes de corrections utilisées	151
4.4.2.1 Précision pour un mouvement rigide	151
4.4.2.2 Précision pour un mouvement élastique	152
4.4.2.3 Incertitude de la correction du mouvement	153
4.4.2.4 Stabilité de la correction de mouvement périodique.....	154
4.4.3 Limites de la correction du mouvement	156
4.4.3.1 Limitations matérielles	156
4.4.3.2 Limitation pour les mouvements accidentels.....	157
4.4.3.3 Limitation pour les mouvements périodiques.....	157
4.5 Conclusion	157

CHAPITRE 5 : TRAITEMENT DES TUMEURS DU SEIN.....	158
5.1 Introduction.....	158
5.2 Description de la plateforme thérapeutique pour le sein.....	158
5.2.1 Présentation générale.....	158
5.2.1.1 Traitement sécurisé.....	158
5.2.1.2 Description matérielle.....	159
5.2.2 Transducteur matriciel.....	161
5.2.2.1 Géométrie ergonomique	161
5.2.2.2 Compatibilité IRM.....	162
5.2.2.3 Forme du point focal.....	164
5.2.3 Plateforme mécanisée.....	165
5.2.3.1 Positionnement du transducteur.....	165
5.2.3.2 Amplitudes des mouvements.....	168
5.2.4 Circuit hydraulique.....	170
5.2.4.1 Couplage acoustique.....	170
5.2.4.2 Refroidissement hydraulique.....	172
5.2.4.3 Capture des bulles d'airs	172
5.3 Utilisation de la plateforme thérapeutique pour le sein.....	173
5.3.1 Positionnement du transducteur	173
5.3.1.1 Repérage par des marqueurs.....	174
5.3.1.2 Fenêtre acoustique	175
5.3.2 Artefacts d'imagerie.....	175
5.3.2.1 Distorsions géométriques.....	176
5.3.2.2 Artefacts thermométriques.....	176
5.3.3 Résolution thérapeutique.....	177
5.3.3.1 Thermométrie du point focal	177
5.3.3.2 Nécrose tissulaire.....	178
5.3.4 Analyse de risque	179
5.4 Conclusion	181
CONCLUSION GENERALE.....	182
ANNEXE 1 : TRAJECTOIRE SPIRALEE	184
ANNEXE 2 : VOLUME CHAUFFE PAR UNE SPIRALE.....	188
PUBLICATIONS.....	194
BIBLIOGRAPHIE	196
RESUME	204
SUMMARY	204

Remerciements

Avant d'aborder la description technique de 121 équations et de 173 figures, je tiens à exprimer toute ma gratitude à ceux et celles qui ont apporté leur contribution à cette thèse.

Tout d'abord, un grand merci à Chrit sans qui cette thèse n'aurait jamais existé. En effet il fut mon professeur puis mon directeur de thèse. Ainsi je souhaiterais rappeler le fait qu'il est à l'origine de toutes les innovations apportées dans cette étude. De plus en tant que directeur de laboratoire, il a toujours su trouver les fonds nécessaires pour la réalisation de cette étude. Je le remercie aussi pour avoir eu la patience de me conseiller judicieusement tout au cours de cette thèse. Et enfin, je le remercie surtout pour m'avoir soutenu dans les nombreuses difficultés rencontrées.

Merci au Ministère de la Recherche pour le projet UTIM (Ultrasons Thérapeutiques avec Imagerie de Monitoring). Ce projet, en plus de financer une grande partie de ma bourse de thèse, a permis de créer une interaction avec des laboratoires et des entreprises spécialisées dans le domaine ultrasonore.

Merci aussi à la Ligue contre le cancer pour leur aide financière. Cette association composée de personnes animées de plein de bonne volonté, fait énormément d'efforts pour collecter les fonds nécessaires pour aider la recherche.

Merci aux laboratoires LOA (Laboratoire d'Ondes et Acoustique) à Paris et INSERM à Lyon qui ont toujours été de bon conseil. Ces laboratoires ont été comme un joker que je pouvais appeler pour combler mes lacunes dans le domaine ultrasonore.

Merci à toutes les personnes du laboratoire pour leurs aides. Chacun a contribué à sa façon à cette thèse. Certaines personnes comme Jacco et Bruno m'ont aidé par leurs travaux antérieurs. D'autres personnes comme Baudouin et Luis ont participé directement aux expérimentations en apportant leur savoir-faire. Merci à Jean, Nicolas et Hervé les radiologues au vocabulaire étrange. Malgré leurs emplois du temps chargés ils ont toujours été présents quand il le fallait. Merci à Cedric qui en plus de m'apprendre l'informatique, m'a permis de me réinscrire en thèse à 5 minutes près. Merci à tous mes collègues, Pascal, Michèle, Colette, Bixente, Mario, Matthieu, Philippe, Bixente, Franck, Claire, Josette, Isabelle, Gwenal qui m'ont aidé au quotidien. La diversité des connaissances et la sympathie de toutes ces personnes font de ce laboratoire un lieu culturel très agréable.

Merci aux entreprises Imasonic, TSR et RCDC pour leur implication. Finalement ce sont les industriels qui ont fabriqué le prototype ultrasonore décrit dans cette thèse. La collaboration avec une entreprise nécessite parfois beaucoup de patience mais reste une expérience très enrichissante. En effet chacune de ces entreprises m'a instruit sur la mise en pratique de leur savoir-faire en acoustique, en mécanique et en électronique. Et la théorie n'est rien sans la pratique.

Merci à mes rapporteurs et examinateurs pour leur disponibilité et leur participation à la rédaction de ce manuscrit. Grâce à eux ce texte est aujourd'hui lisible.

Merci de tout mon coeur à ma Marysia pour tout le bonheur qu'elle m'a apporté.

Merci à vous tous, ainsi que vous lecteurs pour votre attention...

Introduction

Le cancer est l'une des premières causes de mortalité dans le monde. La médecine dispose actuellement de trois techniques majeures pour combattre les différents types de cancers : la chirurgie, la radiothérapie, et la chimiothérapie. La chirurgie est une technique d'intervention invasive, nécessitant des durées d'hospitalisation importantes. De plus, suivant l'emplacement de la tumeur et l'état de santé du patient, l'intervention chirurgicale n'est pas toujours possible. D'autre part la radiothérapie reste une technique très lourde à mettre en place, car les rayons ionisants, sont extrêmement toxiques. Enfin, la chimiothérapie est souvent utilisée en complément aux deux autres techniques, mais elle manque souvent de spécificité ce qui limite fortement les concentrations appliquées.

Les thérapies par ultrasons focalisés offrent de nouvelles possibilités pour le traitement des cancers, à la fois en chirurgie non invasive, mais aussi pour l'activation sélective de médicaments anti-cancéreux. En focalisant les ultrasons dans les tissus biologiques, il est possible d'élever localement la température à distance, sans toucher aux tissus environnants. Les ultrasons focalisés présentent de très nombreux avantages : les ondes peuvent se propager dans le corps humain avec peu d'atténuation, ce qui en fait une technique non invasive, permettant de traiter les tumeurs avec un appareil positionné à l'extérieur du corps humain. De plus le point de focalisation peut-être déplacé de manière mécanique ou électronique, indépendamment du patient, ce qui permet de traiter des tumeurs de grande taille. Enfin les dimensions de la zone focale sont de l'ordre du millimètre, ce qui en fait un instrument de grande précision.

L'objectif de cette thèse est l'asservissement par IRM d'un transducteur matriciel ultrasonore et ses applications thérapeutiques. Pour ce faire, une description du fonctionnement des transducteurs matriciels ultrasonores et de leurs applications thérapeutiques est présentée dans le premier chapitre de façon à définir la géométrie de transducteurs optimale pour une application IRM. Le second chapitre explique le principe de contrôle automatisé de la température en un point ainsi que les techniques de traitement de l'image associées. Une amélioration de la stabilité de cet asservissement est proposée en y intégrant une méthode de reconnaissance automatique des paramètres du tissu. Dans le troisième chapitre, l'algorithme de contrôle de la température est étendu à tout l'espace pour traiter de larges volumes. Cet asservissement spatial et temporel de la température est optimisé en fonction du type de déplacement du point focal utilisé, mécanique ou électronique. Le quatrième chapitre propose une amélioration du contrôle spatial de la température pour traiter les organes mobiles en analysant et anticipant leur mouvement. Le cinquième et dernier chapitre présente une plateforme conçue pour mettre en application ces méthodes thérapeutiques pour traiter les tumeurs du sein.

Chapitre 1 : Transducteur matriciel ultrasonore

1.1 Introduction

L'utilisation des ultrasons pour le diagnostic médical est d'usage courant depuis des années pour l'inspection de pratiquement tous les organes humains. Pourtant, il est souvent oublié que les premières applications médicales des ultrasons ont été thérapeutiques. Les effets des ultrasons dans les tissus biologiques ont été observés pour la première fois par Harvey et Loomis en 1928 [Har28]. En 1933, Szent-Györgi [Sze33] a mentionné la possibilité d'utiliser les ultrasons pour traiter le cancer. Les premières expériences utilisant un faisceau ultrasonore focalisé pour détruire les tissus ont vu le jour en 1944 [Lyn44]. Cependant il a fallu attendre le développement de nouveaux matériaux pour l'imagerie échographique dans les années 90 pour arriver à la maîtrise de la fabrication de sondes focalisées. De façon similaire aux échographes, ces transducteurs ultrasonores de haute intensité ont été divisés en plusieurs éléments. Ils ont été tout d'abord composés de plusieurs anneaux pour ajuster la profondeur de focalisation [Fan95]. Puis ces transducteurs ont été subdivisés en plusieurs centaines d'éléments pour déplacer le point de focalisation dans plusieurs directions afin de traiter de plus grands volumes [Dau96]. Avec la miniaturisation de l'électronique, le nombre d'éléments utilisés ne cesse de croître.

Pour analyser plus en détail le fonctionnement de ces transducteurs matriciels thérapeutiques, il est préférable de commencer par quelques rappels sur les principes de propagation de l'onde ultrasonore et de l'hyperthermie. Pour chaque type de transducteur une méthode de modélisation du champ acoustique est proposée afin de pouvoir modéliser le chauffage produit. Les champs acoustiques produits par quelques exemples types de transducteurs matriciels sont ensuite comparés pour définir une architecture de transducteur matriciel optimisée pour son utilisation dans l'espace utile réduit de l'IRM.

1.2 Les ultrasons thérapeutiques

1.2.1 Les ondes ultrasonores

Les ondes mécaniques se propagent par vibration de la matière comme le décrit le modèle figure 1-1. Des zones de compression et de dépression se succèdent de proche en proche. La propagation de l'onde est longitudinale lorsque les molécules oscillent dans le sens de propagation de l'onde, dans le cas contraire elle est transverse.

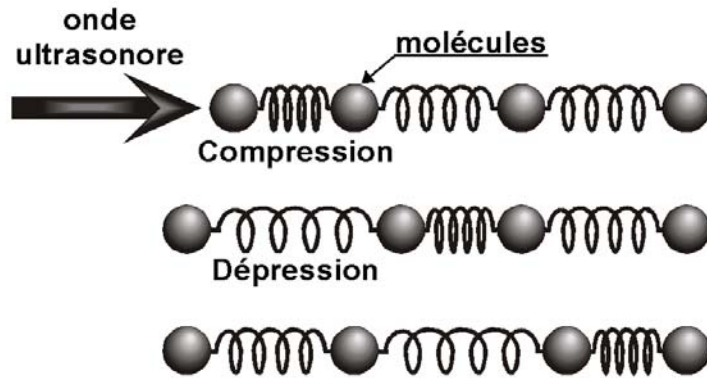


Figure 1-1 : Modélisation mécanique d'une vibration longitudinale

Les ondes sonores sont caractérisées par leur nombre de cycles par seconde; la fréquence d'oscillation F :

Catégorie	Fréquence
Infrasons	0 – 20Hz
Sons audibles	20Hz – 20kHz
Ultrasons	20kHz – 1GHz
Hyper-sons	> 1GHz

Tableau 1-1 : Classement des ondes sonores en fonction de leur fréquence

Pour chaque onde est associée une longueur d'onde λ correspondant à la distance minimale entre deux points consécutifs de même phase du mouvement des particules. Cette longueur d'onde se déduit de la fréquence et de la vitesse de propagation de l'onde C par la relation (Eq 1-1). Pour une fréquence de 1,5MHz se propageant dans l'eau de célérité 1540m/s cette distance est proche de 1mm.

$$\lambda = \frac{C}{F}$$

(Eq 1-1)

Cette vitesse ou célérité dépend de la nature du tissu; sa densité ρ et son impédance acoustique Z .

$$C = \frac{Z}{\rho}$$

(Eq 1-2)

L'impédance acoustique du tissu est déterminée par sa compressibilité χ et sa densité ρ selon l'équation (Eq 1-3). Elle permet de façon analogue à l'indice d'un milieu optique de calculer l'angle de réfraction ainsi que le coefficient de réflexion lors du passage de l'onde d'un milieu à un autre.

$$Z = \sqrt{\frac{\rho}{\chi}}$$

(Eq 1-3)

L'onde ultrasonore est produite grâce aux propriétés piézo-électriques d'un élément en céramique. Un élément piézo-électrique a la propriété de se polariser électriquement sous l'action d'une contrainte mécanique et réciproquement il se déforme selon la polarisation du champ électrique qui le traverse [Cur1880]. L'application d'un signal électrique sinusoïdal sur

un élément piézo-électrique produit une oscillation mécanique à l'origine de l'onde ultrasonore.

1.2.2 Ultrasons focalisés

Les transducteurs thérapeutiques ont généralement une forme sphérique au centre duquel les ondes ultrasonores interfèrent avec la même phase. L'interférence constructive de toutes ces ondes produit en ce point un effet de focalisation semblable à l'effet de lentille en optique. Comme le montre la figure 1-2, le transducteur est orienté de sorte que sa focale soit centrée sur la tumeur à traiter.

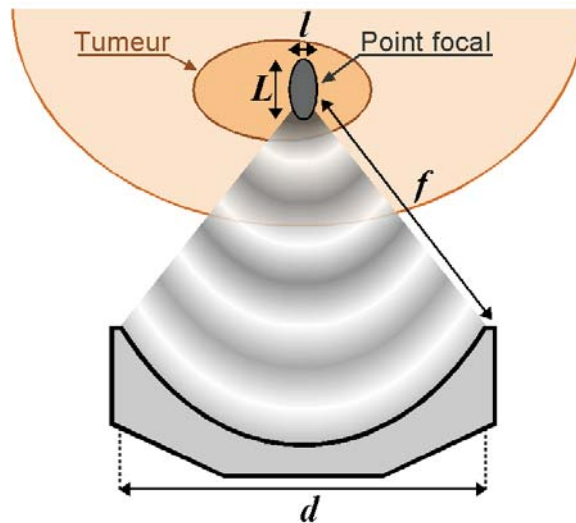


Figure 1-2 : Transducteur ultrasonore extracorporel focalisé sur une tumeur

La forme de la zone focale, dans laquelle se concentre l'énergie acoustique, est décrite par la théorie de la diffraction des ondes. Les dimensions de cette tâche focale dépendent ainsi de la forme du transducteur et de la fréquence utilisée. Pour un transducteur de forme sphérique, la zone focale a une forme d'ellipsoïde allongée dont les dimensions sont données par l'équation (Eq 1-4).

$$l \approx \lambda \frac{f}{d} \quad \text{et} \quad L \approx 7\lambda \left(\frac{f}{d} \right)^2 \quad (\text{Eq 1-4})$$

Dans cette expression (extrait de la [Thèse Mathieu P]), l et L représentent la largeur et la longueur de la zone focale à -6dB. La forme du point focal dépend du rapport de sa focale f par son diamètre apparent d, ce qui correspond à l'angle d'ouverture. L'équation (Eq 1-4) montre en particulier que pour des transducteurs de même angle d'ouverture, la tâche focale devient de plus en plus fine à mesure que la fréquence augmente puisque la longueur d'onde λ diminue. Mais l'atténuation dans les tissus augmentant également avec la fréquence, la gamme de fréquence utilisable en thérapie ultrasonore reste généralement comprise entre 0,5MHz et 3MHz.

Pour traiter l'ensemble de la tumeur, il est alors nécessaire de déplacer le transducteur dans l'espace. Une autre solution consiste à utiliser un transducteur matriciel constitué de nombreux petits émetteurs indépendants. L'amplitude et la phase de chaque élément émetteur peuvent être contrôlées individuellement pour que les ondes émises par chaque émetteur arrivent en phase au point désiré. Il n'est alors plus nécessaire de déplacer mécaniquement le transducteur puisque le point focal peut être déplacé électroniquement par rapport au réseau.

1.2.3 Effets biologique des ultrasons

Les ultrasons sont des ondes mécaniques qui provoquent le mouvement des particules du milieu dans lequel ils se propagent. Au-delà d'une certaine intensité, quand une onde ultrasonore se propage dans un milieu biologique, les interactions mécaniques provoquent une dénaturation du tissu.

Les premiers effets biologiques des ultrasons constatés en 1927 [Woo27, Sch28] sont décrits comme étant provoqués par la dénaturation des protéines causée par la haute pression de l'onde. Plus tard, Harvey [Har30] décrit un échauffement du milieu provoqué par l'absorption des ultrasons et conclut que la destruction cellulaire était plutôt due à la cavitation qu'aux effets thermiques.

Deux effets majeurs peuvent être distingués lorsqu'une onde ultrasonore traverse un milieu biologique : l'effet purement thermique dû à l'absorption et l'effet mécanique de cavitation. Ces effets se présentent souvent en combinaison quand une onde ultrasonore de haute intensité est appliquée au milieu biologique.

Même si des effets biologiques des ultrasons autres que thermiques ont été rapportés [Fry76], la chaleur engendrée dans les tissus par l'absorption de l'onde est considérée comme le principal mécanisme d'endommagement des cellules [Dun76, Pon76]. Pour un transducteur de haute intensité très focalisé, l'augmentation de température est restreinte à une zone très définie [Cha92, Val93]. Les observations histologiques des tissus soumis aux ultrasons focalisés de haute intensité montrent une zone nécrosée bien définie qui est formée au point focal du transducteur.

1.2.4 Dose thermique

Ainsi la chirurgie ultrasonore permet de détruire les tissus par application d'Ultrasons Focalisés de Haute Intensité (HIFU) en un point du tissu. L'ablation est obtenue par une nécrose de coagulation irréversible provoquée par une élévation de température très importante au point focal.

Lorsque l'onde ultrasonore traverse un milieu biologique, elle est en partie atténuée. Une part importante de cette atténuation est due au phénomène d'absorption qui provoque la conversion d'une partie de l'énergie ultrasonore en chaleur. L'absorption dépend de plusieurs paramètres tels que la fréquence de l'onde ultrasonore, la nature du tissu et la température. Pour les tissus biologiques, l'absorption augmente de manière linéaire avec la fréquence. La température d'un tissu au point focal d'un transducteur ultrasonore fonctionnant à la fréquence centrale de 1,5MHz peut atteindre 60°C en quelques secondes.

L'élévation modérée de température dans les tissus biologiques est appelée hyperthermie. Suivant la température et la durée de l'hyperthermie, l'élévation de la température peut entraîner des dommages irréversibles dans les tissus, allant jusqu'à provoquer la mort des cellules biologiques. En dessous de 43°C, les modifications du milieu biologiques sont réversibles, mais au-delà de 43°C, les dommages deviennent irréversibles si l'élévation de température est maintenue suffisamment longtemps. Sapareto et Dewey ont développé un modèle empirique en observant une relation exponentielle entre la température et le temps d'exposition nécessaire à l'obtention de la nécrose tissulaire. Soumis à une évolution de la température $T_{(t)}$, le temps équivalent t_{43} nécessaire pour obtenir le même effet biologique mais en chauffant à la température de référence 43°C se calcule à partir d'une intégration exponentielle de la température (Eq 1-5) [Sap84].

$$t_{43} = \int_0^t R^{43-T(t)} dt \quad \text{avec} \quad \begin{cases} R = 0,25 & \text{si } T < 43^\circ\text{C} \\ R = 0,5 & \text{si } T \geq 43^\circ\text{C} \end{cases} \quad (\text{Eq 1-5})$$

Pour la plupart des tissus mous, le seuil produisant une nécrose irréversible est de 240 minutes à la température de 43°C. Dans la littérature ce concept de temps équivalent est normalisé pour définir la dose thermique. La nécrose tissulaire correspond ainsi à une dose thermique supérieure ou égale à 1.

La température élevée tissulaire peut provoquer l'apoptose sans coagulation immédiate. A cause des effets tardifs d'apoptose nécessitant une durée de plusieurs heures même jusqu'à un ou quelques jours, il est difficile de déterminer la zone d'ablation finale à base des effets de coagulation (changement de paramètres de relaxation IRM, changement d'élasticité) tout de suite après la thérapie. L'équation (Eq 1-5) présente l'avantage d'inclure les effets d'apoptose.

1.3 Simulation ultrasonore

1.3.1 Champ acoustique émis par les transducteurs

Le champ acoustique émis par les transducteurs dépend de leur géométrie. Avec le développement des transducteurs matriciels, de nombreuses géométries sont apparues. Avant d'étudier les principaux types de transducteurs matriciels, il est nécessaire de connaître le champ acoustique résultant d'un transducteur élémentaire.

1.3.1.1 Transducteur monobloc sphérique

Le champ acoustique émis par un transducteur monobloc, est obtenu à partir de l'intégrale de Rayleigh (Eq 1-6). Cette intégrale correspond à l'expression du champ acoustique lointain. Il est aussi possible de tenir compte du champ acoustique proche du transducteur mais cela n'a aucune influence significative sur le résultat obtenu dans la zone observée au voisinage du point focal.

$$P_{(x,y,z)} = \frac{\rho \cdot V \cdot \omega}{\lambda} \cdot \iint_S \frac{\exp(i \cdot \vec{k} \cdot \vec{r})}{\vec{k} \cdot \vec{r}} dS \quad (\text{Eq 1-6})$$

Cette intégrale définit la pression acoustique P dans un medium de densité ρ pour une surface S vibrant à la pulsation ω avec une vitesse V. La pression ainsi établie au point (x,y,z) est un nombre complexe dont le module et l'argument représentent l'amplitude et la phase de l'onde oscillante produite. Dans cette expression \vec{r} est le vecteur qui va du point de surface élémentaire du transducteur dS au point (x,y,z). Le vecteur d'onde \vec{k} a pour module 2π divisé par la longueur d'onde λ .

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{Eq 1-7})$$

L'orientation du vecteur \vec{k} est définie par le sens de propagation de l'onde. L'onde ultrasonore émise par le transducteur étant longitudinale, le vecteur \vec{k} est colinéaire au vecteur \vec{r} .

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = |\vec{k}| |\vec{r}| \quad (\text{Eq 1-8})$$

Le module du vecteur \vec{r} est obtenu par le calcul de la distance cartésienne entre le point de l'élément de surface intégré (x_s, y_s, z_s) et le point où la pression acoustique est calculée (x, y, z) .

$$|\vec{r}| = \sqrt{(X - X_s)^2 + (Y - Y_s)^2 + (Z - Z_s)^2} \quad (\text{Eq 1-9})$$

L'intégrale du champ acoustique porte sur la surface émettrice S du transducteur. Cette surface étant une portion de sphère, il est naturel d'utiliser le repère sphérique (θ, φ, f) dessiné figure 1-3 pour exprimer les coordonnées de l'élément dS .

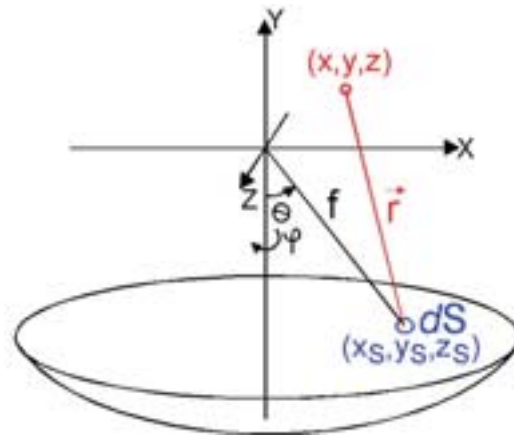


Figure 1-3 : Repère sphérique utilisé pour intégrer le champ acoustique sur la surface du transducteur

Le passage du repère cartésien au repère sphérique est défini par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} X_s &= f \sin \theta \cos \varphi \\ Y_s &= -f \cos \theta \\ Z_s &= f \sin \theta \sin \varphi \\ dS &= f^2 \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \end{aligned}$$

(Eq 1-10)

Le calcul (Eq 1-6) de l'intégrale peut être répété pour obtenir la pression acoustique en chaque point (x, y, z) de l'espace. Toutefois comme le transducteur monobloc possède une symétrie de révolution selon l'axe Y, le calcul des points du demi-plan $z=0$ et $x>0$ est suffisant. Tous les autres points de l'espace se déduisent par symétrie de révolution selon la formule (Eq 1-11).

$$P_{(x,y,z)} = P_{(\sqrt{x^2+z^2}, y, 0)}$$

(Eq 1-11)

En résumé la détermination de l'intensité du champ acoustique dans tout l'espace se résume au calcul de l'intégrale selon l'expression (Eq 1-12) ci dessous:

$$P_{(x,y,0)} = \frac{\rho \cdot V \cdot \omega}{\lambda} \cdot 2f^2 \int_{\theta=0}^{\theta_{\max}} \int_{\varphi=0}^{\pi} \frac{\exp(i \cdot k \cdot r)}{k \cdot r} \sin \theta \, d\varphi \, d\theta$$

$$\text{avec } k \cdot r = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{x^2 + y^2 + f^2 + 2f(y \cos \theta - x \sin \theta \cos \varphi)}$$

(Eq 1-12)

L'intégration (Eq 1-12) porte sur les variables θ et φ . La variable θ va de 0 à θ_{\max} l'angle d'ouverture du transducteur. La variable φ devrait varier de 0 à 2π mais comme la fonction intégrée est une fonction impaire selon la variable φ , il est préférable d'intégrer uniquement de 0 à π puis de multiplier le résultat par 2. Cette simplification permet de diminuer de moitié le nombre de points du maillage d'intégration. L'expression développée de $k \cdot r$ permet aussi d'accélérer la vitesse de calcul d'un facteur 2 car le nombre de termes en sinus et cosinus est moindre.

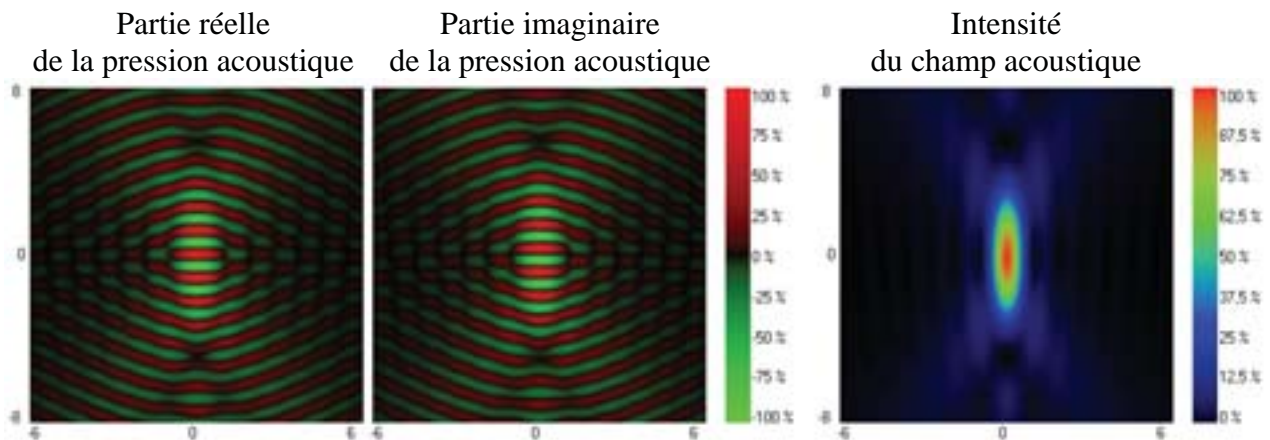


Figure 1-4 : Intensité et pression acoustique émise par un transducteur monobloc de 80mm de focale et de 48mm de rayon de d'ouverture

La figure 1-4 présente la partie réelle et imaginaire du champ acoustique produit par un transducteur monobloc de 80 mm de focale et de 48 mm de rayon d'ouverture. L'intensité acoustique correspondante est proportionnelle au carré du module de la pression acoustique.

$$I_{(x,y,z)} \propto |P_{(x,y,z)}|^2$$

(Eq 1-13)

Pour pouvoir observer les détails de l'intensité acoustique, il est préférable d'utiliser une échelle logarithmique. Cette échelle permet de visualiser les lobes secondaires de l'ordre de quelques pourcents de l'intensité du point focal.

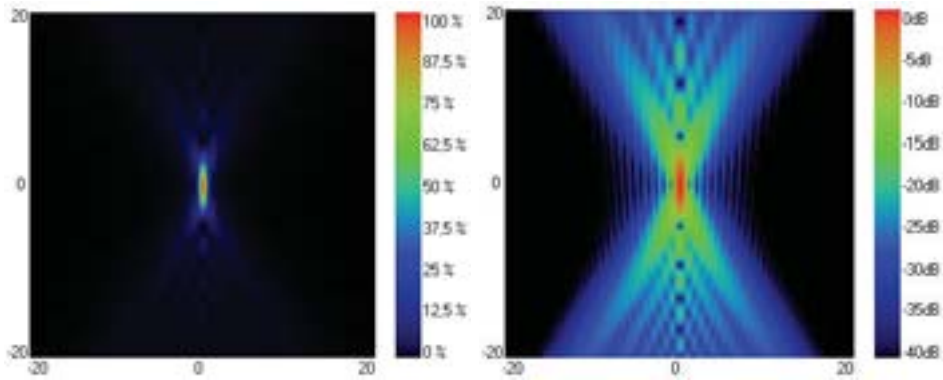


Figure 1-5 : Intensité acoustique avec une échelle linéaire et logarithmique

Comme le montre la figure 1-5, l'expression de l'intégrale (Eq 1-12) avec un maillage de 96 points pour les variables θ et φ permet d'obtenir l'intensité acoustique avec une précision de -40dB soit 0,01%. Cette méthode, programmée de façon optimisée en C++, avec un microprocesseur Athlon de 1GHz permet de calculer 62 points du champ acoustique par seconde. De plus seul le calcul des points d'un demi-plan est nécessaire pour connaître l'intensité acoustique du volume correspondant.

L'exactitude de cette intégration est essentielle puisque toutes les simulations ultrasonores présentées dans cette thèse en découlent. La figure 1-6 montre les erreurs d'arrondis de calcul produites en cas d'utilisation d'une expression mathématique non optimisée ou d'un maillage insuffisant. Les imprécisions obtenues sur ces exemples atteignent -30dB et -20dB.

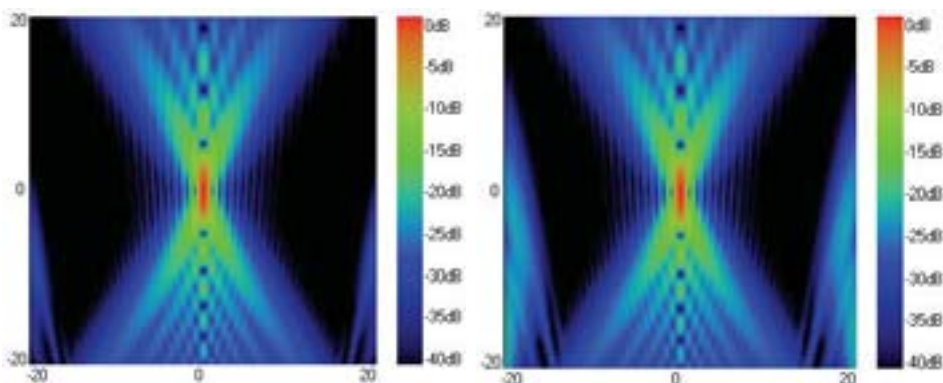


Figure 1-6 : Intensité acoustique obtenue en intégrant l'équation (Eq 1-12) de 0 à 2π avec un maillage de 96points (à gauche) de 0 à π avec un maillage de 48points (à droite)

La précision du calcul du champ acoustique à -40dB est indispensable car pour l'étude des transducteurs matriciels, ce champ de pression est additionné 256 fois. De plus pour les trajectoires comportant jusqu'à 100 points de focalisation différents, ce champ acoustique est sommé 256×100 fois.

1.3.1.2 Transducteur annulaire et rho-téta

Les transducteurs annulaires (figure 1-7 à gauche) sont composés de plusieurs éléments circulaires pour pouvoir modifier la focale du transducteur à partir de la phase des signaux électriques appliqués sur chacun de ses éléments. De cette façon la position du point de focalisation est ajustable électroniquement le long de l'axe de révolution. Les réseaux rho-téta (figure 1-7 à droite) sont composés d'un plus grand nombre d'éléments. Ces transducteurs

matriciels sont des transducteurs annulaires dont chaque anneau a été subdivisé en plusieurs éléments de façon à pouvoir déplacer le point de focalisation dans toutes les directions de l'espace.

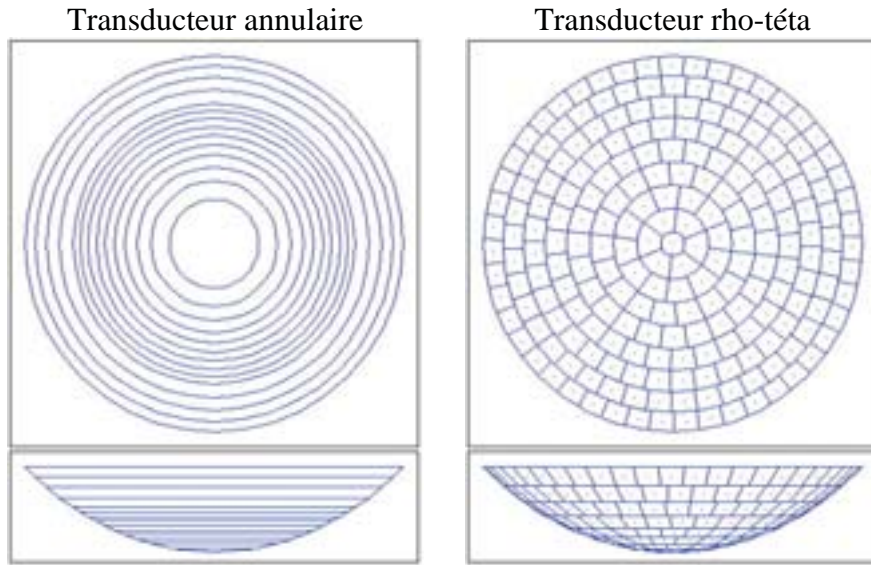


Figure 1-7 : Géométrie de transducteur annulaire et matriciel

Le calcul de la pression acoustique P^n émise par chaque anneau d'un transducteur annulaire se déduit du calcul précédent (Eq 1-12) en intégrant la variable θ de θ_n à θ_{n+1} . L'angle θ_n représente alors l'angle d'ouverture de chaque anneau.

$$P_{(x,y,0)}^n = 2f^2 \int_{\theta=\theta_n}^{\theta_{n+1}} \int_{\varphi=0}^{\pi} \frac{\exp(i \cdot k \cdot r)}{k \cdot r} \sin \theta d\varphi d\theta \quad (\text{Eq 1-14})$$

Pour les transducteurs rho-téta l'intégration doit se faire pour θ variant de θ_n à θ_{n+1} et φ variant de φ_n à φ_{n+1} . L'angle φ_n représente la position angulaire du bord de $n^{\text{ième}}$ élément.

$$P_{(x,y,z)}^n = f^2 \int_{\theta=\theta_n}^{\theta_{n+1}} \int_{\varphi=\varphi_n}^{\varphi_{n+1}} \frac{\exp(i \cdot k \cdot r)}{k \cdot r} \sin \theta d\varphi d\theta \quad (\text{Eq 1-15})$$

Dans ce dernier cas, la symétrie cylindrique étant rompue, l'intégration ne peut plus se limiter à la moitié de la surface du transducteur. De plus le calcul de chaque point de l'espace (x,y,z) est nécessaire puisque l'égalité (Eq 1-11) n'est plus vérifiée. Par conséquent, le calcul du champ acoustique induit par un transducteur rho-téta nécessite un temps de calcul très long.

1.3.1.3 Transducteur semi-aléatoire et asymétrique compact

Les transducteurs matriciels semi-aléatoire et asymétrique compacts sont aussi composés d'un grand nombre d'éléments dans le but de pouvoir déplacer le point focal dans toutes les directions. En revanche tous les éléments sont identiques de forme circulaire. Pour les transducteurs semi-aléatoires, les positions des éléments sont choisies unes par unes aléatoirement en vérifiant que le nouvel élément choisi ne se superpose pas avec les autres éléments. Ce type de transducteur permet de déplacer le point de focalisation tout en produisant de très faibles lobes secondaires autour du point focal. Comme le montre la figure 1-8, le principal inconvénient de cette répartition des éléments est le faible pourcentage de la

surface active du transducteur utilisé. Pour les transducteurs asymétriques compacts, les positions des éléments sont calculées par un algorithme détaillé au paragraphe 1.4.2.3 qui permet d'obtenir une plus grande compacité que les transducteurs semi-aléatoires tout en conservant leur qualité de focalisation.

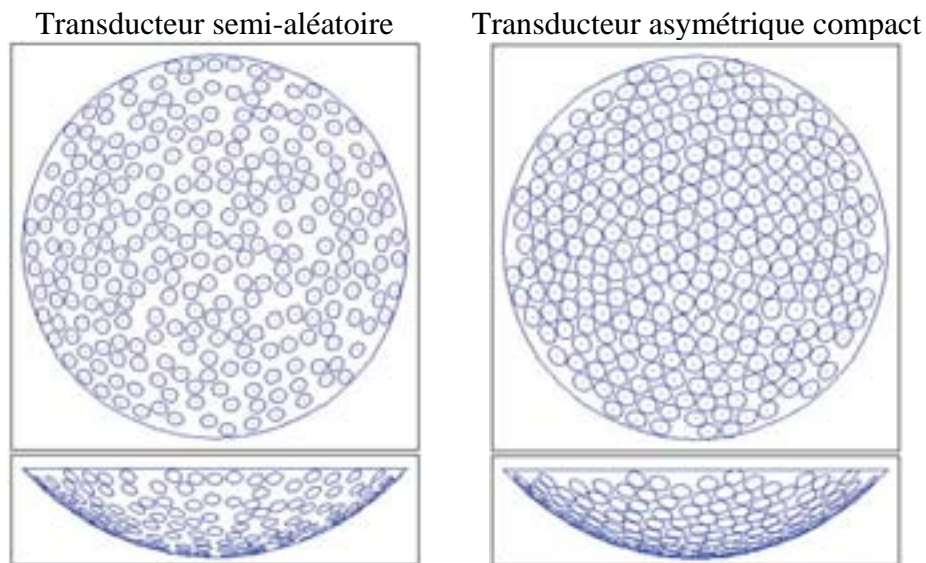


Figure 1-8 : Géométrie de transducteur matriciel semi-aléatoire et asymétrique compact

De part leur architecture similaire le calcul du champ acoustique produit par ces transducteurs se fait exactement de la même façon. Ces transducteurs sont constitués de 256 éléments identiques semblables à un transducteur monobloc de très faible angle d'ouverture. L'intensité acoustique émise par un mono élément de 80mm de rayon de courbure et 2,9mm de rayon d'ouverture, calculée à partir de l'équation (Eq 1-12) est présentée figure 1-9.

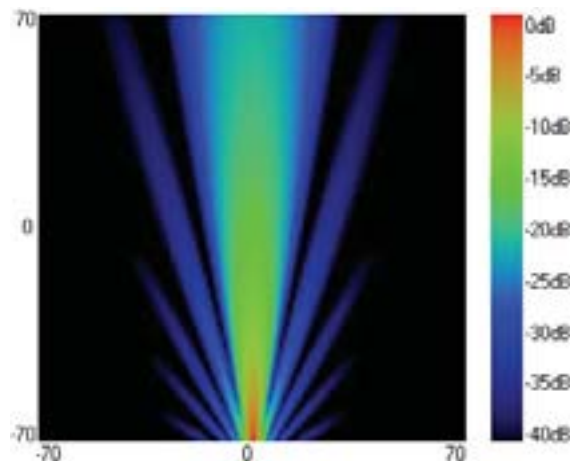


Figure 1-9 : Intensité acoustique émise par un transducteur mono élément de 80mm de focale et de 2,9mm de rayon de d'ouverture

Compte tenu du faible angle d'ouverture de ce transducteur mono élément, son rayon de courbure n'a pas la moindre influence sur le champ acoustique produit. En effet l'onde émise n'est plus convergente comme c'était le cas sur la figure 1-4 mais elle est divergente de part l'effet de diffraction. Cet effet de diffraction est essentiel car l'interférence constructive des ondes émises par chaque élément en un point ne peut se produire que si l'intensité du signal y est suffisante. Par conséquent plus le faisceau émis par un élément est large et plus

l'amplitude de déplacement électronique du point de focalisation est grande. Comme le décrit le paragraphe 1.4.1.2, cette propriété est inversement proportionnelle au rayon des éléments.

Le champ acoustique obtenu figure 1-9 correspond à celui émis par un élément situé exactement au centre du transducteur. Le champ acoustique émis par un élément excentré se déduit de ce dernier par des rotations d'angles (θ_n, φ_n) . Les angles (θ_n, φ_n) correspondent à la position angulaire du centre du $n^{\text{ième}}$ élément dans le repère sphérique dessiné figure 1-3.

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_n & \sin \theta_n & 0 \\ -\sin \theta_n & \cos \theta_n & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos \varphi_n & 0 & \sin \varphi_n \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \varphi_n & 0 & \cos \varphi_n \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}$$

(Eq 1-16)

En informatique, l'utilisation de matrices impose plutôt l'utilisation de la rotation inverse. La rotation directe d'une matrice produit un maillage dont quasiment aucun point ne coïncide avec le maillage voulu. Par conséquent, la rotation directe d'une matrice produit généralement une nouvelle matrice dont la majorité des valeurs sont indéterminées. Pour obtenir un maillage complet, en chaque point (x,y,z) du maillage où la pression acoustique de l'élément excentré est recherché, le point équivalent (X,Y,Z) pour l'élément centré est calculé par rotation inverse (θ_n, φ_n) selon l'équation (Eq 1-16). Bien que ces coordonnées ne correspondent pas à un des points du maillage initial, la valeur en ce point peut se déduire par une interpolation linéaire des points adjacents du maillage initial.

L'interpolation linéaire imposée par la rotation introduit des arrondis de calculs. Pour minimiser cette erreur, le maillage initial doit être choisi le plus fin possible. Si l'intensité acoustique varie très peu spatialement, la pression acoustique oscille avec une période spatiale λ de 1mm. Un maillage d'au moins 0,05mm entre chaque point est requis pour reconstruire chaque oscillation de l'onde à partir de 20 points par période. Heureusement, de part la symétrie de révolution de l'élément centré, seuls les points du plan $z=0$ et $x>0$ sont nécessaires. De cette façon la partie réelle et imaginaire de la pression acoustique produite par un élément centré dans un demi plan de 70mm de large avec une résolution de 0,05mm peut être stockée en mémoire vive sur 31Mo avec des nombres flottants. Cette pression acoustique permet de calculer la pression de tous les éléments excentrés par symétrie de révolution et rotation sur une fenêtre de 49mm de large. La largeur de la seconde fenêtre est plus petite d'un facteur $\sqrt{2}$ car sa diagonale ne peut excéder la largeur de la fenêtre initiale.

Le calcul de la rotation (Eq 1-16) devant être répété un très grand nombre de fois; pour chaque point (x,y,z) de l'espace et pour les 256 éléments du transducteur matriciel, il est préférable de stocker préalablement en mémoire vive la matrice de rotation de chaque élément:

$$\begin{bmatrix} \cos \theta_n \cos \varphi_n & \sin \theta_n & \cos \theta_n \sin \varphi_n \\ -\sin \theta_n \cos \varphi_n & \cos \theta_n & -\sin \theta_n \sin \varphi_n \\ -\sin \varphi_n & 0 & \cos \varphi_n \end{bmatrix} \quad (n \in [0;255])$$

(Eq 1-17)

Cette méthode permet de calculer 1,4 millions de pressions acoustiques par seconde avec un processeur 1GHz. Cette vitesse est essentielle puisque ce calcul est répété pour chaque élément et en chaque point de l'espace. Cette technique offre de plus une grande flexibilité quant au choix des positions des points (x,y,z) calculés qui sont indépendants les uns des autres. Aussi les valeurs des pressions acoustiques étant calculées pour chaque élément, elles peuvent être réutilisées pour calculer l'intensité totale produite par différentes phases et amplitudes des signaux électriques.

1.3.2 Déplacement électronique du point focal

Après avoir déterminé le champ de pression acoustique émis par chaque élément des transducteurs matriciels, il existe de multiples façons de les additionner selon les signaux électriques utilisés. L'amplitude et le déphasage du signal électrique appliqué sur un élément correspondent à l'amplitude et au déphasage avec lequel oscille mécaniquement ce piézo composite. Ce déplacement mécanique produit ensuite une onde acoustique dont la phase et l'amplitude de la pression sont ajustées électroniquement. Les transducteurs matriciels offrent ainsi un grand nombre de degrés de liberté vis-à-vis des ondes acoustiques émises qui permettent par exemple de contrôler la position et l'intensité du point de focalisation ou de compenser les hétérogénéités tissulaires traversées.

1.3.2.1 Déphasage des ondes acoustiques

Le principe du déplacement électronique du point focal consiste à ajuster la phase des signaux électriques de façon à créer une interférence constructive à la position voulue des ondes provenant de chacun des éléments. La figure 1-10 montre un exemple de déphasage des signaux électriques induisant un déplacement électronique du point de focalisation.

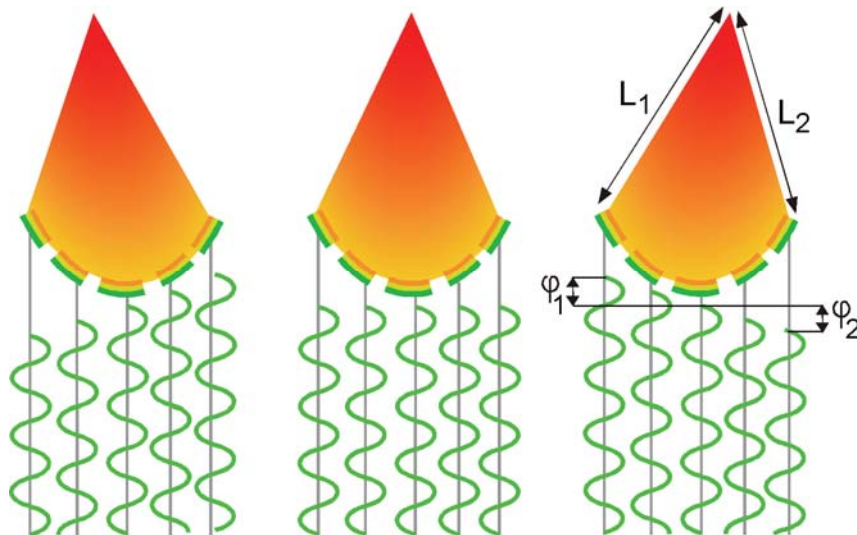


Figure 1-10 : Déplacement électronique du point de focalisation par ajustement de la phase des signaux électriques

Dans le sens de la propagation de l'onde ultrasonore, la phase varie de 2π pour une longueur d'onde λ . De ce fait, la phase Φ_n du signal électrique de l'élément numéro n par rapport à l'élément numéro 0 est calculée selon la loi des phases (Eq 1-18).

$$\Phi_n = 2\pi \frac{L_n - L_0}{\lambda}$$

(Eq 1-18)

Dans cette équation la longueur L_n correspond à la distance entre le centre de l'élément n de coordonnées (x_n, y_n, z_n) et le point de focalisation souhaité de coordonnées (x_F, y_F, z_F) . Cette longueur se calcule directement par la formule de Pythagore:

$$L_n = \sqrt{(X_n - X_F)^2 + (Y_n - Y_F)^2 + (Z_n - Z_F)^2}$$

(Eq 1-19)

Cette façon de calculer les déphasages est approximative puisqu'elle suppose l'élément ponctuel. La méthode la plus rigoureuse consiste à utiliser l'opposé de la phase au point (x_F, y_F, z_F) de la pression acoustique P^n issu de chaque élément.

$$\Phi_n = -\arg\left(P^n_{(x_n, y_n, z_n)}\right) \quad (\text{Eq 1-20})$$

Bien que les éléments des transducteurs matriciels soient plus grands que la longueur d'onde, aucune différence entre ces deux méthodes n'est numériquement perceptible. Ceci s'explique principalement par le fait que le point considéré se trouve au centre de l'élément, ce qui moyenne les erreurs induites par les points périphériques de l'élément. Le calcul de la phase des signaux électriques selon l'équation (Eq 1-18) est très précis et très rapide puisque cela nécessite juste le calcul d'une racine carrée pour la longueur L_n pour le même résultat qu'une simulation acoustique complète. Durant le contrôle spatial de la température, le calcul des déphasages étant effectué très fréquemment, cette méthode est toujours celle utilisée.

1.3.2.2 Simulation précise de l'intensité multi points

Il existe d'autres lois des phases permettant de focaliser simultanément en plusieurs points. Ce type de focalisation multipoint est très attractif à priori mais la qualité de focalisation est nettement dégradée. La focalisation multipoints pourrait être très utile si elle permettait de récupérer l'énergie se trouvant dans les lobes secondaires pour créer d'autres points de focalisation contrôlables, mais de façon contraire cette technique augmente l'énergie se trouvant dans les lobes secondaires [Gav00, Dou99]. Etant donné que la puissance totale instantanée est toujours la même, il est préférable de focaliser très rapidement de façon successive en chacun des points pour minimiser la puissance dans les lobes secondaires.

Une fois les déphasages Φ_n choisis pour focaliser en un point, la pression acoustique P émise par l'ensemble du transducteur matriciel est alors la somme des pressions acoustiques P^n émises par chaque élément déphasé de Φ_n .

$$\begin{aligned} \text{Re}(P_{(x,y,z)}) &= \sum_{n=0}^{256} [\text{Re}(P^n_{(x,y,z)}) \times \cos(\Phi_n) - \text{Im}(P^n_{(x,y,z)}) \times \sin(\Phi_n)] \\ \text{Im}(P_{(x,y,z)}) &= \sum_{n=0}^{256} [\text{Re}(P^n_{(x,y,z)}) \times \sin(\Phi_n) + \text{Im}(P^n_{(x,y,z)}) \times \cos(\Phi_n)] \end{aligned} \quad (\text{Eq 1-21})$$

L'intensité du champ acoustique résultant de l'interaction de tous les éléments se déduit en calculant le carré du module de la pression totale (Eq 1-13). Ce calcul étant réalisé un très grand nombre de fois il est préférable de stoker préalablement en mémoire vive la valeur des termes $\cos(\Phi_n)$ et $\sin(\Phi_n)$ pour ne pas avoir à les recalculer pour chaque point (x, y, z) . Avec cette optimisation, cette sommation permet de calculer 50 000 intensités par seconde.

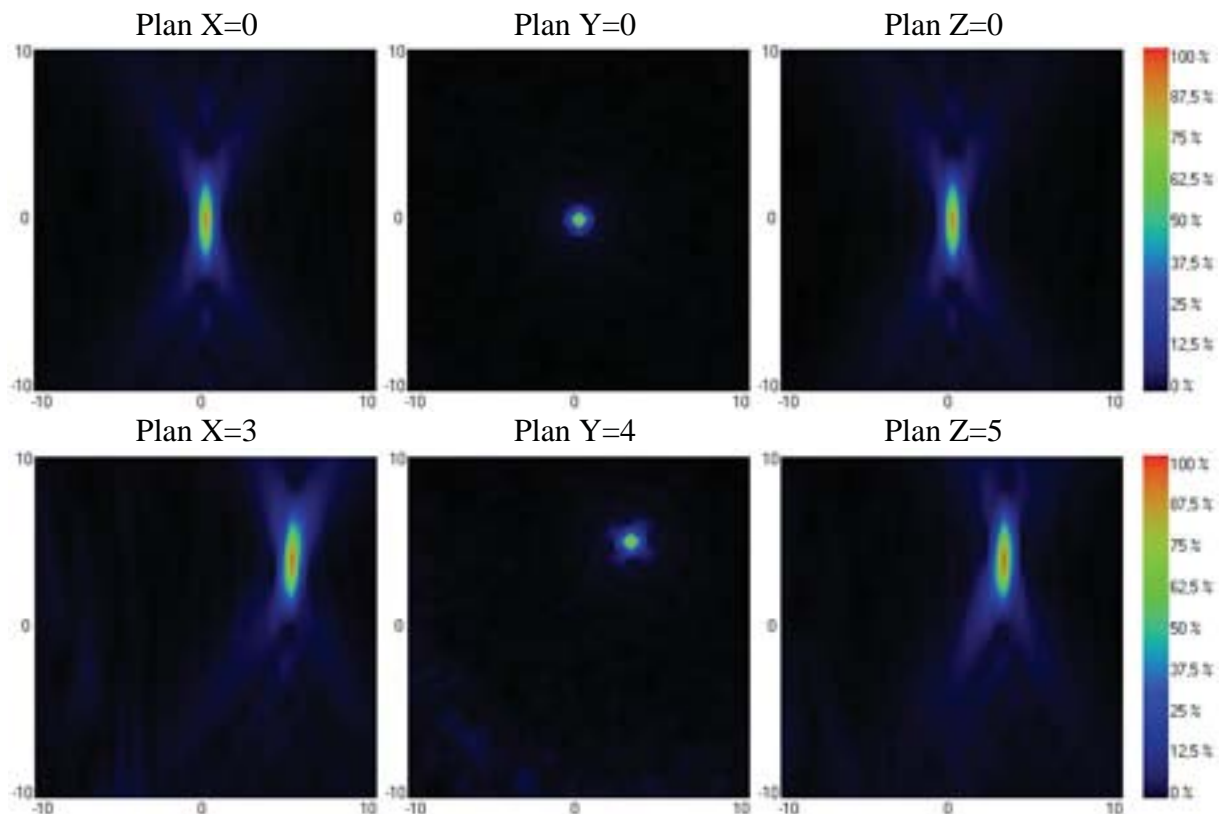


Figure 1-11 : Intensité acoustique produite par un déphasage choisi pour focaliser au point $(0,0,0)$ en haut et au point $(3,4,5)$ en bas

Le haut de la figure 1-11 présente l'intensité acoustique produite par le transducteur matriciel asymétrique compact de la figure 1-8 avec toutes les phases Φ_n mises à zéro. Le point focal se trouve alors au centre de la focale naturelle. Les déphasages Φ_n peuvent être modifiés pour focaliser en un autre point comme le montre le bas de la figure 1-11 dont la focalisation se situe aux coordonnées $(3,4,5)$.

La durée d'un tel calcul pour une matrice de $41 \times 41 \times 41$ points est de 14s. Ce temps représente principalement le temps de rotation et d'interpolation linéaire pour calculer les 256 matrices de champ de pression (Eq 1-16). Mais si plusieurs points de focalisation sont calculés simultanément, le temps de calcul est principalement lié à la durée du calcul du déphasage et de la sommation des pressions issues de chaque élément (Eq 1-21).

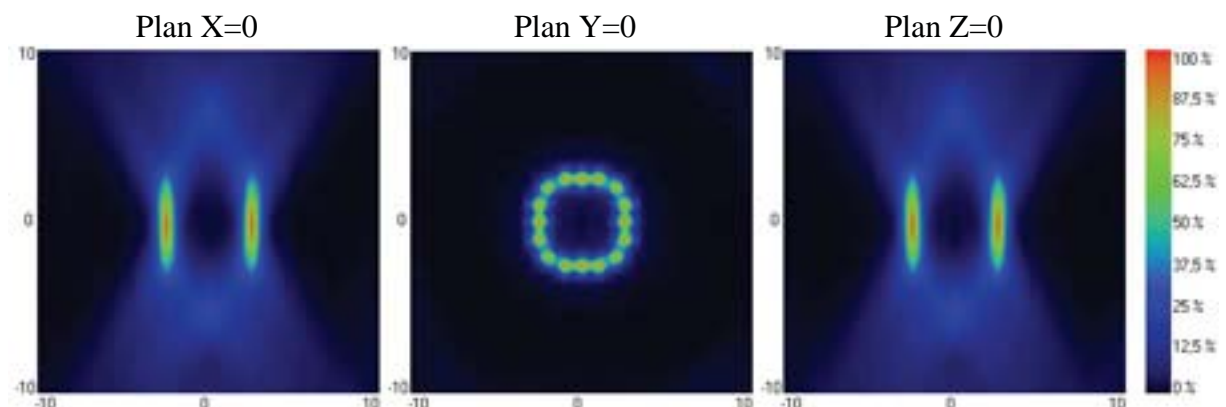


Figure 1-12 : Intensité acoustique résultant de la sommation de 16 focalisations distinctes

Pour illustrer ce cas, la figure 1-12 présente le cas d'une intensité acoustique obtenue en sommant l'intensité acoustique de 16 points de focalisations répartis sur un cercle. La durée du calcul de cette matrice d'intensité de $41 \times 41 \times 41$ points est de 22s. La durée de calcul peut être encore diminuée en évaluant uniquement les points des 3 plans $X=0$, $Y=0$ et $Z=0$. La durée du calcul de cette pseudo matrice 3D de 3×41 points est alors de 2s seulement.

1.3.2.3 Compensation de la décroissance d'intensité

La zone dans laquelle le point focal peut être déplacé est limitée par la directivité de l'élément décrit précédemment à la figure 1-9. Ainsi lorsque les phases sont choisies pour focaliser loin de la focale naturelle du transducteur, l'intensité ultrasonore décroît progressivement. L'image de gauche sur la figure 1-13 montre une simulation ultrasonore de 7 points de focalisations espacés de 2mm obtenus en modifiant uniquement la phase des signaux électriques.

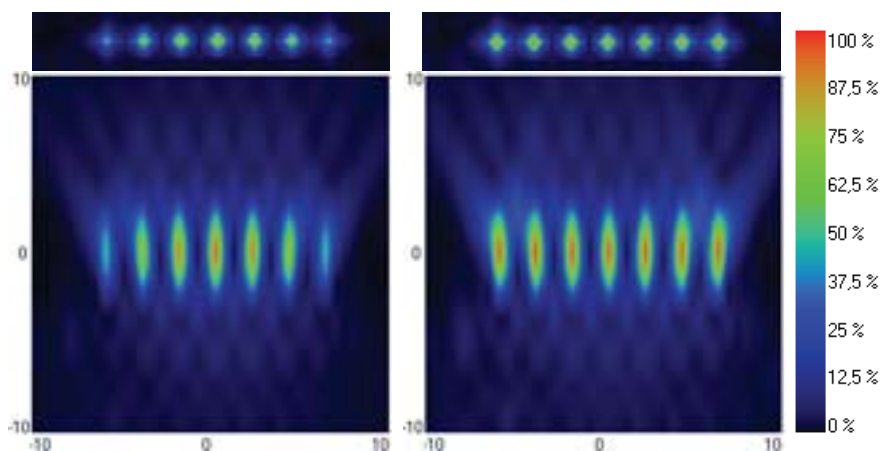


Figure 1-13 : Intensité ultrasonore relative pour 7 points focaux espacés de 2mm sans compensation (à gauche) et avec compensation (à droite)

Cette décroissance peut se compenser en augmentant la puissance des signaux électriques. L'image de droite sur la figure 1-13 présente la simulation ultrasonore obtenue avec les 7 points de focalisations espacés de 2mm avec une puissance divisée par l'intensité relative au point correspondant dans la simulation sans compensation. Cette compensation de la décroissance de l'intensité lors du déplacement électronique du point focal permet d'obtenir un chauffage identique quelle que soit la position de celui-ci. Ceci nécessitait toutefois des puissances plus élevées et la différence de puissance correspondante se retrouve dans les lobes secondaires. Pour éviter d'obtenir des lobes secondaires trop importants qui produisent un chauffage dans des zones non souhaitées, le déplacement électronique du point focal est limité de sorte que la décroissance de l'intensité à compenser ne dépasse pas 50%.

1.3.2.4 Simulation rapide de l'intensité multi points

Les simulations précédentes ont pour but d'être les plus exactes possibles. Cependant le calcul du déphasage et de la sommation des pressions issues de chaque élément (Eq 1-21) limite la vitesse de simulation de l'intensité ultrasonore en plusieurs points. La modélisation et la sommation de la pression acoustique issue de chaque élément sont indispensables pour calculer les différentes formes de points de focaux.

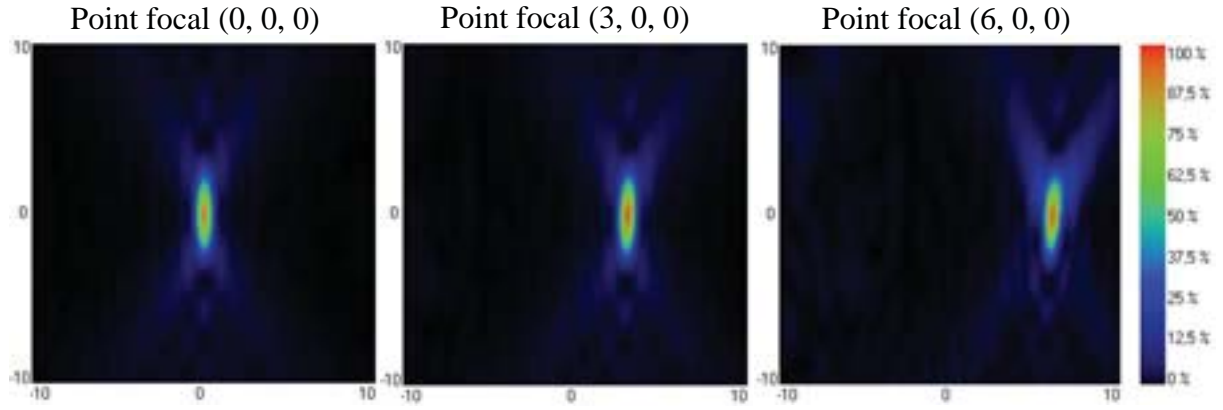


Figure 1-14 : Intensité acoustique de points focaux situés à la focale naturelle (à gauche), décentrés de 3mm (au milieu) et 6mm (à droite)

En observant dans le plan XY les simulations acoustiques des différents points focaux compensés en intensité figure 1-14, leurs géométries semblent très proches. La considération de la similitude des points de focalisation quelle que soit leur position permet d'accélérer considérablement le temps de calcul de l'intensité multi points. L'erreur induite est détaillée sur la figure 1-15 qui compare l'intensité du point focal naturel avec ceux décentrés de 3mm et 6mm puis placés à l'origine par translation.

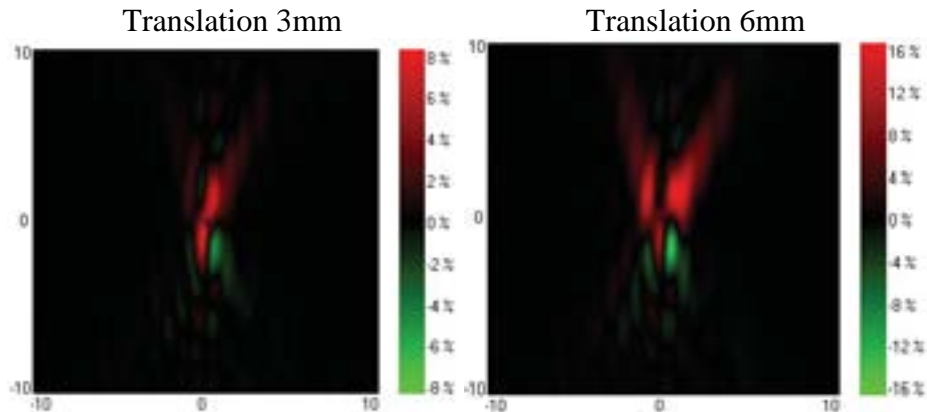


Figure 1-15 : Erreur relative entre le point de focalisation naturel translaté et l'intensité d'une focalisation décentrée de 3mm (à gauche) et 6mm (à droite)

Cette hypothèse sur l'unicité de la géométrie du point focal induit une erreur de 8% pour un point translaté de 3mm et de 16% pour un point translaté de 6mm. Cette approximation est contestable, mais elle offre de nombreux avantages. En notant I^F l'intensité acoustique du point de focalisation de coordonnées (x_F, y_F, z_F) et I^{1Pt} l'intensité du point de focalisation naturel, la relation entre ces deux intensités est alors:

$$I^F(x, y, z) \approx I^{1Pt}(x - x_F, y - y_F, z - z_F) \quad (\text{Eq 1-22})$$

Une trajectoire de plusieurs points F pondérés d'une intensité p_F induit une intensité acoustique I^{Traj} correspondant à la somme de chacune de ses intensités:

$$I_{(x,y,z)}^{Traj} = \sum_{\forall F \in Traj} p_F \cdot I_{(x,y,z)}^F \approx \sum_{\forall F \in Traj} p_F \cdot I_{(x-x_F, y-y_F, z-z_F)}^{1Pt} \quad (\text{Eq 1-23})$$

Il est tout à fait possible de calculer le champ acoustique I^{Traj} en translatant et multipliant I^{1Pt} pour chaque point de la trajectoire. Mais pour un grand nombre de points, il est

beaucoup plus rapide d'utiliser la fonction trajectoire Γ correspondant à la répartition spatiale de la densité de points.

$$\Gamma_{(x,y,z)} = \sum_{\forall F \in \text{Traj}} p_F \cdot \delta_{(x-x_F, y-y_F, z-z_F)} \quad (\text{Eq 1-24})$$

Dans cette expression de la fonction trajectoire, la fonction δ correspond à la fonction de Dirac. Le champ acoustique I^{Traj} s'exprime alors sous la forme de la convolution de la fonction I^{1Pt} par la fonction trajectoire.

$$I_{(x,y,z)}^{\text{Traj}} = \iiint_{(x',y',z')} \Gamma_{(x',y',z')} \cdot I_{(x-x',y-y',z-z')}^{\text{1Pt}} dx' dy' dz' \quad (\text{Eq 1-25})$$

Le calcul d'une convolution est plus rapide dans l'espace fréquentiel puisqu'il suffit d'y effectuer une multiplication. Le symbole $\tilde{\cdot}$ utilisé dans l'équation (Eq 1-26) exprime la transformée de Fourier d'une fonction.

$$\tilde{I}^{\text{Traj}} = \tilde{\Gamma} \times \tilde{I}^{\text{1Pt}} \quad (\text{Eq 1-26})$$

Ainsi le calcul du champ acoustique d'une trajectoire se résume à une multiplication et un calcul de transformée de Fourier directe puis inverse et ce quel que soit le nombre de points de la trajectoire. De plus l'intensité I^{1Pt} utilisée dans ce calcul étant toujours la même, celle-ci peut-être évaluée préalablement au calcul de l'intensité ultrasonore résultant d'une trajectoire de points.

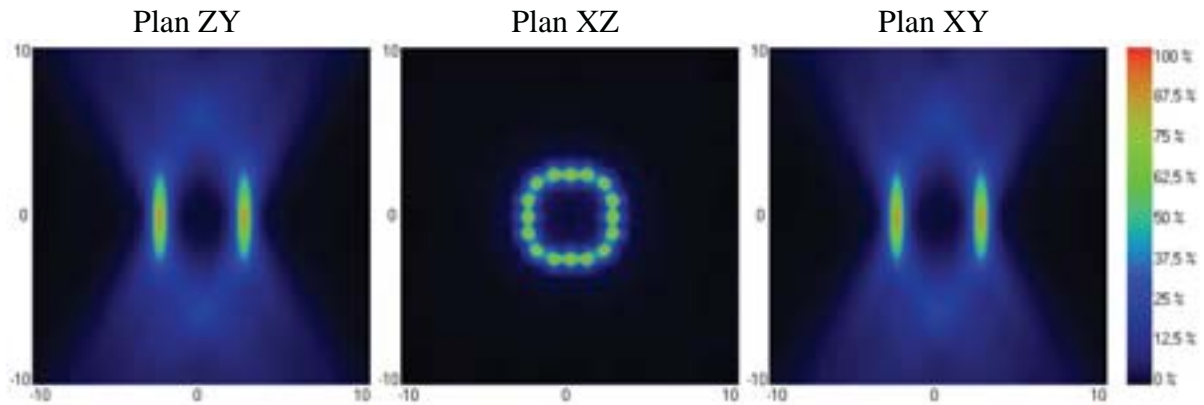


Figure 1-16 : Simulation d'une trajectoire de 16 points par convolution en 1s

La figure 1-16 présente l'intensité acoustique obtenue avec une trajectoire circulaire identique à celle utilisée figure 1-12. Avec la méthode de convolution de la trajectoire, le calcul de cette matrice d'intensité acoustique composée de 16 points de focalisation dure seulement 1s au lieu de 22s. De plus cette méthode est complètement indépendante du nombre de points sur la trajectoire. Par exemple le calcul du champ acoustique de la trajectoire figure 1-17 composé de 109 points nécessite aussi 1s.

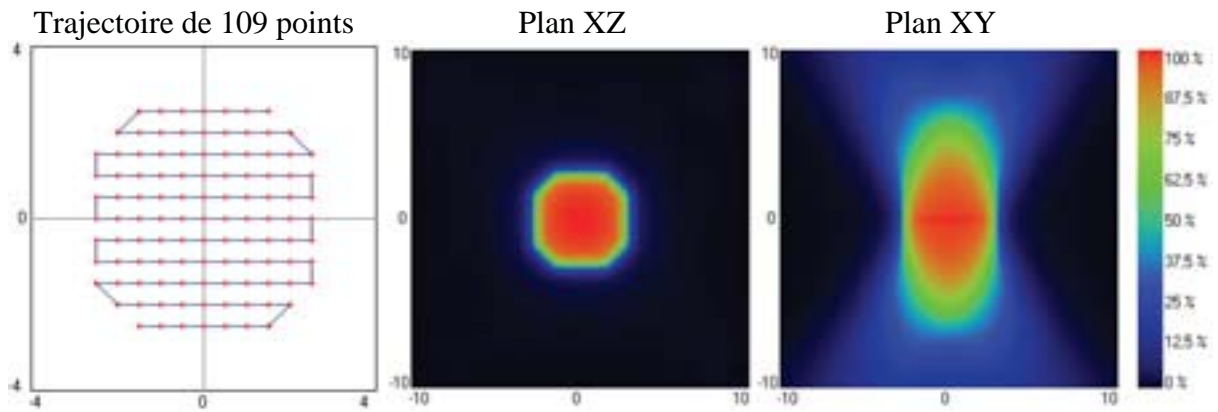


Figure 1-17 : Simulation d'une trajectoire de 109 points par convolution en 1s

1.3.3 Modélisation thermique

L'intensité ultrasonore traversant les tissus biologiques est partiellement absorbée par effet de friction. Ce dépôt énergétique produit un chauffage qui permet d'effectuer le traitement thermo thérapeutique. La modélisation thermique du tissu en fonction de l'énergie déposée s'avère utile pour prévoir la montée en température et contrôler l'hyperthermie.

1.3.3.1 Résolution de l'équation de transfert thermique

L'équation de transfert thermique définie par Pennes en 1948 [Pen48] est la plus fréquemment utilisée pour modéliser le comportement du tissu. La variation de température y est définie comme étant proportionnelle au gradient de température par effet de diffusion, à la puissance absorbée par le tissu et à la variation de température par effet de perfusion. En considérant la température T comme étant référencée à celle du corps humain, le transfert thermique s'effectue selon l'équation (Eq 1-27) couramment appelé BHTE (de l'anglais Bio Heat Transfert Equation).

$$\frac{\partial}{\partial t} T_{(\vec{r},t)} = D \cdot \nabla^2 T_{(\vec{r},t)} + \alpha \cdot P_{(\vec{r})} - w \cdot T_{(\vec{r},t)}$$

(Eq 1-27)

Dans cette expression les pondérations D , α et w correspondent aux coefficients de diffusion, d'absorption et de perfusion caractérisant le tissu. Ces coefficients sont supposés uniformes et constants au cours du temps. En réalité, les tissus sont hétérogènes et leurs coefficients varient avec la température, mais ces effets ne sont pas pris en compte pour conserver une équation thermique sommaire rapidement solvable.

D'autre part, la répartition spatiale de puissance appliquée P est supposée constante au cours du temps. Cette hypothèse est validée tant que l'intensité et la position du point de focalisation ne changent pas. Dans le cas de trajectoires composées de plusieurs points de focalisation distincts, l'équation (Eq 1-27) est résolue en plusieurs étapes temporelles correspondant à la durée de chaque point.

La résolution de l'équation thermique se résout plus simplement dans l'espace fréquentiel puisque la fonction laplacien est remplacée par un facteur $-k^2$, ce qui rend l'équation différentielle (Eq 1-28) linéaire. Il est alors important de calculer correctement le vecteur k pour ne pas fausser le coefficient de diffusion. Le calcul du vecteur k n'est pas trivial puisque celui-ci dépend de l'algorithme de transformée de Fourier utilisé. En effet avec le langage informatique IDL, l'espace k est associé à une longueur d'onde de 1. Par contre

avec l'environnement C++ Builder, la longueur d'onde correspond à la taille de la matrice manipulée. De façon plus générale la normalisation du vecteur k dépend de la librairie de fonction appelée par le compilateur.

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{T}_{(\bar{k},t)} + (D \cdot k^2 + w) \cdot \tilde{T}_{(\bar{k},t)} = \alpha \cdot \tilde{P}_{(\bar{k})}$$

(Eq 1-28)

Dans l'espace fréquentiel, l'équation de transfert thermique est une équation linéaire différentielle selon la variable t du premier ordre avec un second membre. Elle se résoud donc par la méthode de la variation de la constante.

$$\tilde{T}_{(\bar{k},t)} = \tilde{T}_{(\bar{k},0)} \cdot \exp(-(D \cdot k^2 + w) \cdot t) + \alpha \cdot \tilde{P}_{(\bar{k})} \frac{1 - \exp(-(D \cdot k^2 + w) \cdot t)}{D \cdot k^2 + w}$$

(Eq 1-29)

Cette solution permet de déduire la température à un instant t directement à partir de la température à l'instant initial, sans avoir à utiliser un échantillonnage temporel pour résoudre l'équation (Eq 1-27). De cette façon, la montée progressive en température durant l'application d'une puissance est parfaitement prise en compte. Cette méthode donne de très bons résultats puisqu'elle s'appuie sur la solution mathématique exacte de l'équation de transfert thermique.

1.3.3.2 Diffusion isotrope et anisotrope

Les simulations des intensités ultrasonores présentées précédemment ne tiennent pas compte de l'ordonnancement temporel des points de focalisations. Cependant, même si la position du point de focalisation du transducteur matriciel peut être changée très rapidement, le premier point focal appliqué est toujours soumis plus longtemps à l'effet de diffusion thermique que les autres points focaux. Pour simuler cet effet, l'équation de transfert thermique peut être résolue consécutivement pour chacun des points de focalisation selon l'équation (Eq 1-29). Le résultat obtenu avec une trajectoire contenant 16 points espacés de 50ms avec un coefficient de diffusion de $0,1\text{mm}^2/\text{s}$ sans perfusion est présenté Figure 1-18.

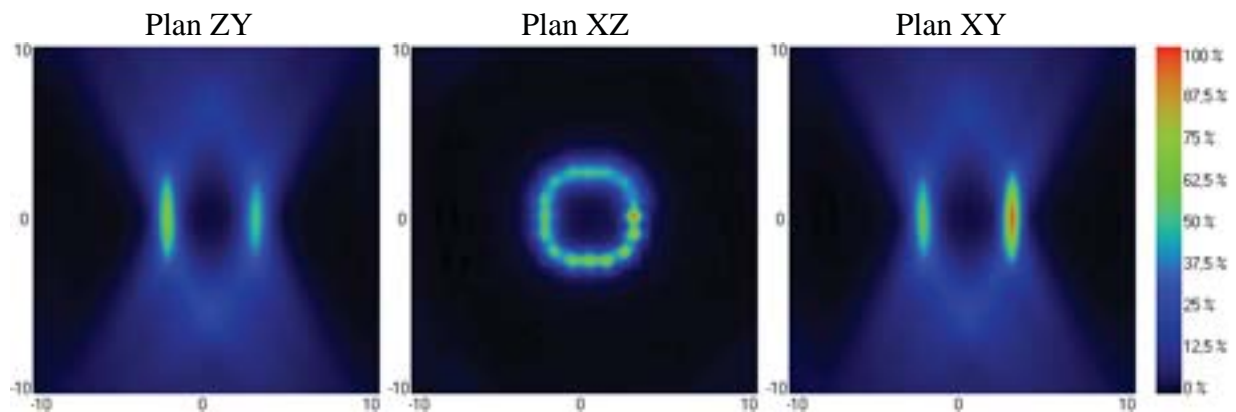


Figure 1-18 : Montée en température relative pour une trajectoire circulaire de 16 points de 50ms avec un coefficient de diffusion isotrope de $0,1\text{mm}^2/\text{s}$

Cette modélisation est très rapide puisqu'elle nécessite 24s dont seulement 2 secondes sont liées à la résolution de l'équation de transfert thermique. Les 22s restantes correspondent au calcul et à la sommation des pressions acoustiques issues de chaque élément.

L'équation de Diffusion thermique peut aussi se résoudre avec un coefficient de diffusion anisotrope tant qu'il reste homogène. Dans ce cas, dans les équations (Eq 1-28) et (Eq 1-29) le facteur $D \cdot k^2$ est remplacé par le facteur $D_X \cdot k_X^2 + D_Y \cdot k_Y^2 + D_Z \cdot k_Z^2$ où D_X , D_Y et D_Z représentent les coefficients de diffusion selon les axes X, Y et Z. Cette modification ne ralentit pas de façon perceptible la durée de résolution de l'équation de transfert thermique.

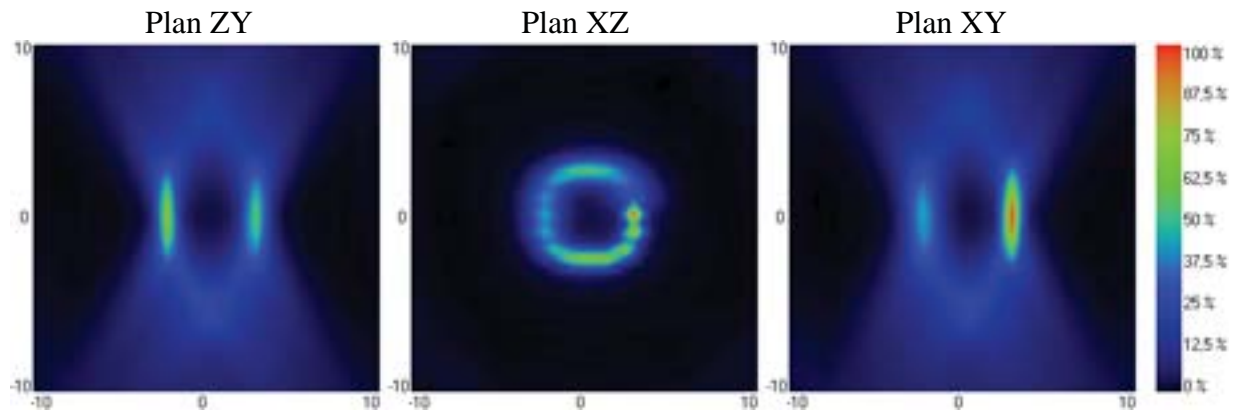


Figure 1-19 : Montée en température relative pour une trajectoire circulaire de 16 points de 50ms avec un coefficient de diffusion anisotrope de $0,4\text{mm}^2/\text{s}$ selon X et de $0,1\text{mm}^2/\text{s}$ selon Y et Z

La figure 1-19 présente le résultat obtenu sur une trajectoire de 16 points espacés de 50ms et un coefficient de diffusion anisotrope tel que $D_X = 0,4\text{mm}^2/\text{s}$ et $D_Y = D_Z = 0,1\text{mm}^2/\text{s}$. L'utilisation d'une trajectoire circulaire semble plutôt bien se prêter à l'évaluation de l'anisotropie du coefficient de diffusion puisque la partie la plus atténuée du cercle indique l'orientation prépondérante de la diffusion.

1.3.3.3 Perfusion et flux

En plus de la diffusion thermique présente dans tous les tissus biologiques, la perfusion liée à la circulation du sang s'oppose aussi à une modification de la température. Ce phénomène est modélisé dans l'équation de transfert thermique par le terme $w \cdot T$. La résolution de l'équation de transfert thermique prenant en compte cet effet n'est pas plus longue à calculer puisqu'il suffit d'additionner le coefficient w au terme $D \cdot k^2$.

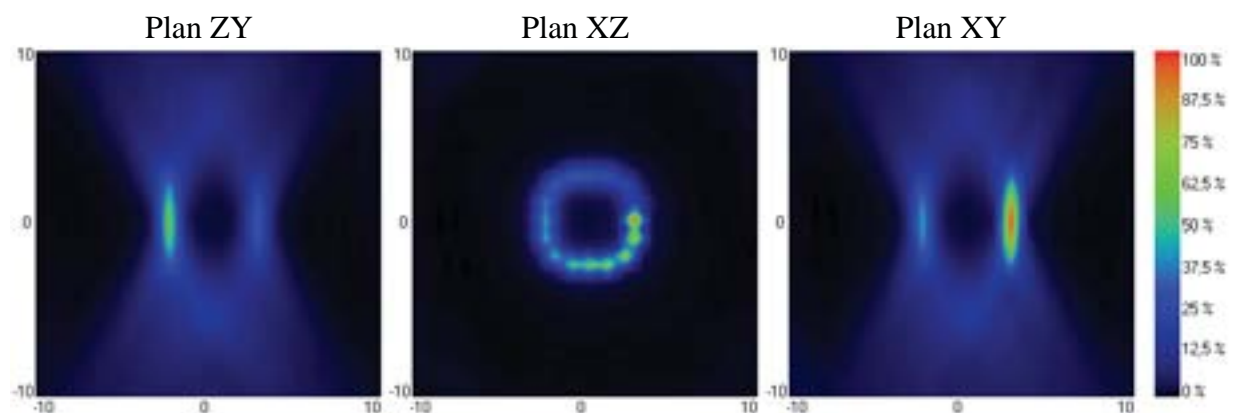


Figure 1-20 : Montée en température relative pour une trajectoire circulaire de 16 points de 50ms avec un coefficient de diffusion isotrope de $0,1\text{mm}^2/\text{s}$ et un coefficient de perfusion de 1s^{-1}

La figure 1-20 présente la simulation thermique composée de la même trajectoire de 16 points de 50ms avec un coefficient de diffusion de $0,1\text{mm}^2/\text{s}$ combiné avec un effet de perfusion de 1s^{-1} . La perfusion induit une forte décroissance en température des premiers points focaux appliqués. De plus, le chauffage est mieux localisé spatialement puisque la température peut décroître sans avoir à se propager sur les tissus voisins. Par contre, une plus grande puissance est requise pour produire une nécrose dans un tissu perfusé.

Dans certains cas le tissu n'est pas perfusé de façon homogène, mais refroidi par une artère ou veine. Le flux sanguin est alors confiné dans une petite région. Le flux sanguin se modélise alors par une perfusion locale dont le coefficient w est spatialement hétérogène. La solution analytique (Eq 1-29) de l'équation de transfert thermique n'est alors plus valide puisque le produit de la fonction w par la fonction T correspond dans l'espace fréquentiel à un produit de convolution. Néanmoins le calcul des effets de l'absorption, de la diffusion et de la perfusion peut s'effectuer dans le domaine fréquentiel comme précédemment, seul le calcul du flux local est évalué de façon discrétisée dans le domaine spatial.

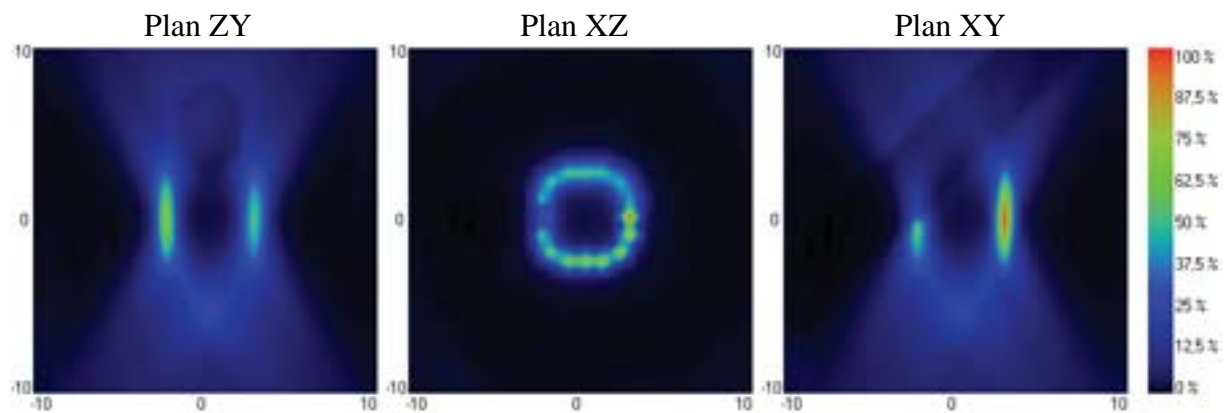


Figure 1-21 : Montée en température relative pour une trajectoire circulaire de 16 points de 50ms avec un coefficient de diffusion isotrope de $0,1\text{mm}^2.\text{s}^{-1}$ et un flux de 2s^{-1} sur un cylindre de 4mm de diamètre incliné de 45° dans le plan XY

La figure 1-21 présente la simulation thermique obtenue avec la trajectoire circulaire de 16 points soumis à un coefficient de diffusion de $0,1\text{mm}^2/\text{s}$ et un flux de 2s^{-1} localisé dans un cylindre de 4mm de diamètre incliné de 45° dans le plan XY. Cette modélisation d'une veine passant à proximité d'un des points de focalisation y atténue fortement la montée en température. Les autres points de focalisation ne sont par contre pas affectés par ce flux. La durée de la modélisation thermique est alors beaucoup plus longue avec la prise en compte du flux local puisque la transformé de Fourier directe et inverse de la température doit être calculée pour chaque point de focalisation. Pour la trajectoire de 16 points présentée figure 1-21, le temps d'une modélisation thermique avec un flux est de 42s au lieu de 22s sans flux.

1.4 Architecture de transducteur matriciel

Les simulations acoustiques conduisent à une modélisation thermique permettant d'anticiper le comportement du tissu chauffé. Néanmoins le transducteur matriciel doit être conçu de façon à produire un champ acoustique adapté à l'organe traité. La focale du transducteur est choisie en fonction de la profondeur des tumeurs cibles. De même la fréquence est déterminée par la profondeur et la nature du tissu à traverser. En effet l'atténuation produit par un tissu diminue presque proportionnellement à la fréquence. Cependant comme le coefficient d'absorption des ultrasons dans les tissus biologique décroît

avec la fréquence la puissance requise pour induire une nécrose à basse fréquence est plus élevée. Dans ce cas la surface active du transducteur doit être augmentée pour pouvoir émettre des niveaux de puissance plus élevés. Par exemple les transducteurs conçus pour traiter à travers la boîte crânienne les tumeurs se trouvant dans le cerveau possèdent une focale de 12cm, fonctionnent à 1MHz, et ont une surface émettrice de 140cm². Cependant, la forme des transducteurs matriciels dépend aussi de la largeur fenêtre acoustique par laquelle l'onde ultrasonore se propage jusqu'à la tumeur. Par exemple les fibromes utérins situés à 10cm de profondeur n'offre qu'une petite fenêtre acoustique de 12cm, ce qui limite la taille du transducteur.

Si chaque transducteur est spécifique à l'organe traité, les principes physiques qui régissent leur fonctionnement restent les mêmes. Pour étudier leurs performances, quelques architectures typiques de transducteurs ont été comparées. Les transducteurs de référence utilisés sont dimensionnés pour traiter les lapins à une fréquence de 1,5Mhz avec une focale de 80mm. Le choix d'une démarche numérique plutôt qu'analytique est lié à l'équation (Eq 1-6) qui n'est pas plus inversible qu'intégrable. En d'autres termes pour un champ acoustique donné il n'existe pas de modèle analytique de transducteur.

1.4.1 Géométrie des éléments

La géométrie des éléments joue un rôle essentiel pour les transducteurs matriciels puisqu'ils permettent entre autres de déplacer électroniquement le point focal. Pour évaluer l'influence de la forme et de la taille des éléments, les amplitudes des déplacements électroniques réalisables avec des transducteurs matriciels composés de chaque type d'élément sont comparés.

1.4.1.1 Formes des éléments

Après l'invention des transducteurs annulaires, les premiers transducteurs matriciels conçus ont été composés d'éléments rectangulaires. Bien que cette subdivision des transducteurs matriciels soit la plus évidente, elle n'est pas la mieux adaptée pour le déplacement électronique du point focal.

Selon la position du point de focalisation choisi, un déphasage du signal électrique est appliqué sur chaque élément. Puisque ce déphasage est unique pour chaque élément, celui-ci est ajusté pour le point central de l'élément. Selon les simulations acoustiques, ce choix du point central correspond au déphasage optimal. Par contre le déphasage utilisé pour un autre point de l'élément est d'autant plus erroné que ce point est excentré. Dans le but de minimiser cette erreur, il semble donc logique d'utiliser des éléments de forme circulaire.

Selon ce principe un élément rectangulaire allongé ou élargi est moins performant qu'un élément carré à cause des extrémités dessinées en gris sur la figure 1-22 qui sont plus distantes du centre. De même un élément carré présente de moins bonnes caractéristiques qu'un élément circulaire à cause des quatre coins plus excentrés.

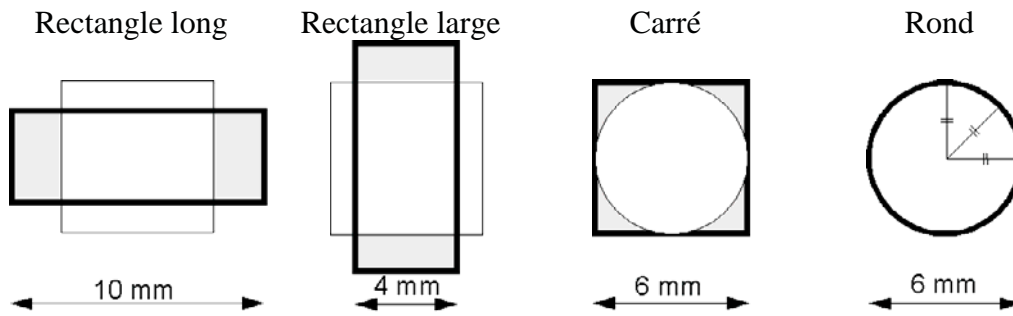


Figure 1-22 : Géométries d'éléments pour transducteur matriciel.
Les zones les plus excentrées sont indiquées en gris

Pour quantifier cet effet, des simulations ultrasonores ont été réalisées avec quatre transducteurs composés d'éléments rectangulaires longs, rectangulaires larges, carrés et ronds. Ces quatre transducteurs détaillés sur la figure 1-23 ont tous une focale de 80mm et un rayon d'ouverture de 48mm.

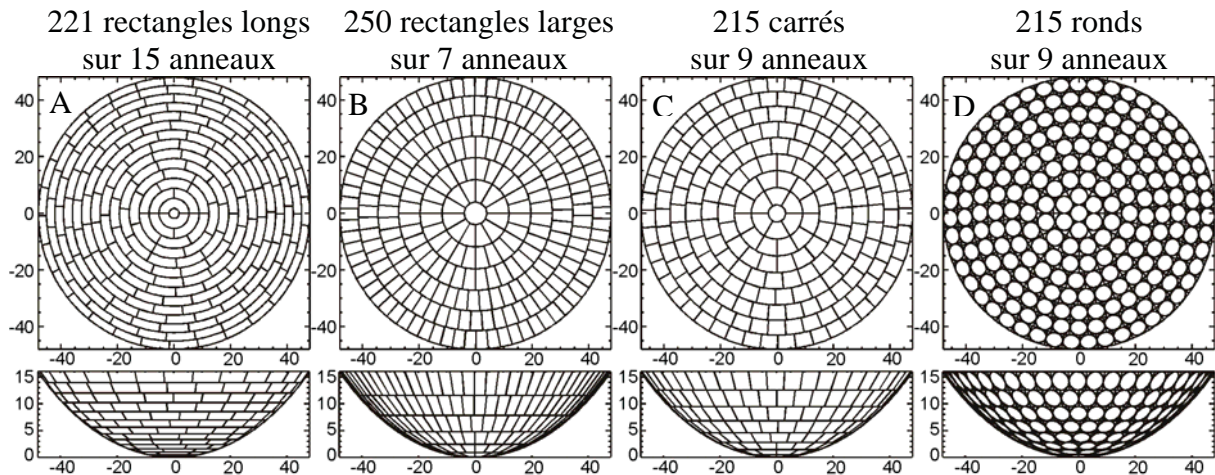


Figure 1-23 : Transducteurs matriciels composés des formes d'éléments décrites figure 1-22

En théorie les déphasages à appliquer peuvent être calculés pour focaliser en n'importe quel point de l'espace. Cependant lorsque le point focal est déplacé électroniquement, l'intensité ultrasonore au centre de celui-ci décroît progressivement avec son éloignement de sa position centrale. Ainsi l'amplitude des mouvements réalisables est définie par l'éloignement du point focal pour lequel l'intensité décroît de moitié.

Pour illustrer cette décroissance, l'intensité ultrasonore a été relevée figure 1-24 en fonction du déplacement électronique relativement au point de focalisation naturelle du transducteur. L'intensité ultrasonore pour un déplacement selon l'axe Z n'est pas représentée figure 1-24 car elle est identique à celle obtenue pour un déplacement selon l'axe X.

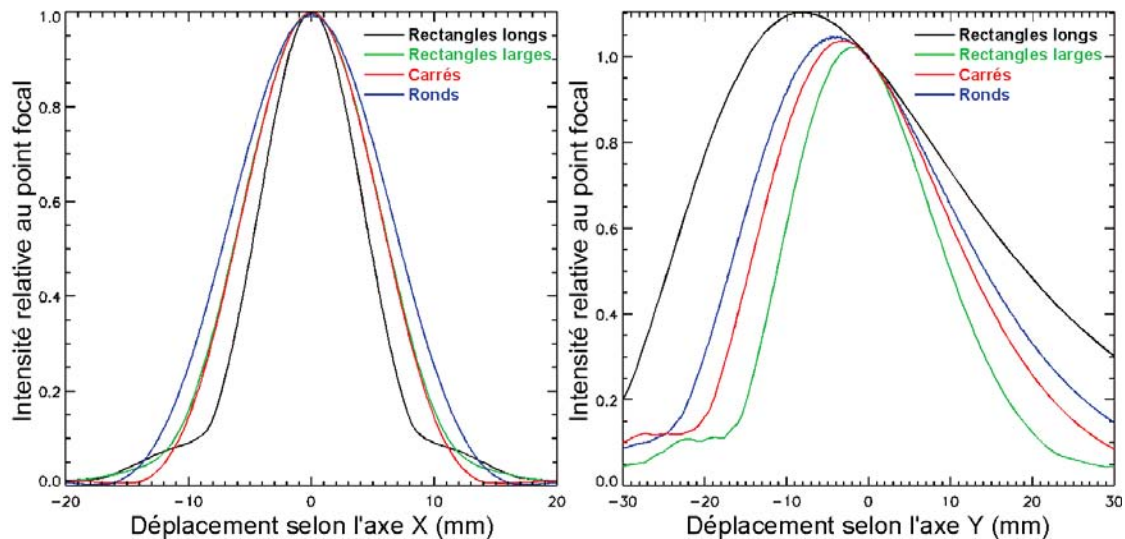


Figure 1-24 : Intensité relative au point focal en fonction du déplacement électronique le long des axes X (à gauche) et Y (à droite)

Cette décroissance est symétrique le long des l'axe X et Z comme le transducteur, mais elle ne l'est pas le long de l'axe Y. Il est surprenant de constater que l'intensité de focalisation maximum ne correspond pas à la focale naturelle mais à un déplacement négatif du point focal. Cet effet s'explique par le fait que plus le point focal est proche du transducteur, plus le champ acoustique émis par les éléments est intense.

La décroissance de l'intensité relative en fonction du déplacement du point focal est plus ou moins rapide selon la forme de l'élément composant le transducteur. Les éléments de formes rectangulaires allongés offrent la meilleure amplitude de déplacement le long de l'axe Y. De façon contraire les éléments de formes rectangulaires élargis sont les moins performants. Puisque l'axe Y est l'axe de révolution des transducteurs étudiés, seuls les anneaux formés par les éléments ont une influence sur l'amplitude du déplacement le long de cet axe. À nombre d'anneaux égal, comme c'est le cas pour les transducteurs avec des éléments carrés et ronds, c'est le transducteur avec les éléments circulaires qui donne la meilleure amplitude de déplacement. Cette différence provient de la largeur des anneaux formés par les éléments circulaires qui sont en moyenne plus fins que les anneaux formés par les éléments carrés.

Puisque l'axe Y est l'axe de propagation de l'onde ultrasonore, il y est plus facile d'y effectuer une focalisation. De ce fait l'amplitude des mouvements réalisables le long de l'axe de propagation Y est toujours supérieure à ceux réalisables selon les axes perpendiculaires X et Z. L'amplitude du déplacement selon les axes X et Z étant la plus contraignante, la sélection de la forme des éléments doit porter sur ce critère. Si la forme rectangulaire élargie des éléments est la plus défavorable, la forme allongée n'est pas la meilleure et elle équivaut juste à la forme carrée. Puisque les éléments carrés permettent en plus des déplacement plus grands selon l'axe Y que les éléments élargis, les éléments de forme carrés sont plus performants que ceux de forme rectangulaires.

Comparativement au transducteur composé d'éléments carrés, le transducteur composé d'éléments ronds permet d'effectuer de plus grands déplacements du point focal dans toutes les directions de l'espace. Le long des axes X et Z, cette amplitude est de $\pm 6,3\text{mm}$ avec des éléments carrés tandis qu'elle vaut $\pm 7,3\text{mm}$ avec des éléments ronds. Cette comparaison reste toutefois contestable puisque la surface des éléments ronds est plus petite d'un facteur $\pi/4$ que la surface des éléments carrés.

1.4.1.2 Dimension des éléments

De façon analogue à ce qui a été présenté dans le paragraphe 1.4.1.1, l'influence de la dimension des éléments sur l'amplitude du mouvement peut être analysée. L'intensité relative au point focal en fonction du déplacement a été simulée figure 1-25 pour des transducteurs composés d'éléments circulaires de différents diamètres. Les transducteurs comparés sont composés de 215 éléments circulaires répartis sur 9 anneaux comme celui présenté sur la figure 1-23-D.

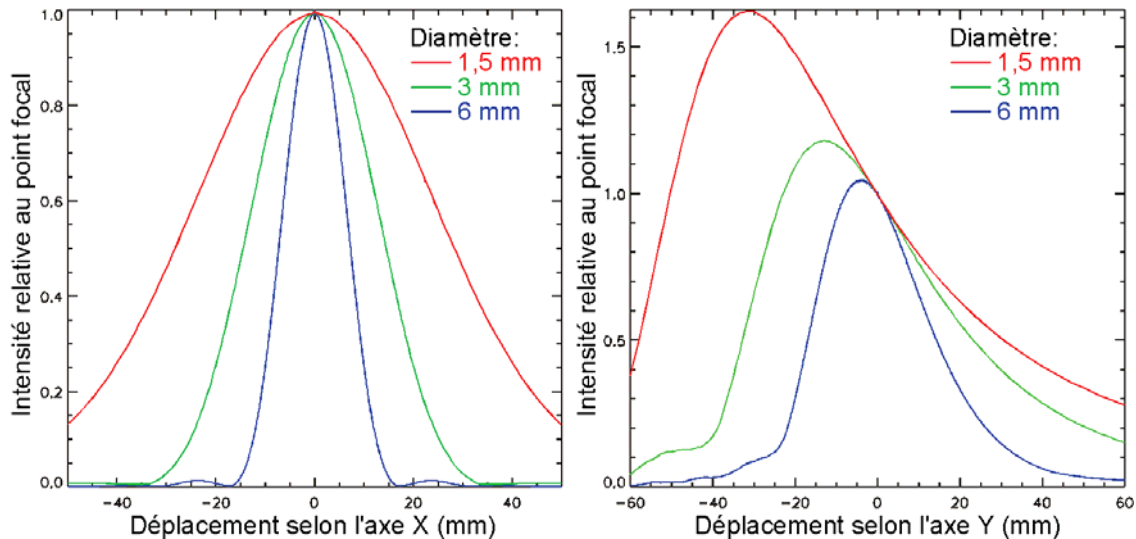


Figure 1-25 : Intensité relative au point focal en fonction du déplacement électronique le long des axes X (à gauche) et Y (à droite)

En modifiant progressivement le diamètre des éléments de 6mm, 3mm et 1,5mm, l'amplitude du mouvement varie respectivement de 7,3mm, 14,5mm et 28,3mm. Par conséquent l'amplitude du mouvement varie inversement proportionnellement au diamètre des éléments [Sch98]. Cette approximation est exacte à 3% près pour une variation du diamètre de l'élément d'un facteur 4. Cette relation directe entre l'amplitude de déplacement du point focal et le diamètre de l'élément provient de l'effet de diffraction qui élargit le champ acoustique proportionnellement à la dimension de la source (voir figure 1-9). Par conséquent, pour obtenir une grande amplitude de mouvement, il est préférable d'utiliser des éléments très petits. Cependant la puissance émise par le transducteur matriciel étant proportionnelle à la surface active, un diamètre minimum des éléments est nécessaire pour pouvoir induire une nécrose tissulaire. Une amélioration de l'amplitude du mouvement électronique pour un niveau puissance identique peut se faire en augmentant le nombre d'éléments. Cette mise en oeuvre est d'autant plus laborieuse que l'amplitude des déplacements augmente seulement selon la racine carrée du nombre d'éléments.

La connaissance de l'amplitude du déplacement en fonction de la dimension de l'élément permet de comparer les performances des transducteurs constitués d'éléments carrés avec ceux constitués d'éléments circulaires de même surface. En ignorant le fait que des éléments ne peuvent matériellement pas se superposer, un transducteur composé d'éléments circulaires de diamètre 6,77mm permet de mouvoir le point de focalisation de 6,47mm au lieu de 6,3mm si les éléments sont carrés de côté 6mm. La forme arrondie de l'élément n'offre donc qu'un très léger gain de 2,7% sur l'amplitude du déplacement du point de focalisation. En revanche l'utilisation d'éléments circulaires offre de nombreux autres avantages plus conséquents. Contrairement aux éléments carrés répartis sur la surface d'une sphère, les éléments ronds y sont tous de forme identique ce qui leur confère des caractéristiques

similaires et facilite leur adaptation électrique. De plus cette forme d'élément offre une plus grande liberté de positionnement à la surface du transducteur ce qui permet d'augmenter notablement la qualité de focalisation.

1.4.2 Répartition des éléments

La répartition des éléments à la surface du transducteur est un problème d'autant plus complexe qu'il y a un grand nombre de degrés de libertés pour définir leurs positions. En utilisant un repère sphérique, le centre de chaque élément est repéré par deux positions angulaires. De ce fait, il faut définir 500 paramètres pour caractériser la répartition des 250 éléments d'un transducteur matriciel. Le choix de la répartition des éléments n'influe quasiment pas sur l'amplitude des déplacements électroniques mais modifie en revanche les lobes secondaires à proximité du point de focalisation principal. Les phases de l'onde provenant de chaque élément sont ajustées pour interférer constructivement au point focal voulu. Inévitablement, selon la position des éléments d'autres interférences constructives moindres se produisent autour du point focal. Ces lobes secondaires indésirables peuvent induire des chauffages involontaires dans des tissus sains. La répartition des éléments est donc définie pour minimiser l'intensité en tous les points autour du point de focalisation pour tous les déplacements électroniques réalisables. Ce problème non linéaire à 500 paramètres visant à minimiser l'intensité calculée par l'équation (Eq 1-6) non intégrable pour un très grand nombre de points (le nombre de points du maillage spatial au carré) semble très complexe. Bien que le choix d'une répartition aléatoire donne de bon résultats, il semble difficile d'accepter l'idée que ce soit la meilleure solution. Heureusement, il existe quelques règles simples.

1.4.2.1 Lobes de symétrie

Lorsque le point focal est déplacé le long des axes X et Z, des lobes secondaires apparaissent symétriquement à l'origine. Ces lobes de symétrie sont associés à la disposition symétrique des éléments sur le transducteur. Cette symétrie du problème est cependant partielle car les phases appliquées sur chaque élément sont asymétriques.

Pour diminuer l'intensité de ces lobes de symétrie, les anneaux formés par les éléments peuvent être tournés de façon à enlever les axes de symétrie du transducteur. La figure 1-26 présente deux configurations de transducteurs symétrique et asymétrique obtenues avec 215 éléments de diamètre 6mm répartis sur 9 anneaux. Contrairement au transducteur symétrique, les anneaux du transducteur asymétrique sont tournés de façon à obtenir une distance maximum entre les centres des éléments. Pour le transducteur symétrique, les principaux plans de symétrie sont indiqués par des traits rouges.

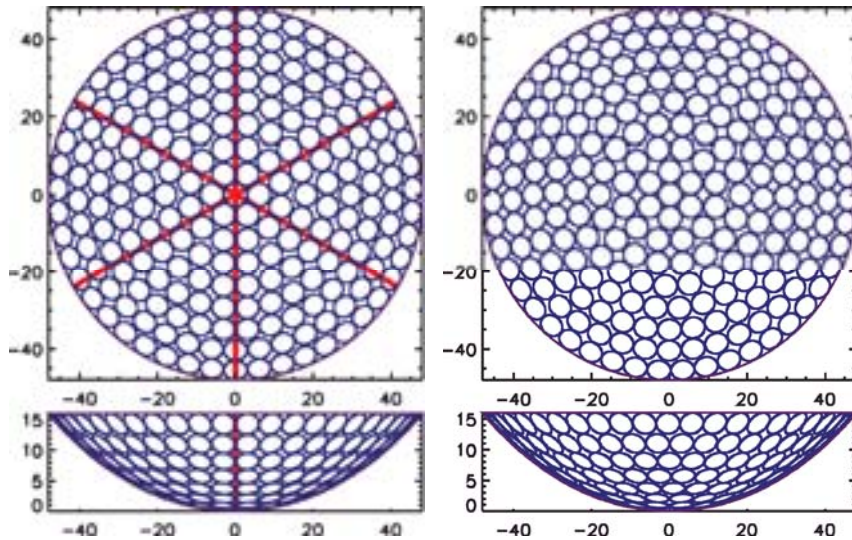


Figure 1-26 : *Transducteur matriciel symétrique (à gauche) et asymétrique (à droite)
Les principaux plans de symétrie sont indiqués par des traits rouges*

D'après le principe de conservation de l'énergie, lors du déplacement électronique du point focal, l'énergie ne se trouvant plus à l'intérieur du point focal se retrouve en d'autres points de l'espace. Ainsi l'amplitude des lobes secondaires est maximale lorsque l'intensité relative au point focal est moindre, soit pour une déviation électronique d'amplitude maximale. Les intensités des lobes secondaires sont donc quantifiées par rapport à l'intensité du point de focalisation le plus excentré (pour lequel l'intensité est 50% de celle obtenue à la focale naturelle).

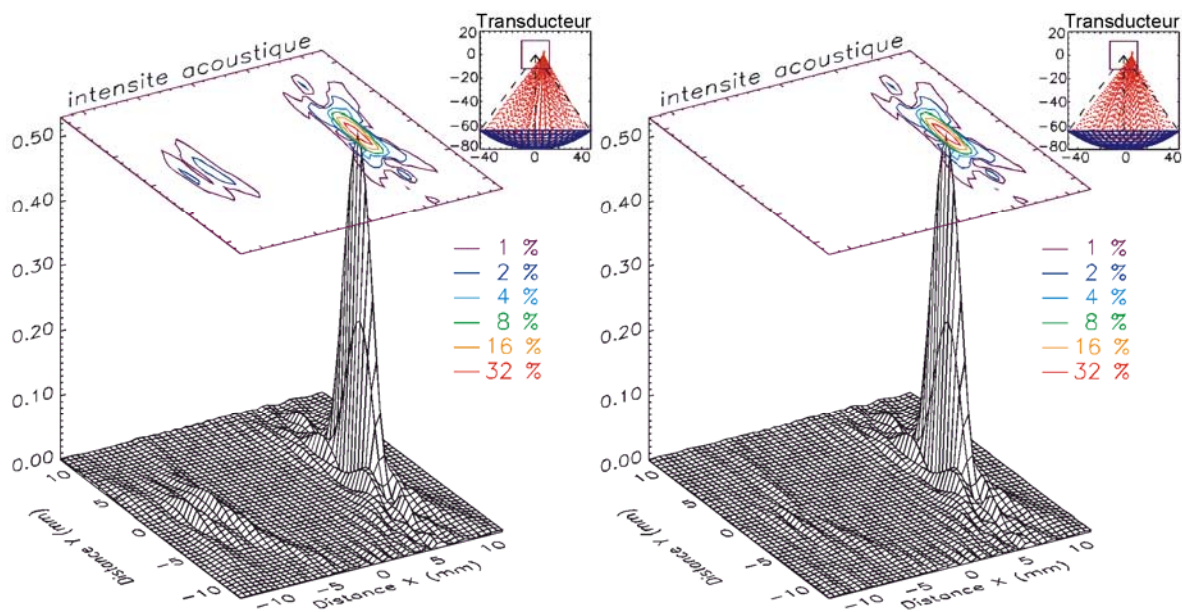


Figure 1-27 : *Intensité acoustique produite par les transducteurs symétrique (à droite) et asymétrique (à gauche) de la figure 1-26 pour un déplacement du point focal de 7,3mm selon l'axe X*

La figure 1-27 présente l'intensité acoustique produite par les deux transducteurs détaillés figure 1-26 pour un déplacement de 7,3mm selon l'axe X. Le lobe secondaire maximal observé sur la simulation du champ acoustique émis par le transducteur symétrique est de 3,1% au lieu de 0,85% pour le transducteur asymétrique. En pratique les lobes

secondaires doivent être recherchés sur l'ensemble du volume car leur localisation ne correspond qu'approximativement au symétrique du point de focalisation. Néanmoins, la suppression des axes de symétrie dans la disposition des éléments permet de réduire les lobes de symétrie.

1.4.2.2 Lobes de réseaux

De la même façon que le déplacement du point focal le long des axes X et Z crée des lobes de symétrie, le déplacement du point focal le long de l'axe Y produit des lobes de réseaux. Ces lobes secondaires situés le long de l'axe de propagation Y sont liés à la périodicité de la répartition des éléments. Ils sont d'autant plus intenses que les éléments sur le transducteur forment des anneaux régulièrement espacés. Cette caractéristique est particulièrement prononcée sur les transducteurs matriciels présentés précédemment comme le souligne la figure 1-28 de gauche avec des traits rouges. Cette régularité est complètement supprimée en répartissant les éléments indépendamment de tous anneaux comme le montre la figure 1-28 de droite.

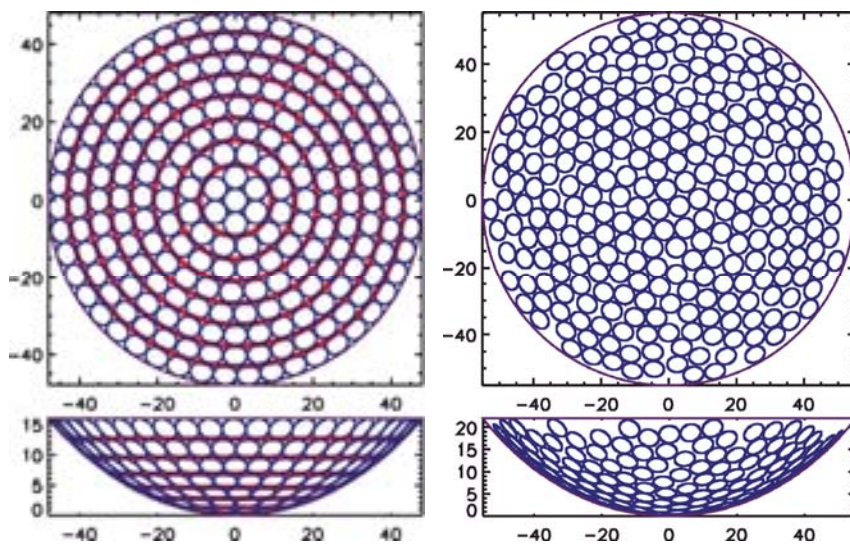


Figure 1-28 : Transducteur matriciel dont les éléments forment des anneaux régulièrement répartis selon les traits rouge (à gauche) et dont les éléments ne forment aucun anneau (à droite)

Comme pour les lobes de symétrie, l'intensité des lobes de réseaux est maximale lorsque le point de focalisation est très excentré. Ainsi, la figure 1-29 présente l'intensité acoustique produite par les deux transducteurs matriciels décrits figure 1-28 lorsque le point focal est déplacé de 13mm le long de l'axe Y.

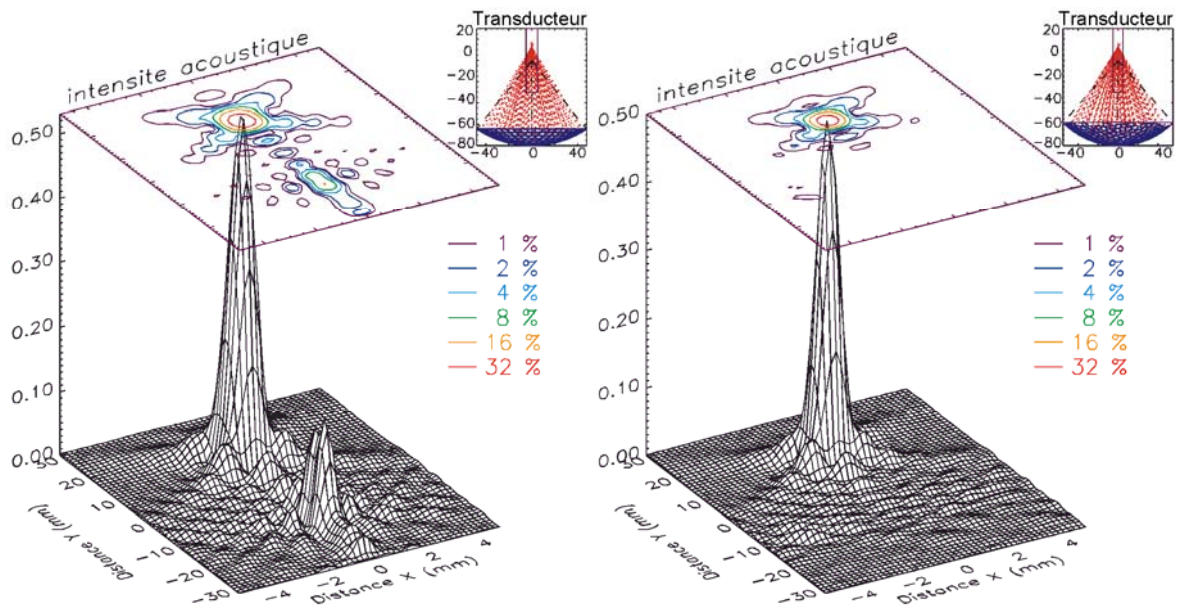


Figure 1-29 : Intensité acoustique produite par les transducteurs dont les éléments sont répartis en anneaux (à droite) et sans anneaux (à gauche) comme décrit figure 1-28 pour un déplacement du point focal de 13mm selon l'axe Y

Avec une répartition annulaire des éléments les lobes de réseaux atteignent des intensités assez élevées qui valent jusqu'à 16,5% de l'intensité au point focal excentré. La suppression de la répartition annulaire des éléments empêche la formation de lobes de réseaux qui sont alors répartis en nuage de lobes secondaires ne dépassant pas 1,5% de l'intensité au point focal excentré. Les lobes de réseaux peuvent être atténués en espaçant différemment chaque anneau mais la suppression de la répartition en anneau reste la méthode la plus efficace.

1.4.2.3 Répartition asymétrique compacte

Selon les principes évoqués précédemment, un algorithme itératif est utilisé pour positionner les éléments circulaires sur la surface du transducteur en évitant de créer des plans de symétrie et des anneaux. Pour cela les positions des éléments sont calculées dans le repère sphérique figure 1-3, ce qui permet de repérer le centre des éléments seulement par deux coordonnées (θ_n, φ_n) au lieu de trois coordonnées dans un repère cartésien. De plus le repère sphérique permet de repérer simplement les plans de symétrie qui correspondent à une symétrie de la variable φ . De même, la répartition en anneaux se repère directement en comparant la valeur θ de chaque élément. En plus des contraintes pour minimiser les lobes secondaires, la disposition des éléments est ajustée de façon à couvrir le plus de surface possible sur la face avant du transducteur. En effet, l'espace à l'intérieur de l'IRM étant très limité, les contraintes d'encombrement sont très sévères et ne permettent pas l'utilisation de transducteurs épars. L'algorithme de répartition compacte asymétrique des éléments est composé des deux étapes suivantes :

- En connaissant les coordonnées des n premiers éléments, la position des éléments contigus à au moins deux autres éléments est calculée de façon à connaître l'ensemble des points minimisant la surface occupée par les $n+1$ éléments. La notion de contiguïté entre deux éléments est définie par la distance minimale qui sépare deux éléments pour éviter des risques d'interconnexions. Pour les transducteurs présentés dans cette thèse cette distance a été fixée à 0,4mm. De plus, seuls les éléments contigus se trouvant à l'intérieur de la surface totale

prédéfinie sont pris en considération de façon à obtenir la géométrie de la face avant du transducteur voulue.

◦ Parmi les configurations de $n+1$ éléments minimisant la surface occupée, la configuration présentant le moins de symétrie est sélectionnée. Le degré de symétrie est évalué en cherchant pour chaque plan contenant l'axe Y, le nombre d'éléments symétriques entre eux par rapport à un de ces plans. Certains éléments pouvant être quasiment symétriques l'un de l'autre sans l'être complètement, une fonction d'auto corrélation permet de quantifier de façon continue le degré de symétrie plutôt que de façon discrète. La répartition des éléments retenue est alors celle pour laquelle chaque plan contenant l'axe Y retourne une auto corrélation de symétrie minimum. Le fait de supprimer les axes de symétrie permet de diminuer les lobes de symétries qui sont les plus contraignants dans l'utilisation de réseau matriciel.

Ces deux étapes sont répétées jusqu'à l'obtention du nombre d'éléments souhaité. À chaque itération, le choix de l'élément minimisant la symétrie permet aussi de supprimer la répartition en anneaux car deux éléments ayant la même position angulaire θ sont forcément symétriques l'un de l'autre pour au moins un plan de symétrie. Ainsi cette répartition des éléments minimise les lobes de symétrie tout en supprimant les lobes de réseaux.

Cet algorithme conduit à plusieurs répartitions différentes selon le choix de positionnement du premier élément. Pour lever cette indétermination, les champs acoustiques produits par les différentes répartitions d'éléments sont comparés pour déterminer celle présentant les meilleures performances en termes de qualité de focalisation.

Cette architecture de réseau matriciel asymétrique compacte présente les mêmes avantages en terme de qualité de focalisation que les réseaux semi-aléatoires épars tout en étant très compacte [Mou02]. La compacité est essentielle pour un usage à l'intérieur d'un IRM où la place disponible pour la sonde est très restreinte.

1.4.3 Angle d'ouverture des transducteurs

Les éléments composant le transducteur matriciel jouent un rôle essentiel sur l'amplitude du déplacement du point focal réalisable et sur l'intensité des lobes secondaires. D'autre part la forme de la surface active sur laquelle sont répartis les éléments est aussi primordiale car elle définit la forme du point focal. En effet, selon l'angle d'ouverture du transducteur déterminé par sa focale et son rayon apparent, le point de focalisation sera plus ou moins allongé (Eq 1-4). Pour illustrer cet effet, les formes de point focal produites par les deux transducteurs utilisés dans cette thèse sont comparées. Ces deux transducteurs matriciels sont similaires vis-à-vis de la géométrie et de la répartition des éléments utilisés mais ils diffèrent de part leur angle d'ouverture.

1.4.3.1 Transducteur matriciel circulaire

Ce premier transducteur de 80mm de focale et de 55mm de rayon d'ouverture forme un angle d'ouverture de 86° . Les éléments choisis pour ce transducteur sont de rayon 2,9mm de façon à avoir une liberté de positionnement du point focal de -16mm à 13mm le long de l'axe de révolution et de $\pm 7,5$ mm le long des deux axes orthogonaux. La répartition des éléments à la surface du transducteur est asymétrique compacte de façon à minimiser les lobes secondaires lors du déplacement du point focal.

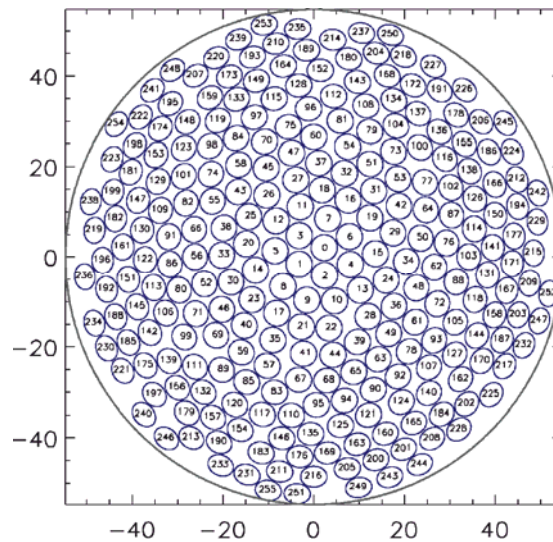


Figure 1-30 : Position des 256 éléments du transducteur matriciel

La figure 1-30 présente la configuration des éléments retenus pour la fabrication du transducteur. Celle-ci permet de déplacer le point de focalisation sur la plage décrit précédemment avec des lobes secondaires inférieurs à 7%.

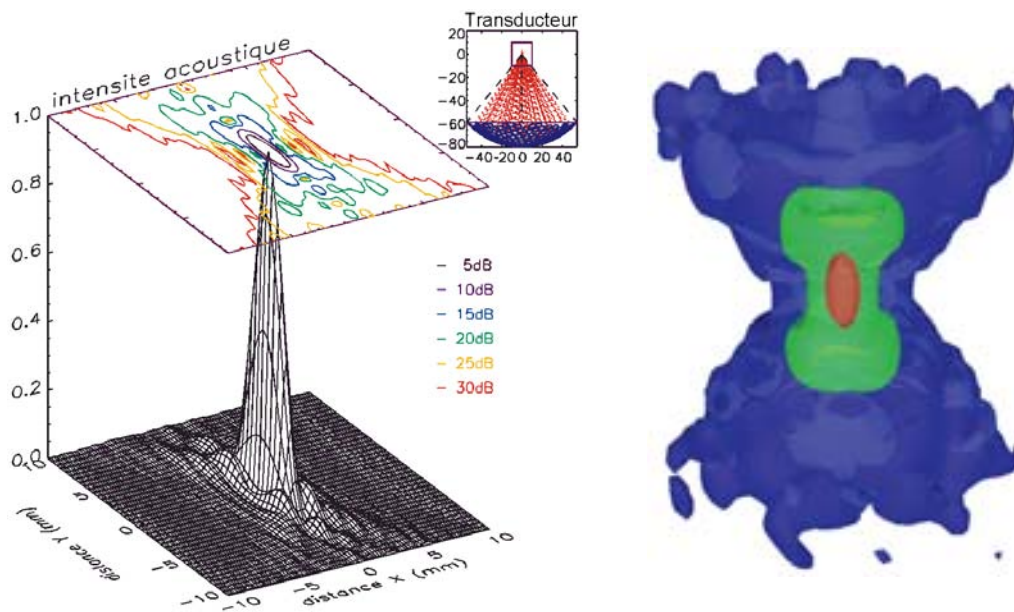


Figure 1-31 : Simulation du champ acoustique dans le plan XY (à gauche) et en 3D (à droite), la taille du point focal est de $0,76 \times 0,76 \times 3,47 \text{mm}^3$.

La figure 1-31 présente une simulation du champ acoustique produit par cette géométrie de transducteur sur une fenêtre de $20 \times 20 \text{mm}^2$. Pour ce transducteur, la taille du point focal est de $0,76 \times 0,76 \times 3,47 \text{mm}^3$. Cette géométrie de transducteur permet une utilisation assez générique puisqu'une fenêtre acoustique avec un petit angle d'ouverture suffit. En revanche la forme allongée du point focal diminue la précision du traitement et peut provoquer une brûlure cutanée.

1.4.3.2 Transducteur matriciel allongé

Ce second transducteur a une forme allongée de façon à augmenter l'angle d'ouverture jusqu'à 144° dans le plan YZ tout en ayant la même surface que le transducteur précédent. L'angle d'ouverture dans le plan perpendiculaire est alors réduit à 50° . Les 256 éléments de rayon 2,9mm répartis selon l'algorithme asymétrique compact permettent de déplacer le point focal de $\pm 7,5\text{mm}$ selon l'axe X, de -14mm à $+12\text{mm}$ selon l'axe Y et de $\pm 8,5\text{mm}$ selon l'axe Z. Les amplitudes de déplacement selon les axes X et Z sont légèrement différentes car ce transducteur ne présente plus de symétrie de révolution.

Les 256 éléments circulaires sont répartis sur la face avant du transducteur matriciel de façon asymétrique compacte selon l'algorithme décrit précédemment. Cet algorithme a été toutefois légèrement modifié de sorte que la géométrie de la face active formée par l'ensemble des éléments corresponde à celle du transducteur allongé.

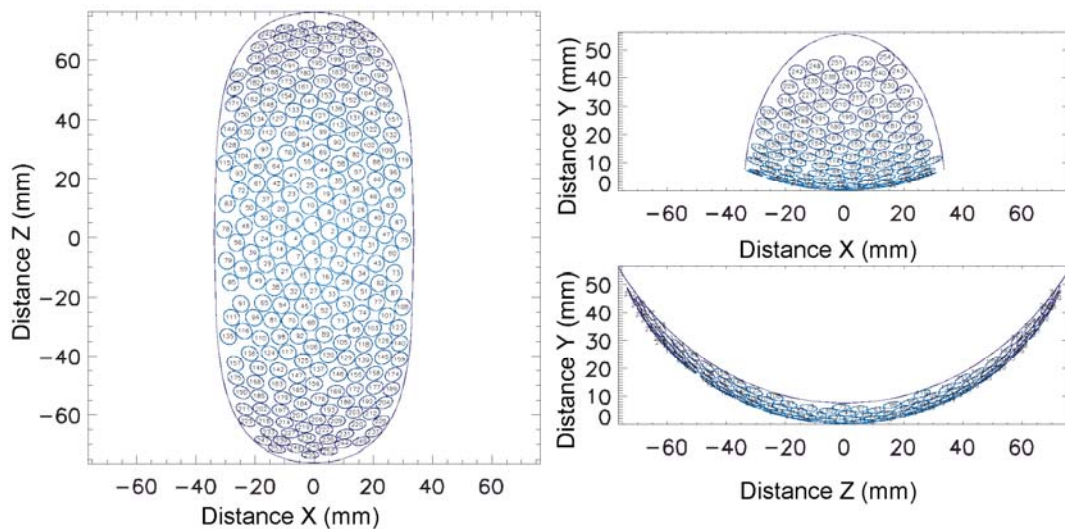


Figure 1-32: Géométrie du transducteur avec 256 éléments formant une structure asymétrique compacte qui minimise les lobes secondaires en optimisant la surface active

La configuration retenue pour la disposition des éléments est présentée figure 1-32 dans les trois plans XZ, XY et YZ. Cette répartition compacte asymétrique des éléments permet de conserver des lobes secondaires d'intensité inférieure à 8% de l'intensité au point de focalisation pour les amplitudes de déplacement décrites précédemment.

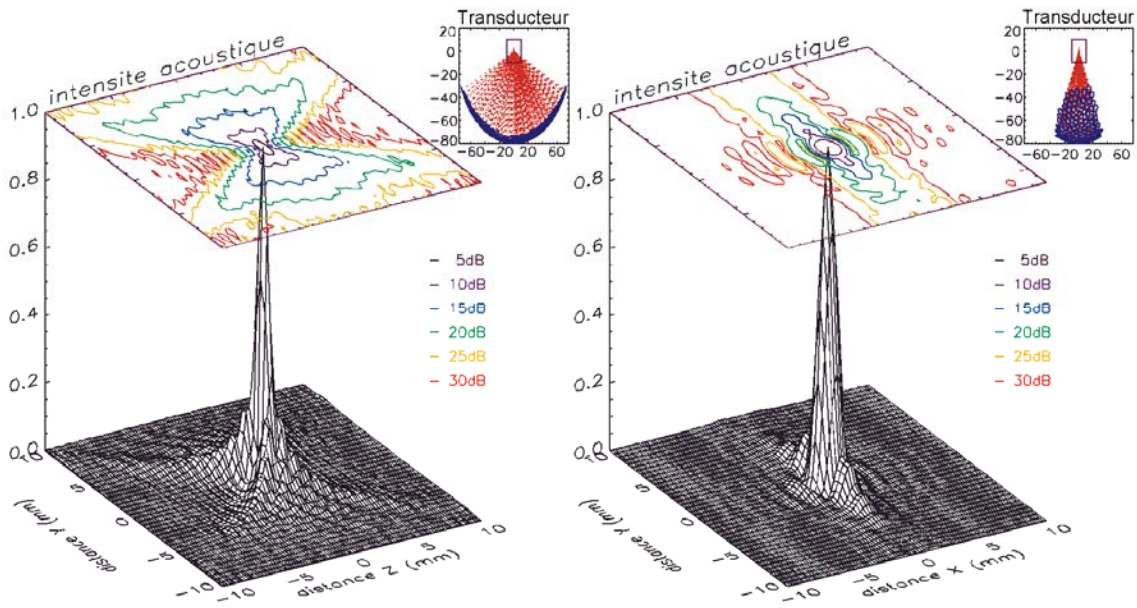


Figure 1-33: Simulation du champ acoustique du transducteur allongé dessiné dans le coin supérieur droit. La taille du point focal est de $0,48 \times 1,28 \times 1,6 \text{mm}^3$.

Les graphes de la figure 1-33 montrent une simulation de l'intensité du champ acoustique dans le plan YZ et le plan XY sur une fenêtre de $20 \times 20 \text{mm}^2$ autour du point focal de ce transducteur qui est représenté dans le coin supérieur gauche. Ce transducteur avec un angle d'ouverture maximal de 144° produit un point focal de $0,48 \times 1,28 \times 1,6 \text{mm}^3$.

Le fait d'augmenter l'angle d'ouverture du transducteur dans une direction permet de réduire la longueur du point focal tout en réduisant l'épaisseur du transducteur. Avec cette architecture de transducteur développé pour traiter les tumeurs du sein, l'axe de propagation de l'onde peut être orienté dans l'aimant à l'horizontale au lieu de la verticale. De plus le grand angle d'ouverture de ce transducteur produit un point focal de dimension proche du millimètre ce qui permet un traitement très précis.

1.5 Conclusion

Les ultrasons focalisés de hautes intensité offrent un très fort potentiel pour le traitement non invasif des tumeurs par hyperthermie. La planification d'une ablation nécessite une modélisation du champ acoustique émis par le transducteur, puis une modélisation thermique du chauffage engendré par ce champ acoustique et enfin un calcul de la dose thermique selon l'historique de la montée en température. Les équations de propagation des ondes, de transfert thermique et de dose thermique sont connues depuis de nombreuses années, mais avec la croissance de la vitesse de calcul des ordinateurs et l'optimisation du calcul de ses équations, la prédiction du chauffage produit et du volume nécrosé est maintenant faisable en temps réel (quelques secondes). Ces simulations permettent de plus une meilleure compréhension du fonctionnement très complexe des transducteurs matriciels. En comparant différentes architectures de transducteur, l'utilisation d'éléments circulaires répartis selon une configuration asymétrique et irrégulière semble être la plus efficace pour déplacer le point de focalisation électroniquement tout en limitant les lobes secondaires. Avec un algorithme de positionnement asymétrique compact itératif des éléments, cette qualité de focalisation est maintenue tout en optimisant l'encombrement du transducteur ce qui est primordial compte tenu de l'espace restreint au centre de l'IRM.

Chapitre 2 : Asservissement PID ponctuel de la température

2.1 Introduction

Ce chapitre présente une analyse détaillée du contrôle de la température en un point. Cette technique est très utile pour contrôler le dépôt d'énergie nécessaire pour créer une nécrose locale [Vim99, Sal00, Brevet EP 2789296] en préservant le plus possible les tissus voisins. Bien que la nécrose tissulaire soit le principal usage des ultrasons focalisés de haute intensité [Hyn96, Che98, Pal03], le contrôle de la température en dessous du seuil létal permet aussi le dépôt local de médicament par le biais de liposomes thermosensibles [Kim93, Wei79] ou le contrôle de l'expression locale de gènes thérapeutiques thermosensibles [Mad98, Gui03]. Pour ces applications thérapeutiques, la régulation de la température est une sécurité pour le patient à condition de l'utiliser convenablement.

Dans ce but, la première partie de ce chapitre rassemble tous les procédés précédemment développés par l'équipe du laboratoire IMF pour effectuer un contrôle de la température précis par asservissement PID. La seconde partie présente une étude de la stabilité et de la convergence de cette technique vis-à-vis des paramètres tissulaires et de la résolution spatiale et temporelle des images IRM. La troisième et dernière partie propose une méthode de détermination temps réel et précise du coefficient d'absorption et de diffusion pour améliorer l'efficacité de l'asservissement PID.

2.2 Principe de l'asservissement PID

L'asservissement PID (Proportionnel Intégral Dérivé) est la technique de contre réaction la plus utilisée en automatique. Elle assure une convergence très stable d'un paramètre sous contrôle (ici la température) à une valeur de consigne.

2.2.1 Théorie de l'asservissement PID

Cette méthode repose sur une équation différentielle du premier ordre spécifique:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + q \xi + \frac{q^2}{4} \int_0^t \xi = 0 \quad (\text{Eq 2-1})$$

Dans cette équation la variable ξ représente l'écart entre la température de consigne T_C et la température mesurée T à l'instant t :

$$\xi_{(t)} = T_{C(t)} - T_{(t)} \quad (\text{Eq 2-2})$$

Cette équation différentielle est composée de trois termes:

- Le terme proportionnel $q\xi$ décrit l'erreur présente.
- Le terme intégral $\frac{q^2}{4} \int \xi$ décrit la somme des erreurs passées.
- Le terme dérivé $\frac{\partial \xi}{\partial t}$ décrit la variation future de cette erreur.

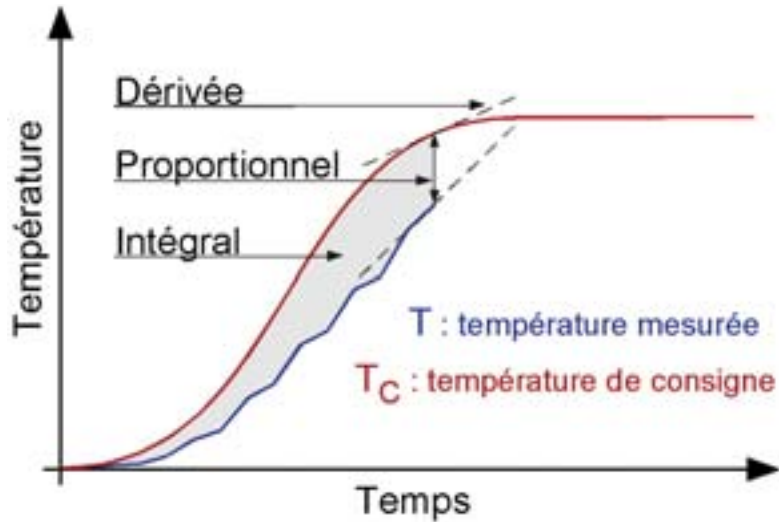


Figure 2-1 : Comparaison de la température mesurée avec la température de consigne

Cette équation différentielle dont la dérivée est une équation différentielle linéaire du second ordre admet une solution de la forme:

$$\xi_{(t)} = (K_1 + K_2 t) \cdot \exp\left(-\frac{q}{2}t\right) \quad (\text{Eq 2-3})$$

En réinjectant cette expression dans l'équation différentielle du premier ordre (Eq 2-1), nous obtenons l'ensemble de ces solutions:

$$\xi_{(t)} = K\left(1 - \frac{q}{2}t\right) \cdot \exp\left(-\frac{q}{2}t\right) \quad (\text{Eq 2-4})$$

Où K représente la discontinuité en 0 de la température de consigne. Ainsi l'erreur en température $E_{(t)}$ converge vers 0 selon une exponentielle décroissante avec une vitesse définie par le temps de réponse :

$$t_R = \frac{2}{q} \quad (\text{Eq 2-5})$$

Celui-ci doit toujours être supérieur au temps de latence du système pour que l'asservissement soit stable. Ainsi le temps de réponse est toujours choisi supérieur au temps d'acquisition et de transmission d'une dynamique.

Les termes intégral et proportionnel étant définis par l'historique des mesures IRM l'équation différentielle PID est équilibrée par l'ajustement du terme dérivé. Celui-ci est composé de deux termes :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial T_C}{\partial t} - \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{Eq 2-6})$$

Le premier terme $\partial T_C / \partial t$ est défini par la température de consigne initialement choisie. Le second terme $\partial T / \partial t$ se calcule à partir de l'équation thermodynamique de transfert de la chaleur afin d'anticiper le comportement du tissu:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \cdot \nabla^2 T + \alpha \cdot P \quad (\text{Eq 2-7})$$

Dans cette équation D est le coefficient de diffusion en mm^2/s et α est le coefficient d'absorption en K/J. L'équation différentielle PID est équilibrée lorsque la puissance appliquée est choisie de sorte que:

$$P = \frac{1}{\alpha} \left[\frac{\partial T_C}{\partial t} - D \cdot \nabla^2 T + q(T_C - T) + \frac{q^2}{4} \int (T_C - T) \right] \quad (\text{Eq 2-8})$$

Le principe de l'asservissement PID basé sur une équation différentielle ayant une racine double, permet d'obtenir une convergence rapide et stable de la température mesurée vers la température de consigne. Cette technique est facile à implémenter et son efficacité a été démontrée. Pour le contrôle de la température in vivo, la principale difficulté réside dans la prédiction du comportement du tissu selon l'équation (Eq 2-7). Celle-ci pourrait se compléter par l'adjonction d'autres termes comme la perfusion pour affiner le modèle. Toutefois plus le nombre de paramètres indéterminés augmente et plus il y a de risques d'introduire un pôle d'instabilité.

2.2.2 Implémentation de l'asservissement PID

La littérature présente deux méthodes complémentaires d'asservissement pour calculer la puissance à appliquer. La première méthode [Sal00], rapide et stable, consiste à effectuer un asservissement PID en calculant chacun des termes de l'équation (Eq 2-8) directement à partir des cartes de température reconstruites par l'IRM. La seconde méthode [Que02] utilise la transformée de Fourier de ces cartes de température pour résoudre l'équation de transfert thermique de façon à effectuer un asservissement proportionnel qui anticipe précisément le comportement du tissu. Ces deux techniques peuvent s'associer pour obtenir un asservissement PID qui combine avantageusement ces deux méthodes.

2.2.2.1 Détermination des termes PID

Le terme proportionnel ξ de l'équation PID (Eq 2-1) est obtenu directement en faisant la différence entre la température mesurée par l'IRM et la température de consigne choisie. Le terme intégral est calculé en appliquant la méthode des trapèzes à cette différence:

$$\int_0^{t=N \cdot t_{DYN}} T_C - T = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{N-1} T_{C(n \cdot t_{DYN})} - T_{(n \cdot t_{DYN})} + T_{((n+1) \cdot t_{DYN})} - T_{C((n+1) \cdot t_{DYN})} \quad (\text{Eq 2-9})$$

Le terme dérivé est composé de deux parties. La première est la dérivée de la consigne de température qui doit être calculée de façon moyenne sur toute la durée de la prochaine dynamique :

$$\frac{1}{t_{DYN}} \int_t^{t+t_{DYN}} \frac{\partial T_C}{\partial t} = \frac{T_{C(t+t_{DYN})} - T_{C(t)}}{t_{DYN}} \quad (\text{Eq 2-10})$$

Ce terme va permettre d'amener la température de la valeur de la consigne actuelle à la valeur de la consigne suivante. La seconde partie du terme dérivé (la variation de la température observée sur la prochaine dynamique) consiste à anticiper le comportement du tissu. Cette partie du terme dérivé est le terme prépondérant lorsque l'asservissement se déroule correctement. Ce terme est aussi le plus complexe à déterminer. Il peut se calculer dans le domaine spatial ou le domaine fréquentiel.

2.2.2.2 Anticipation discrète du comportement du tissu

La façon la plus simple de résoudre l'équation infinitésimale de transfert de la chaleur (Eq 2-7) est de supposer la résolution temporelle de l'IRM suffisamment élevée pour approximer la dérivée temporelle de la température par sa variation.

$$\frac{T_{(t+t_{DYN})} - T_{(t)}}{t_{DYN}} = D \cdot \nabla^2 T_{(t)} + \alpha \cdot P_{(t)} \quad (\text{Eq 2-11})$$

Cette équation suppose que le terme laplacien $D \cdot \nabla^2 T$ et le terme source $\alpha \cdot P$ ne varient pas sur la durée d'acquisition d'une dynamique. Cette hypothèse est exacte pour le terme source mais approximative pour le terme laplacien. De même en supposant la résolution spatiale de l'IRM suffisamment élevée, le laplacien de la température s'approxime par l'expression suivante:

$$\begin{aligned} \nabla^2 T_{(x,y,z)} = & \frac{T_{(x+\Delta x,y,z)} + T_{(x-\Delta x,y,z)} - 2T_{(x,y,z)}}{(\Delta x)^2} \\ & + \frac{T_{(x,y+\Delta y,z)} + T_{(x,y-\Delta y,z)} - 2T_{(x,y,z)}}{(\Delta y)^2} \\ & + \frac{T_{(x,y,z+\Delta z)} + T_{(x,y,z-\Delta z)} - 2T_{(x,y,z)}}{(\Delta z)^2} \end{aligned} \quad (\text{Eq 2-12})$$

Dans cette expression de la dérivée seconde de la température suivant les axes X, Y et Z, les paramètres Δx , Δy et Δz représentent la résolution de l'image suivant chacun de ces axes. Comme le détaille le paragraphe 2.3.1, la validité de ces approximations est contestable compte tenu de la durée d'acquisition d'une dynamique et de la taille des voxels mesurées. Mais les erreurs induites par la résolution spatiale et temporelle se compensent en partie.

2.2.2.3 Anticipation du comportement du tissu par FFT

Pour tenir compte de façon plus réaliste des variations de température sur l'intervalle de temps d'une dynamique, il est préférable d'utiliser la solution analytique de l'équation de transfert de la chaleur (Eq 2-7). Celle-ci nécessite le calcul de la transformée de Fourier des cartographies de température \tilde{T} :

$$\tilde{T}_{(\bar{k},t)} = \tilde{T}_{(\bar{k},0)} \cdot \exp(-D \cdot k^2 \cdot t) + \alpha \cdot \tilde{P}_{(\bar{k})} \frac{1 - \exp(-D \cdot k^2 \cdot t)}{D \cdot k^2} \quad (\text{Eq 2-13})$$

La transformée de Fourier de la puissance appliquée \tilde{P} est calculée à partir d'une simulation du champ acoustique au voisinage du point focal. En notant I_0 la répartition spatiale de l'intensité ultrasonore normalisée et P la puissance électrique en watt appliquée sur le transducteur, l'expression de la répartition spatiale de la puissance se décompose comme ceci:

$$\tilde{P}_{(\bar{k})} = P \cdot \tilde{I}_{0(\bar{k})} \quad (\text{Eq 2-14})$$

La variation de la température au cours d'une dynamique est:

$$\frac{T_{(t+t_{DYN})} - T_{(t)}}{t_{DYN}} = \frac{1}{t_{DYN}} FFT^{-1} \left[\tilde{T}_{(\bar{k},t)} \cdot (\exp(-D \cdot k^2 \cdot t_{DYN}) - 1) + \alpha \cdot P \cdot \tilde{I}_{0(\bar{k})} \frac{1 - \exp(-D \cdot k^2 \cdot t_{DYN})}{D \cdot k^2} \right] \quad (\text{Eq 2-15})$$

Pour simplifier l'écriture et gagner du temps de calcul durant l'asservissement, il est préférable de calculer préalablement le coefficient A défini par l'expression suivante :

$$A = \frac{\alpha}{t_{DYN}} \cdot FFT^{-1} \left[\tilde{I}_{0(\bar{k})} \frac{1 - \exp(-D \cdot k^2 \cdot t_{DYN})}{D \cdot k^2} \right] \quad (\text{Eq 2-16})$$

Le coefficient A représente la montée en température du tissu pour 1 Watt appliqué durant une dynamique, divisée par cette durée t_{DYN} . C'est le coefficient équivalent à α qui tient compte de la montée logarithmique liée à la diffusion durant la durée d'une dynamique. Ainsi l'expression de l'asservissement PID par FFT est:

$$P = \frac{1}{A} \left[\frac{\partial T_C}{\partial t} - \frac{1}{t_{DYN}} FFT^{-1} \left[\tilde{T}_{(\bar{k},t)} \cdot (\exp(-D \cdot k^2 \cdot t_{DYN}) - 1) \right] + q(T_C - T) + \frac{q^2}{4} \int (T_C - T) \right] \quad (\text{Eq 2-17})$$

Le calcul des termes intégral et proportionnel se fait comme précédemment dans le domaine spatial. En revanche les autres termes sont calculés dans l'espace fréquentiel ce qui nécessite un temps de calcul légèrement plus long. En contrepartie cette méthode fournit une meilleure prédiction du comportement du tissu.

2.2.3 Techniques de traitement de l'image

L'asservissement de la température ne repose pas seulement sur une équation mathématique, l'utilisation de techniques de traitement de l'image est aussi indispensable. Les imperfections des données acquises comme le bruit de mesure, la dérive de la ligne de base ou les interférences, peuvent nuire à la qualité de l'asservissement PID. Sans traitement de l'image, l'asservissement peut même être déstabilisé et induire un chauffage beaucoup trop élevé, nuisible à la sécurité du patient.

2.2.3.1 Calcul de la température

Un traitement de l'image est efficace à condition qu'il soit adapté aux phénomènes physiques mis en jeu pour obtenir les cartographies de température. Le phénomène physique à l'origine de ces cartographies est basé sur le décalage de la fréquence de résonance des protons avec la température décrit par Hindman [Hin66]. Ainsi une variation de la

température induit un décalage de la phase des images IRM [Par83] acquises en écho de gradient selon l'équation PRF (Proton Resonance Frequency):

$$\Delta T = \frac{\Delta\Phi}{\alpha \cdot \gamma \cdot T_E \cdot B_0} \quad (\text{Eq 2-18})$$

Dans cette équation ΔT est la variation de la température correspondant à une variation de phase $\Delta\Phi$ observée avec un temps d'écho T_E dans un champ magnétique d'intensité B_0 . La constante $\gamma = 2\pi \cdot 42,56 \text{ MHz/T}$ est le moment gyromagnétique et la constante $\alpha=0.0101 \text{ ppm/}^\circ\text{C}$ est la dépendance du décalage en fréquence de l'eau. Cette méthode ne permet pas de mesurer une température absolue mais seulement une variation de température. En outre, le résultat obtenu a l'avantage d'être indépendant du tissu observé [Pet98, Que00].

2.2.3.2 Moyennage de la phase de référence

D'après l'équation PRF (Eq 2-18), la variation de température mesurée par l'IRM est proportionnelle à la différence de phase entre la dynamique de référence acquise initialement et la dynamique courante. Il en résulte que le bruit obtenu sur la température mesurée provient à part égale de la dynamique initialement acquise et de la dynamique courante. Une solution pour s'affranchir de la partie du bruit de mesure provenant de la dynamique initiale est de moyennner la première image de phase. Pour effectuer ce moyennage correctement, la phase doit être déroulée temporellement pour éviter d'obtenir des moyennes surprenantes résultant d'un saut de phase valant 359° puis 0° . La figure 2-2 présente l'écart-type de la température obtenue sur une zone non chauffée pour une moyenne de la phase de référence comprise entre 1 et 10.

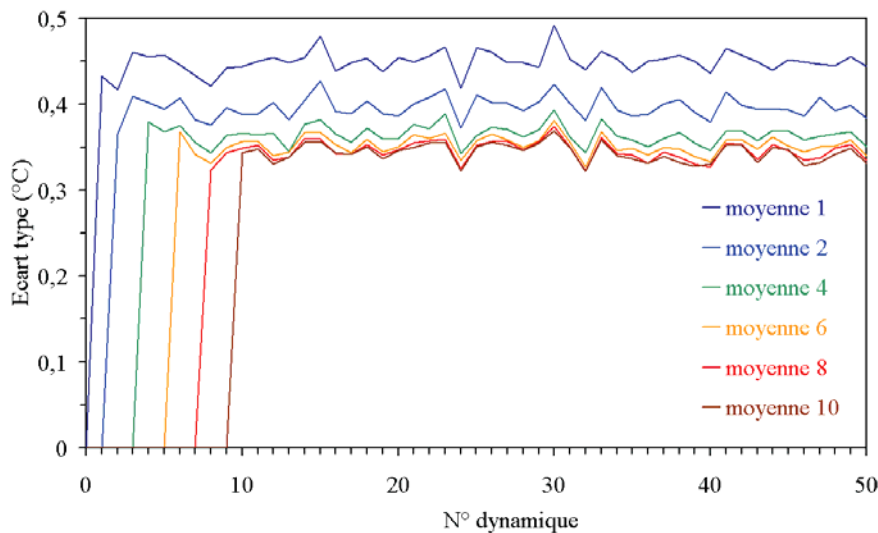


Figure 2-2 : Écart-type de la température pour chaque dynamique en moyennant 1, 2, 4, 6, 8 et 10 fois la première image de phase

Ce procédé nécessite l'acquisition de quelques dynamiques supplémentaires mais en contrepartie la thermométrie obtenue est nettement améliorée. Bien que la qualité de la thermométrie augmente avec le nombre de moyennages effectués, un moyennage supérieur à 6 dynamiques n'apporte pas d'améliorations significatives.

D'après l'équation (Eq 2-18), la variance de la température ainsi obtenue $(\sigma^N)^2$ est proportionnelle à la somme de la variance de la phase courante V_Φ et de la variance de la phase de référence moyennée N fois qui est par conséquent N fois plus petite:

$$\left(\sigma^N\right)^2 = \left(\alpha \cdot \gamma \cdot T_E \cdot B_0\right)^{-2} \cdot \left(V_\Phi + \frac{1}{N} V_\Phi\right)$$

(Eq 2-19)

L'équation (Eq 2-20) plus simple permet de comparer l'écart-type de la température σ^N par rapport à l'écart-type de la température sans moyennage de la phase de référence σ^1 :

$$\sigma^N = \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{N}\right)} \cdot \sigma^1$$

(Eq 2-20)

La figure 2-3 présente une comparaison de l'écart-type mesuré sur la figure 2-2 avec l'écart-type théorique (Eq 2-20) pour un moyennage variant de 1 à 10.

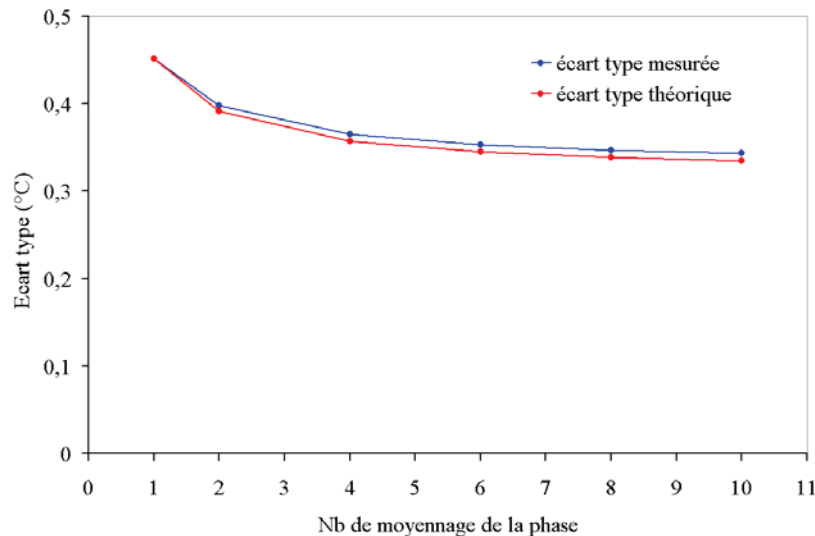


Figure 2-3 : Écart-type de la température théorique et mesurée en fonction du nombre de moyennages effectués sur la première image de phase

Cette méthode est presque aussi efficace que la théorie le prédit. Elle permet de réduire le bruit présent sur les images thermométriques de 22% en concédant 6 dynamiques pour moyennner la phase de référence.

2.2.3.3 Correction de la ligne de base

Les aimants IRM récents possèdent en leur centre une excellente homogénéité du champ magnétique statique B_0 . Cependant l'intensité du courant traversant la bobine générant ce champ statique peut fluctuer très légèrement dans le temps. Cela entraîne une dérive de la fréquence de résonance qui se traduit par un décalage de la phase du signal RMN mesuré. Ce décalage de la phase induit une variation apparente de la température qui peut atteindre plusieurs degrés. En effet une variation de 0,01 ppm de B_0 provoque une variation apparente de température de 1°C (Eq 2-18).

De même l'homogénéité du champ magnétique B_0 peut varier spatialement ce qui induit une modification de la température apparente différente en chaque voxel. Cet effet est très prononcé lors d'un mouvement du tissu observé ou d'un objet voisin paramagnétique comme le transducteur. Un tel déplacement provoque un changement de la répartition spatiale de la susceptibilité magnétique qui modifie la température de plusieurs degrés par centimètres.

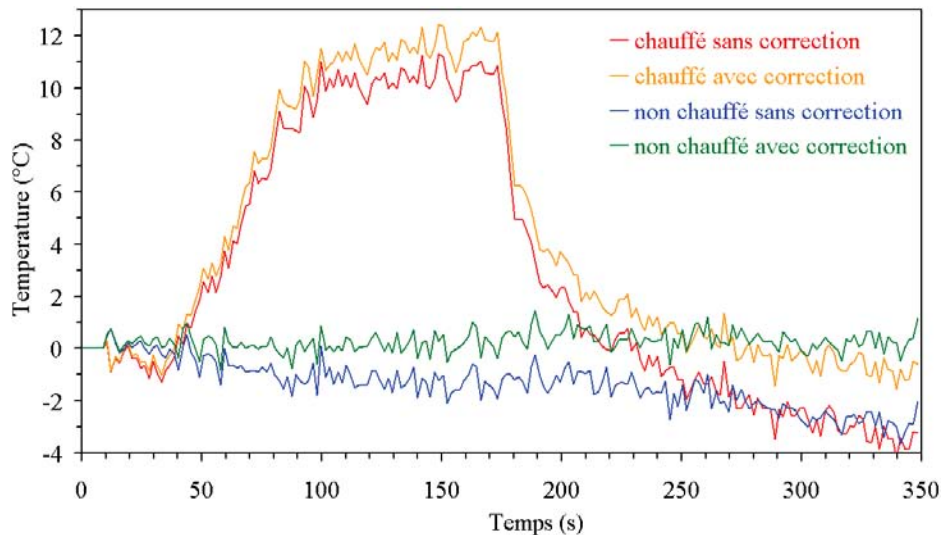


Figure 2-4 : *Température mesurée sur un voxel chauffé et un voxel non chauffé sans correction de la ligne de base (en rouge et bleu) ou avec correction de la ligne de base (en orange et vert)*

La figure 2-4 montre un exemple de chauffage ultrasonore réalisé sur un lapin in vivo. La variation de température observée au niveau du point focal (en rouge) indique un chauffage d'environ 10°C suivi d'un refroidissement allant jusqu'à -4°C. Cette température apparente négative causée par une dérive du champ magnétique se retrouve aussi dans les autres voxels non chauffés de l'image (en bleu).

Le décalage entre la température apparente et la température réelle, causé par une dérive du champ magnétique ou une modification de la susceptibilité magnétique, peut être approximé par une fonction polynomiale d'ordre 1 ou plus selon la précision et la stabilité souhaitée. Les coefficients du polynôme modélisant la différence entre la température apparente et la température réelle se mesurent [Brevet US 6559644] sur une zone non chauffée par une méthode des moindres carrés.

La figure 2-4 présente la température corrigée sur le même point chauffé (en orange) et non chauffé (en vert) obtenue en déduisant un polynôme de degré 1, soit un plan. Ces résultats sont plus cohérents puisque la variation de température du voxel non chauffé reste proche de 0°C et la température du voxel chauffé refroidit jusqu'à revenir à l'état initial. De plus, la montée en température qui semblait être de 10°C est en fait une montée en température de 11°C. Ainsi une correction de la ligne de base permet d'effectuer un contrôle à partir de la température mesurée plus proche de la réalité.

2.2.3.4 Remplacement des voxels non mesurables

Les cartographies de température sont établies à partir de la phase d'un nombre complexe. De ce fait, la précision de la thermométrie dépend de l'intensité du module du signal acquis. De façon extrême un signal de module nul a une phase complètement indéterminée.

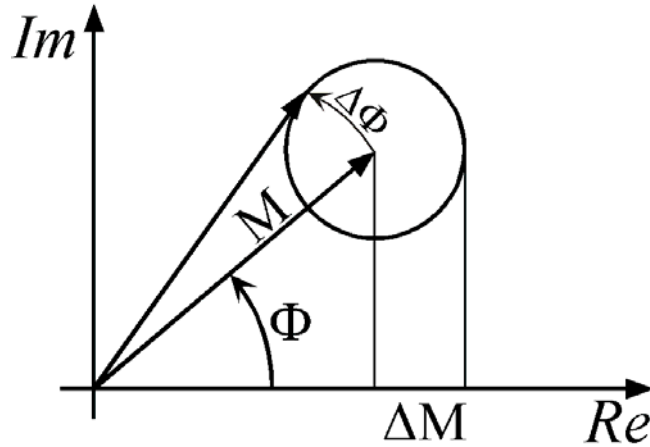


Figure 2-5 : Vecteur de module M de phase Φ avec une imprécision ΔM sur la partie réelle et sur la partie imaginaire qui entraîne une indétermination $\Delta\Phi$ sur la phase

Plus généralement, comme le montre la figure 2-5 le vecteur de module M et de phase Φ possède la même incertitude ΔM sur sa partie réelle et sur sa partie imaginaire [Con90] ce qui entraîne une indétermination de la phase $\Delta\Phi$. Cette indétermination peut s'approximer par l'expression (Eq 2-21) si M est largement plus grand que ΔM .

$$\Delta\Phi \approx \frac{\Delta M}{M} = \frac{1}{SNR}$$

(Eq 2-21)

La précision relative du signal mesuré définie par le rapport signal sur bruit SNR dépend principalement de la séquence IRM utilisée et de la nature du tissu observé. D'après l'équation (Eq 2-18) l'écart-type de la température σ en chaque voxel peut se calculer à partir de cette équation:

$$\sigma = \frac{1}{SNR \cdot \alpha \cdot \gamma \cdot T_E \cdot B_0}$$

(Eq 2-22)

Etant donné que le bruit de mesure thermique [Ben62] sur la partie réelle et imaginaire du signal RMN est un bruit gaussien, le bruit induit sur la phase et la température est un bruit ricien [Gud95] qui peut s'approximer par un bruit gaussien pour un SNR élevé.

Le SNR est déterminé en chacun des pixels en évaluant préalablement le niveau de bruit sur une partie de l'image ne comportant aucun tissu, puis en le comparant au module du signal considéré. La majorité des images observées comportent des tissus émettant un faible signal, les voxels correspondants présentent par conséquent une grande imprécision thermométrique. En fixant un seuil sur l'écart-type tolérable de la température, l'équation (Eq 2-18) détermine le seuil sur le module correspondant. Ce seuil sur le module définit les voxels ayant une précision thermométrique suffisante. Sur ce principe, le reconstituteur d'image IRM effectue un premier tri des voxels de très faible module pour lesquels il supprime la phase. Il est tout de même utile d'effectuer un deuxième seuillage plus élevé sur le module pour garantir la précision thermométrique voulue [Pal03]. Le fait d'effectuer à nouveau ce calcul permet en plus de connaître les voxels de température indéterminés pour les remplacer par la moyenne des voxels voisins.

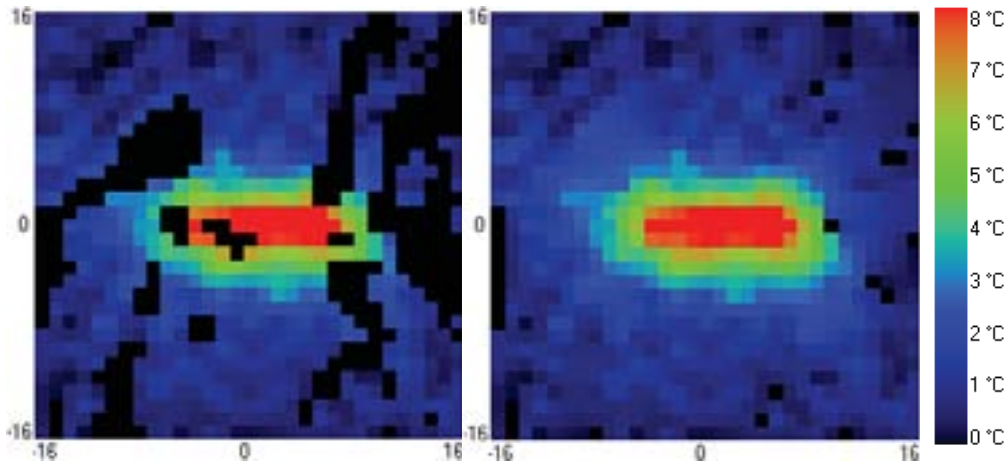


Figure 2-6 : Cartographie de températures dont les voxels d'écart-type supérieur à 1°C sont mises à zéro (à gauche) ou remplacés par la moyenne des voisins (à droite)

La figure 2-6 montre l'exemple d'un chauffage ex vivo de 8°C sur plusieurs points alignés sur 10mm. Le fait de rejeter tous les points dont l'écart-type de la température est supérieur à 1°C laisse apparaître de larges zones de plusieurs voxels (figure 2-6 à gauche). Plus le seuil sur le module du signal RMN ou sur l'écart-type de la température est bas et plus ces zones sont larges. Les voxels de température indéfinie se trouvant entre plusieurs autres voxels de température indéfinie ne peuvent pas être directement déterminés par la moyenne des voxels voisins. Pour résoudre l'indétermination de ces voxels un algorithme itératif est utilisé.

Cet algorithme est initialisé en mettant la variation de température de tous les voxels indéfinis à 0°C. Ensuite, la valeur de tous les voxels indéfinis est remplacée par la moyenne de leurs voisins. Cette étape est répétée pour que de proche en proche les voxels indéfinis soient correctement estimés. Une vingtaine d'itérations permet d'obtenir une convergence de la température sur des zones indéterminées d'une largeur de 5 voxels (figure 2-6 à droite).

À la convergence, le laplacien de la température des voxels remplacés est nul puisqu'il est égal à la moyenne des voxels voisins (Eq 2-12). Ainsi cette modification introduite sur les voxels de faible SNR fausse dans une moindre mesure l'équation de transfert thermique et supprime un risque d'instabilité causé par des valeurs thermiques aberrantes.

2.2.3.5 Suppression des dynamiques artefactées

Les signaux électriques RMN mesurés font quelques fractions de picowatt (-100dBm) ce qui est extrêmement faible comparativement aux signaux ultrasonores qui peuvent atteindre plusieurs centaines de watt (50dBm), soit un rapport 10^{15} !!! Bien que les fréquences utilisées soient différentes, les signaux électriques alimentant le transducteur ultrasonore présentent des imperfections (harmoniques, bruit blanc) qui interfèrent avec les signaux acquis par l'IRM. La meilleure solution est de supprimer ces interférences à la source par exemple en ajoutant un filtre ou un blindage aux niveaux des signaux perturbant les mesures IRM. Cependant il subsiste toujours un risque d'interférence électromagnétique. Par sécurité, il est préférable de détecter ces interférences pour éviter d'effectuer un contrôle de température avec des cartographies thermiques complètement faussées.

La figure 2-7 présente deux cartographies thermiques acquises consécutivement (dynamique 76 et 77) au cours d'un chauffage de 12°C effectué sur plusieurs points couvrant un carré de côté 8mm. Les interférences ici présentées font en moyenne 2°C. Compte tenu des ordres de grandeurs des puissances mises en jeu ces interférences peuvent dans certains cas masquer complètement l'image.

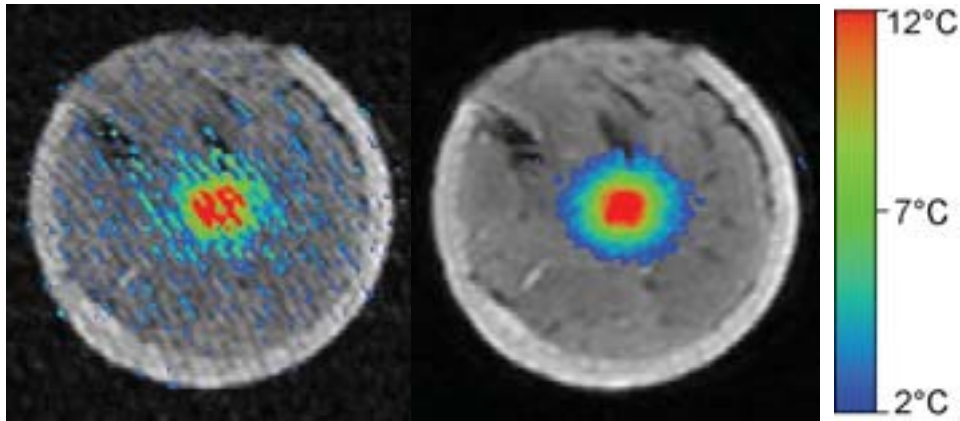


Figure 2-7 : Deux dynamiques consécutives au cours d'un chauffage de 12°C avec artefacts électromagnétiques (à gauche) et sans artefact (à droite)

Pour détecter efficacement ces interférences, l'écart-type de la température est mesuré sur une région non chauffée. Pour une acquisition multicoupe, les interférences électromagnétiques apparaissent de façon indépendante sur chaque coupe puisqu'elles sont acquises à des instants différents. Il est dans ce cas préférable d'évaluer l'écart-type séparément pour chacune d'elles et de considérer le maximum de ces écarts types. La figure 2-8 représente le maximum de l'écart-type calculé pour les 6 coupes acquises.

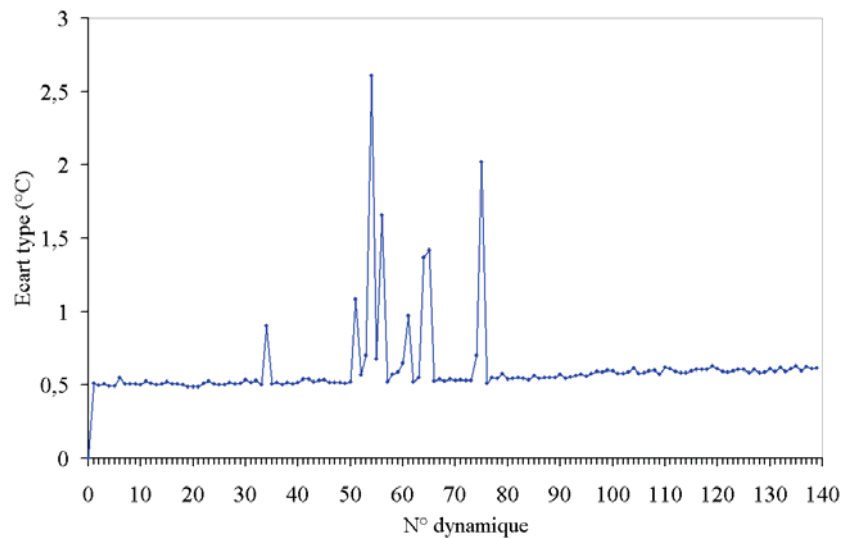


Figure 2-8 : Écart-type maximum évalué sur une zone non chauffée de chaque coupe

La déviation standard de la température pour la dynamique 76 artefactée (figure 2-7 à gauche) est de 2°C au lieu de 0,5°C comme c'est le cas sur les autres dynamiques correctement acquises comme la dynamique 77 (figure 2-7 à droite). La détection des dynamiques inutilisables est effectuée en comparant l'écart-type ainsi obtenu avec un seuil valant 1°C soit le double de l'écart-type de référence.

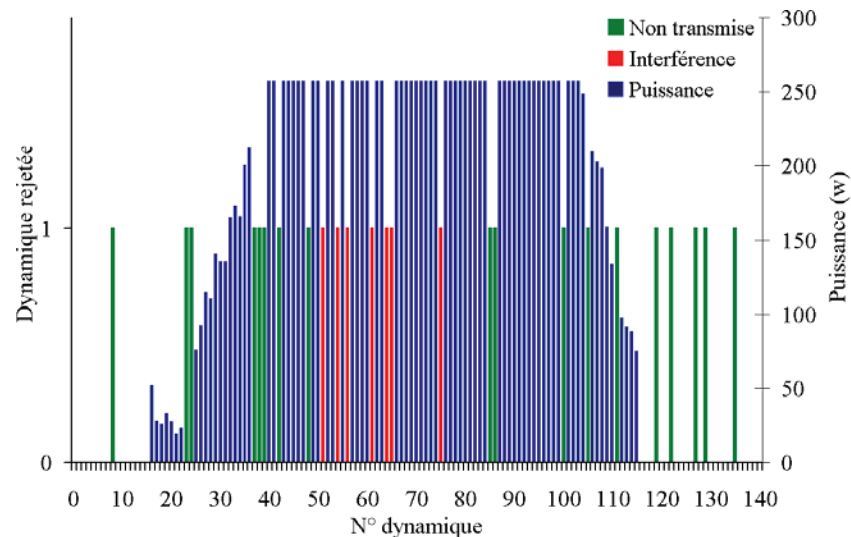


Figure 2-9 : *Puissance moyenne émise (en rouge) pour chaque dynamique excepté les dynamiques non transmises complètement (en vert) ou présentant des interférences électromagnétiques (en bleu)*

La figure 2-9 indique les dynamiques détectées par ce critère (en bleu). D'autre part certaines dynamiques ne peuvent pas être utilisées car elles n'ont pas été transmises complètement (en vert). Dans ces deux cas il est préférable par prudence d'arrêter l'émission de puissance (en rouge) pour laquelle la montée en température ne peut être contrôlée. Le fait d'interrompre l'émission de puissance suite à la détection d'une interférence électromagnétique permet aussi d'arrêter la source d'interférences. Evidemment, plus le pourcentage de dynamiques rejetées est élevé, plus la qualité de l'asservissement en est affectée. Dans cet exemple de chauffage présentant de nombreuses interférences, le nombre de dynamiques non transmises reste la plus grande contrainte.

2.2.3.6 Utilisation de filtres

Hormis ces interruptions, la puissance émise fluctue toujours car elle est calculée à partir de cartographies de température bruitées. Par conséquent la montée en température réelle obtenue varie autour de la valeur de consigne. Pour minimiser cet effet, l'utilisation de filtres spatiaux ou temporels est très efficace pour diminuer le bruit de mesure mais biaise le résultat.

Il est possible de filtrer temporellement la puissance ou les cartographies de température émise mais cela induit une latence supplémentaire. Le temps de latence du système est alors augmenté de la largeur temporelle du filtre utilisé.

Il est aussi possible de filtrer spatialement les cartographies de température. En contrepartie au point le plus chaud (le point de contrôle) la valeur de la température filtrée est en dessous de sa valeur réelle. Dans ces conditions, l'asservissement maintient la température filtrée à la température de consigne choisie mais en réalité la température obtenue est plus élevée. Dans tous les cas, cet effet a lieu puisque la température est moyennée sur le volume du voxel mesuré.

De façon générale, plutôt que d'acquérir une image complète et d'en supprimer une partie en utilisant un filtre spatial, il est préférable d'acquérir seulement le centre de l'espace k (les basses fréquences) et de compléter l'image avec des 0 (les hautes fréquences). Ce procédé appelé "remplissage par 0" équivaut à mesurer des voxels plus grands que ceux affichés. Cette technique permet en diminuant la résolution spatiale d'augmenter la résolution temporelle de l'acquisition.

La figure 2-22 présente un exemple d'asservissement PID réalisé dans un muscle ex vivo. La courbe verte est la puissance (en W) produisant la courbe de température en bleu (en °C) dont la consigne est la courbe rouge (en °C). Celle-ci augmente à partir de 40s et atteint 15°C de 120s à 260s.

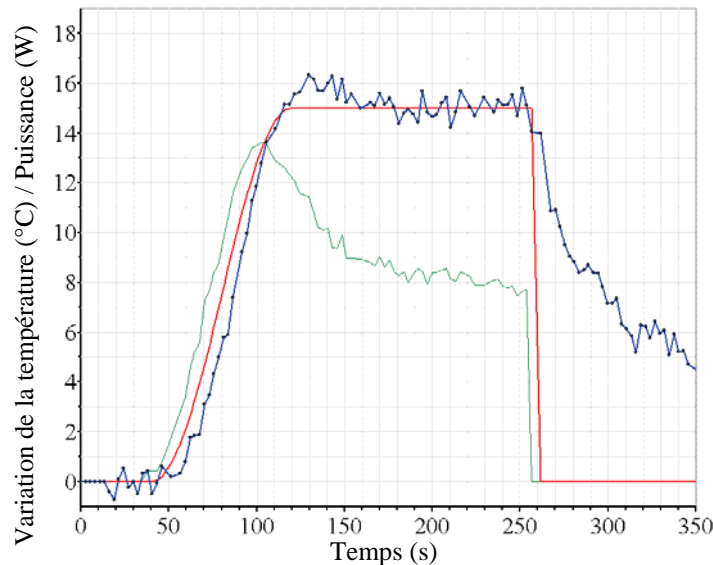


Figure 2-10 : Asservissement PID par FFT de la température (en bleu) selon la consigne de température (en rouge) en appliquant la puissance (en vert) calculée avec les paramètres $t_R=10s$, $\alpha=0,4K/j$, $D=0,2mm^2/s$

En regardant plus en détail les termes utilisés pour calculer la puissance, certains d'entre eux ne nécessitent pas de filtrage. La figure 2-11 présente la valeur de chacun des termes utilisés pour effectuer l'asservissement PID par FFT présenté figure 2-10.

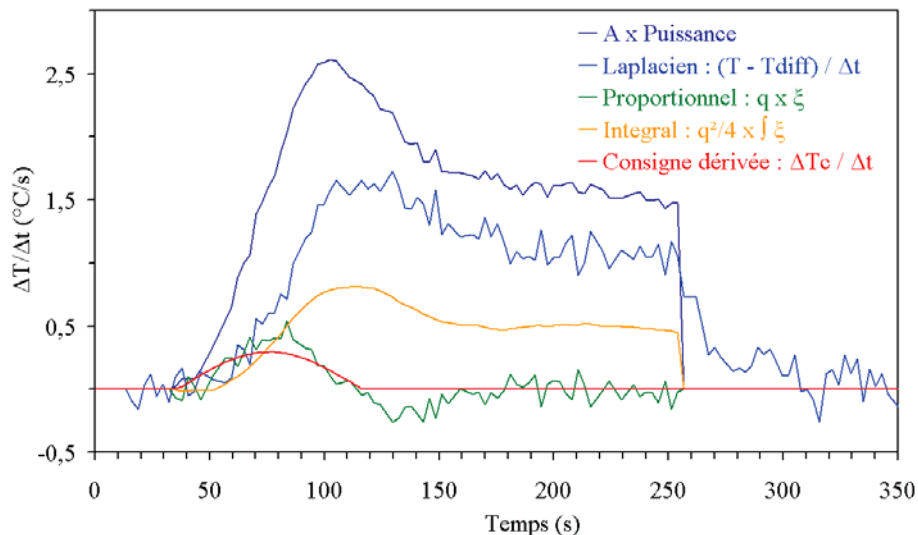


Figure 2-11 : Puissance (en bleu foncé) calculée à partir des termes laplacien (en bleu clair), proportionnel (en vert), intégral (en orange) et dérivé de la consigne (en rouge) pour effectuer l'asservissement figure 2-10

La dérive de la consigne de température ne comporte absolument pas de bruit car c'est la dérivée d'une fonction choisie par l'opérateur. Le terme intégral qui, de par sa sommation, moyenne le bruit ne nécessite pas de filtrage. Le terme proportionnel est constitué du même

niveau de bruit que l'image acquise par l'IRM puisque c'est la différence entre la température du voxel contrôlé et la température de consigne. Le terme Laplacien est légèrement plus bruité puisque c'est approximativement la différence entre le voxel contrôlé et la moyenne de la température des voxels adjacents (Eq 2-12).

Le terme Laplacien est le terme le plus bruité dans le calcul de la puissance à appliquer. Cependant le bruit présent dans le terme laplacien, provenant principalement du voxel contrôlé, est un bruit qui s'oppose au bruit du terme proportionnel, de signe contraire au bruit de ce même voxel. L'idéal est de choisir un temps de réponse selon l'équation (Eq 2-23) pour que le bruit présent dans ces deux termes se compense parfaitement.

$$q = \frac{2}{t_R} = 2D \cdot ((\Delta x)^{-2} + (\Delta y)^{-2} + (\Delta z)^{-2}) \quad (\text{Eq 2-23})$$

Ainsi pour un coefficient de diffusion de 0,2mm²/s et une résolution de 1,2×1,2×5mm³, le temps de réponse optimal vis à vis du bruit est de 3,5s. Dans ces conditions la puissance émise est très peu bruitée puisque seul le terme intégral et la moyenne des points adjacents au voxel contrôlé peuvent y induire un bruit. L'efficacité de cette condition d'utilisation de l'asservissement PID est toutefois contestable puisque la dernière température mesurée au point de contrôle n'est pas directement utilisée mais seulement de façon rétrospective dans l'expression intégrale.

En général à cause du temps de latence du système, le temps de réponse utilisé est plus long que le temps défini par l'équation (Eq 2-23). Dans ce cas il est possible de filtrer le terme laplacien [Sal00] pour diminuer le bruit présent dans la puissance sans affecter les autres termes qui assurent la convergence de la température à la consigne voulue. La figure 2-12 présente le résultat obtenu si le terme laplacien (en bleu) est filtré spatialement (en vert) avec un filtre gaussien de largeur 2mm ou filtré avec un filtre temporel (en rouge) de largeur 5,2s (soit la durée équivalente à l'acquisition de 2 dynamiques).

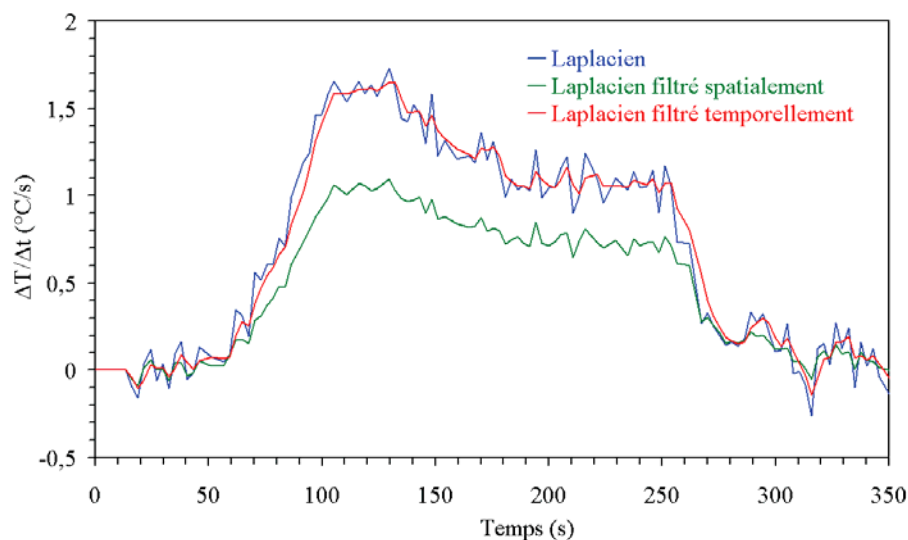


Figure 2-12 : Laplacien de la température (en bleu) défini figure 2-11 et sa valeur filtrée spatialement (en vert) ou filtrée temporellement (en rouge)

Un filtre spatial est beaucoup trop destructeur compte tenu du fait que la résolution des voxels est de l'ordre du millimètre comparativement au coefficient de diffusion qui est de l'ordre de 0,2mm²/s. En revanche le terme laplacien varie peu par rapport à la durée d'une dynamique, pour cette raison le terme Laplacien peut être filtré temporellement. Comme le filtrage temporel du laplacien ne peut être effectué qu'à partir des dynamiques précédemment

acquises, le retard causé par le filtre gaussien de largeur 2 dynamiques est d'environ une dynamique.

De façon générale, pour s'affranchir du bruit dans le calcul de la puissance sans affecter la vitesse de convergence de l'asservissement PID, il est préférable d'utiliser un temps de réponse plus long que celui défini par l'équation (Eq 2-23) et de filtrer temporellement le terme laplacien qui varie lentement par rapport à la durée d'une dynamique.

2.3 Stabilité et convergence de l'asservissement PID

Les techniques de traitement de l'image sécurisent l'asservissement PID d'éventuelles valeurs thermiques erronées. Cependant l'équation de rétroaction (Eq 2-8) contient de nombreuses autres variables pouvant contenir une erreur. L'étude de la stabilité et de la convergence de l'asservissement PID vis-à-vis de ces variables est effectuée en deux étapes. Le paragraphe suivant compare l'erreur induite par la résolution de l'IRM à une erreur sur les paramètres tissulaires. Les conséquences d'une erreur sur les paramètres du tissu sont ensuite analysées et testées.

2.3.1 Influence de la résolution spatiale et temporelle

Les deux méthodes présentées précédemment pour le calcul de l'asservissement PID, discret et par FFT, se distinguent dans la détermination du comportement du tissu. En théorie, ces deux méthodes utilisent la même équation de transfert de la chaleur. Mais elles sont identiques uniquement pour une résolution spatiale et temporelle infinitésimale. En pratique, les images thermiques multicoupes fournies par l'IRM en écho de gradient ont une résolution temporelle d'environ 3s pour une résolution proche de 1mm. Comparativement aux dimensions du point focal et au coefficient de diffusion, la résolution spatiale et temporelle de l'IRM est loin d'être infinitésimale. De ce fait les cartographies de température IRM dépendent significativement de la résolution utilisée [Lau05]. Ces changements se répercutent sur les termes de l'équation de transfert de la chaleur et ils peuvent se quantifier de façon équivalente à une erreur sur les coefficients d'absorption et de diffusion.

2.3.1.1 Sur estimation temporelle de l'absorption

L'équation (Eq 2-11) décrit la montée en température entre deux dynamiques comme étant proportionnelle à la durée d'acquisition d'une dynamique, à la puissance appliquée et au coefficient d'absorption.

$$T_{(t)}^{lin} = \alpha \cdot P \cdot t \quad (\text{Eq 2-24})$$

Cette montée en température linéaire au cours du temps diffère de la solution analytique de l'équation de la chaleur (Eq 2-15) qui prédit une montée en température plus complexe. Cette expression peut être évaluée numériquement en utilisant la répartition spatiale de l'intensité ultrasonore calculée dans le chapitre précédent. Cependant, comme seule la répartition spatiale de l'intensité acoustique proche du point focal est ici utilisée, il est possible de l'approximer par une fonction gaussienne de la forme:

$$I_{0(x,y,z)} = \exp\left(-\frac{x^2}{2R_X^2} - \frac{y^2}{2R_Y^2} - \frac{z^2}{2R_Z^2}\right)$$

(Eq 2-25)

Les coefficients R_X , R_Y et R_Z représentent la valeur de la gaussienne suivant chaque axe. La valeur de ses coefficients dépend de l'angle d'ouverture du transducteur et de la longueur d'onde. Pour un transducteur d'axe principal Y, de focale 80mm, de rayon d'ouverture 48mm et fonctionnant à 1,5MHz dans l'eau ces coefficients valent:

$$R_X = R_Z = 0,367 \text{ mm}$$

$$R_Y = 1,928 \text{ mm}$$

(Eq 2-26)

Ces coefficients sont déterminés par la largeur à mi-hauteur sur une simulation de l'intensité ultrasonore divisée par la racine de $2 \ln 2$. Ainsi la largeur à mi-hauteur de la fonction gaussienne (Eq 2-25) est identique à la largeur de l'intensité ultrasonore simulée. La montée en température pour une répartition spatiale gaussienne de la puissance (Eq 2-25) telle que $R_X=R_Z < R_Y$ comme décrit ci-dessus (Eq 2-26), correspond à la montée T^{\log} selon l'équation (Eq 2-27):

$$T_{(t)}^{\log} = \alpha \cdot P \cdot t_X \sqrt{\frac{t_Y}{t_Y - t_X}} \ln \left(\frac{(\sqrt{t_Y} + \sqrt{t_Y - t_X}) \cdot (\sqrt{t + t_Y} - \sqrt{t_Y - t_X})}{(\sqrt{t_Y} - \sqrt{t_Y - t_X}) \cdot (\sqrt{t + t_Y} + \sqrt{t_Y - t_X})} \right)$$

(Eq 2-27)

Les coefficients t_X , t_Y et t_Z sont les temps de diffusion équivalents aux largeurs R_X , R_Y et R_Z définis par l'expression suivante:

$$t_X = \frac{R_X^2}{2 \cdot D} \quad t_Y = \frac{R_Y^2}{2 \cdot D}$$

(Eq 2-28)

Cette expression est très précise pour des temps courts devant le temps de diffusion. Des temps plus longs impliquent nécessairement des lobes secondaires du point focal qui diminuent l'effet de diffusion suivant l'axe principal de propagation de l'onde ultrasonore. Cependant cette formule (Eq 2-27) est plus réaliste puisqu'elle converge vers une température:

$$T_{(\infty)}^{\log} = \alpha \cdot P \cdot t_X \sqrt{\frac{t_Y}{t_Y - t_X}} \ln \left(\frac{\sqrt{t_Y} + \sqrt{t_Y - t_X}}{\sqrt{t_Y} - \sqrt{t_Y - t_X}} \right)$$

(Eq 2-29)

Par abus de langage cette montée en température pour une puissance constante est appelée montée en température logarithmique. Ce nom vient du fait qu'une montée en température en 2 dimensions est une fonction logarithme.

La figure 2-13 permet de comparer la montée en température logarithmique (Eq 2-27) avec la montée en température linéaire (Eq 2-24). La montée en température linéaire est en fait la tangente à l'origine de la montée logarithmique. Même si l'approximation de la montée en température linéaire est une approximation du premier ordre, elle ne suffit pas modéliser la "montée logarithmique" qui converge vers une asymptote horizontale.

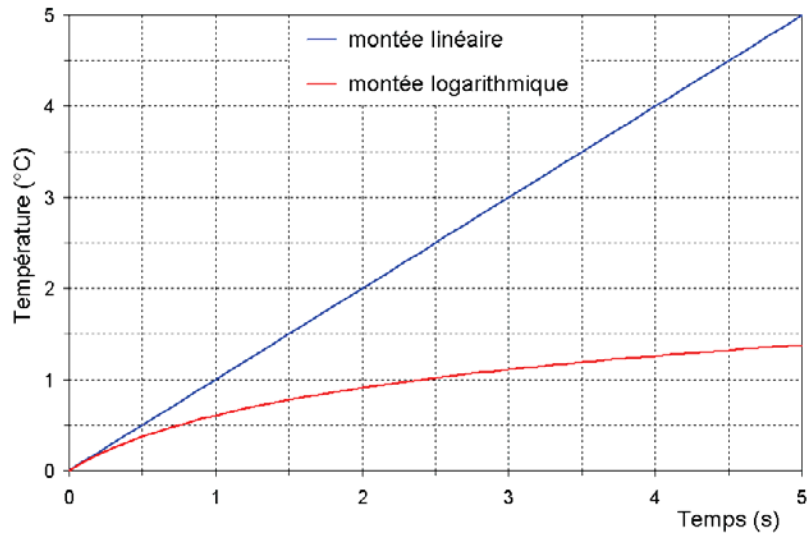


Figure 2-13 : Montée en température linéaire (en bleu) et logarithmique (en rouge) en fonction du temps pour les paramètres $D=0,1\text{mm}^2/\text{s}$, $\alpha=0,1^\circ\text{C}/\text{J}$, $P=10\text{W}$

Ce rapport explicité figure 2-14, représente la surestimation du coefficient d'absorption en fonction de la durée d'une dynamique. Cette courbe diverge selon une droite asymptotique puisque le numérateur de l'expression (Eq 2-43) augmente linéairement avec le temps tandis que le dénominateur converge vers une constante.

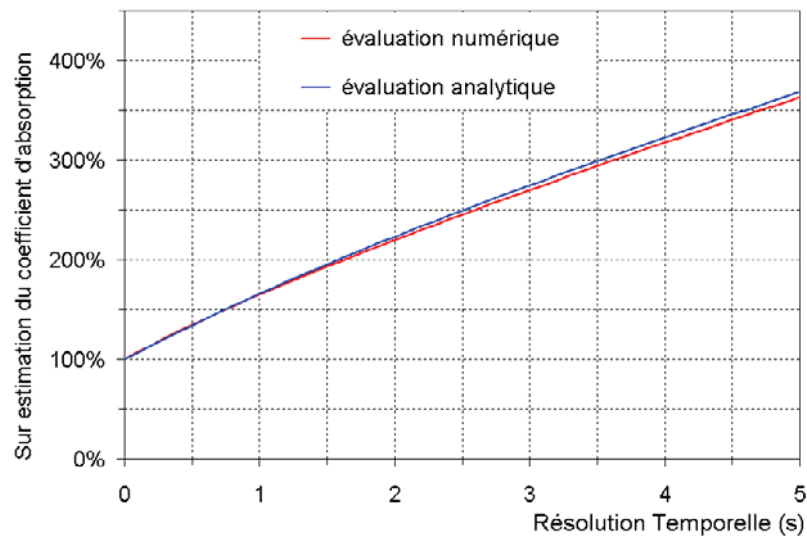


Figure 2-14 : Rapport entre une montée en température logarithmique et une montée en température linéaire en fonction du temps pour un coefficient de diffusion de $D=0,1\text{mm}^2/\text{s}$. Une évaluation numérique de ce rapport selon la forme complète du point focal (en rouge) est comparée à une évaluation analytique selon un modèle gaussien du point focal (en bleu)

La montée en température définie par l'équation (Eq 2-27) décrit à 1,8% près la montée en température calculée numériquement sur les 5 premières secondes à partir de la forme complète du point focal.

Si la croissance logarithmique de la température n'est pas prise en compte, pour une dynamique de 3 secondes le coefficient d'absorption est surestimé d'un facteur 2,7. Cette erreur est presque proportionnelle à la durée d'une dynamique.

2.3.1.2 Sous estimation spatiale de l'absorption

La résolution des images acquises par l'IRM Δx , Δy et Δz , le plus souvent de $1 \times 4 \times 1 \text{ mm}^3$, est supérieure aux dimensions du point focal R_x , R_y et R_z (Eq 2-26). La température du voxel le plus chaud observé avec l'IRM n'est donc pas la température la plus élevée au centre du point focal mais une moyenne de la température au voisinage de ce point.

En supposant le point de focalisation parfaitement centré sur un voxel et l'expression gaussienne I_0 de l'intensité ultrasonore (Eq 2-25) au voisinage du point focal, l'erreur de mesure sur la montée en température pour un temps très bref est:

$$\frac{1}{\Delta x \Delta y \Delta z} \int_{-\Delta x/2}^{\Delta x/2} \int_{-\Delta y/2}^{\Delta y/2} \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} I_{0(x,y,z)} dx dy dz = (2\pi)^{\frac{3}{2}} \frac{R_x R_y R_z}{\Delta x \Delta y \Delta z} \text{Erf}\left(\frac{\Delta x}{2\sqrt{2}R_x}\right) \text{Erf}\left(\frac{\Delta y}{2\sqrt{2}R_y}\right) \text{Erf}\left(\frac{\Delta z}{2\sqrt{2}R_z}\right) \quad (\text{Eq 2-30})$$

La montée en température observée dépend très fortement de la résolution spatiale puisqu'elle décroît selon le cube de la fonction erreur. La figure 2-15 présente cette décroissance pour une résolution spatiale isotrope $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ qui peut être perçue comme une sous estimation du coefficient d'absorption.

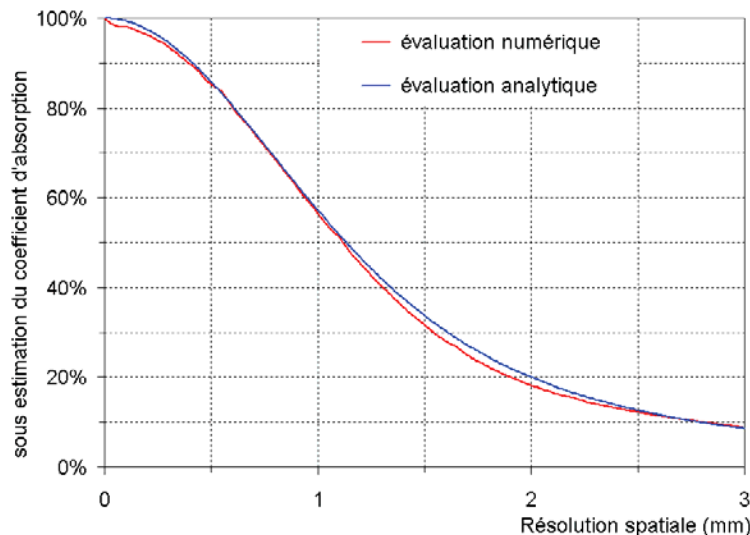


Figure 2-15 : Sous estimation du coefficient d'absorption en fonction de la résolution.

Evaluation numérique selon la forme complète du point focal (en rouge).

Evaluation analytique selon un modèle gaussien du point focal (en bleu).

L'équation (Eq 2-30) basée sur un modèle gaussien du point focal (en bleu) donne à 9% la sous estimation spatiale du coefficient d'absorption obtenu avec une modélisation complète du point focal (en rouge). Pour une résolution supérieure à 3mm la forme complète du point focal indique une montée en température plus élevée car elle inclut les lobes secondaires.

Pour une résolution isotrope de 1mm la montée initiale en température observée vaut 57% de la montée en température réelle maximale. Pour diminuer cet effet de moyennage spatial de la température, il est préférable d'utiliser une résolution spatiale la plus proche possible de la dimension du point focal. Malheureusement les cartographies de température fournies par l'IRM nécessitent l'acquisition de voxels les plus grands possible pour diminuer le bruit de mesure. Par conséquent le meilleur compromis est de choisir le volume des voxels

selon la précision en température souhaitée et l'anisotropie de la dimension des voxels selon la forme du point focal:

$$\frac{\Delta x}{R_x} = \frac{\Delta y}{R_y} = \frac{\Delta z}{R_z} \quad (\text{Eq 2-31})$$

Le point focal étant en général 5 fois plus allongé selon l'axe de propagation, il est préférable de diminuer d'autant la résolution selon cet axe.

2.3.1.3 Surestimation temporelle de la diffusion

La montée en température est principalement liée à la forme du point focal qui est constante durant tout l'asservissement. En revanche la décroissance en température liée à l'effet de diffusion de la chaleur dépend plutôt de la répartition spatiale de la température qui s'élargit avec le temps. Pour cette raison il n'existe pas de répartition spatiale unique de la température mais plutôt une répartition spatiale dont la largeur dépend de la forme complète du point focal et de l'historique de la puissance appliquée. Pour simplifier l'étude, la répartition spatiale de la température est modélisée initialement par une gaussienne normalisée de largeur R suivant chaque direction.

$$T_{(x,y,z,0)} = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{2R^2}\right) \quad (\text{Eq 2-32})$$

Après une durée t sans puissance appliquée, l'effet de diffusion de la chaleur aboutit à la répartition spatiale de la température suivante:

$$T_{(x,y,z,0)} = \left(1 + \frac{4\pi Dt}{R^2}\right)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{4Dt + 2R^2}\right) \quad (\text{Eq 2-33})$$

Sans apport énergétique, la variation de température décroît en convergeant progressivement vers 0. L'asservissement PID par FFT prend en compte la décroissance en température au centre (x=y=z=0) induite par l'effet de diffusion thermique.

$$Lap^{réel} = \frac{1}{t} \int_0^t D \nabla^2 T_{(0,0,0,t')} dt' = \frac{T_{(0,0,0,t)} - T_{(0,0,0,0)}}{t} = \frac{\left(1 + \frac{4\pi Dt}{R^2}\right)^{-\frac{3}{2}} - 1}{t} \quad (\text{Eq 2-34})$$

En revanche l'asservissement PID discret suppose un échantillonnage temporel suffisamment élevé pour considérer cette décroissance en température constante au cours d'une dynamique. Si la résolution spatiale est très élevée (Δx , Δy et Δz proche de 0) la décroissance en température initiale vaut:

$$Lap^{discret} = \lim_{t \rightarrow 0} D \nabla^2 T_{(0,0,0,t)} = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{dT_{(0,0,0,t)}}{dt} = -\frac{6\pi D}{R^2} \quad (\text{Eq 2-35})$$

L'erreur induite par l'hypothèse d'une décroissance linéaire au cours du temps de la température par rapport à la fonction réelle convergeant vers 0 (Eq 2-23) équivaut à une surévaluation du coefficient de diffusion valant:

$$\frac{Lap^{discret}}{Lap^{réel}} = \frac{\frac{6\pi Dt}{R^2}}{1 - \left(1 + \frac{4\pi Dt}{R^2}\right)^{-\frac{3}{2}}}$$

(Eq 2-36)

Comme pour la surestimation temporelle du coefficient d'absorption, la surestimation temporelle du coefficient de diffusion dépend de la résolution temporelle et du coefficient de diffusion mais aussi de la largeur de la répartition spatiale de la température R. La figure 2-16 présente cette surestimation temporelle du coefficient de diffusion pour un coefficient de diffusion de 0,1mm²/s et différentes valeurs de R en fonction de la résolution temporelle.

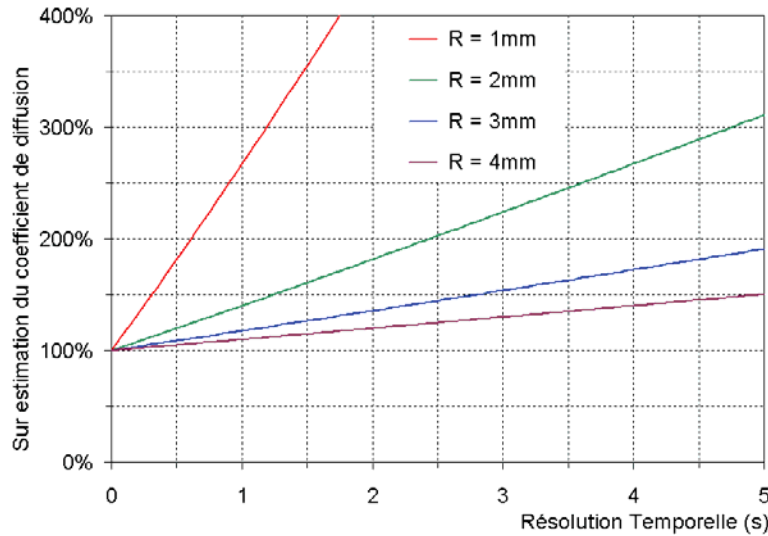


Figure 2-16 : Surestimation du coefficient de diffusion en fonction de la résolution temporelle pour une répartition spatiale de la température de largeur R = 1mm (en rouge), 2mm (en vert), 3mm (en bleu), 4mm (en violet)

Cette surestimation augmente presque linéairement suivant la droite (Eq 2-37) à 10% près.

$$\frac{Lap^{discret}}{Lap^{réel}} \approx 1 + \frac{5\pi Dt}{R^2}$$

(Eq 2-37)

En général, après un chauffage de 120s, la répartition spatiale de la température R vaut approximativement 3mm et la surestimation temporelle du coefficient de diffusion est de 160% pour une dynamique de durée d'acquisition de 3s.

2.3.1.4 Sous estimation spatiale de la diffusion

L'évaluation de la dérivée seconde de la température permettant le calcul du terme laplacien (Eq 2-12) est aussi biaisé par la résolution spatiale de l'IRM qui est limitée à des voxels proches de 1mm. En reprenant l'hypothèse d'une répartition gaussienne de la température (Eq 2-32) le terme laplacien utilisé pour l'asservissement PID vaut :

$$Lap^{discret} = \frac{2D}{\Delta x^2} \left(\exp\left(-\frac{\Delta x^2}{2R^2}\right) - 1 \right) + \frac{2D}{\Delta y^2} \left(\exp\left(-\frac{\Delta y^2}{2R^2}\right) - 1 \right) + \frac{2D}{\Delta z^2} \left(\exp\left(-\frac{\Delta z^2}{2R^2}\right) - 1 \right)$$

(Eq 2-38)

L'expression du Laplacien réel (Eq 2-39), correspondant à une résolution infinitésimale, est obtenue en faisant tendre Δx , Δy et Δz vers 0:

$$Lap^{réel} = -\frac{3D}{R^2} \quad (\text{Eq 2-39})$$

La comparaison de ces deux expressions (Eq 2-38) et (Eq 2-39) du terme laplacien donne la surestimation spatiale équivalente du coefficient de diffusion:

$$\frac{Lap^{discret}}{Lap^{réel}} = \frac{2R^2}{3\Delta x^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta x^2}{2R^2}\right) \right) + \frac{2R^2}{3\Delta y^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta y^2}{2R^2}\right) \right) + \frac{2R^2}{3\Delta z^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta z^2}{2R^2}\right) \right) \quad (\text{Eq 2-40})$$

La figure 2-17 montre cette sous-estimation du coefficient de diffusion pour différentes largeurs de la répartition spatiale de la température pour une résolution isotrope $\Delta x = \Delta y = \Delta z$.

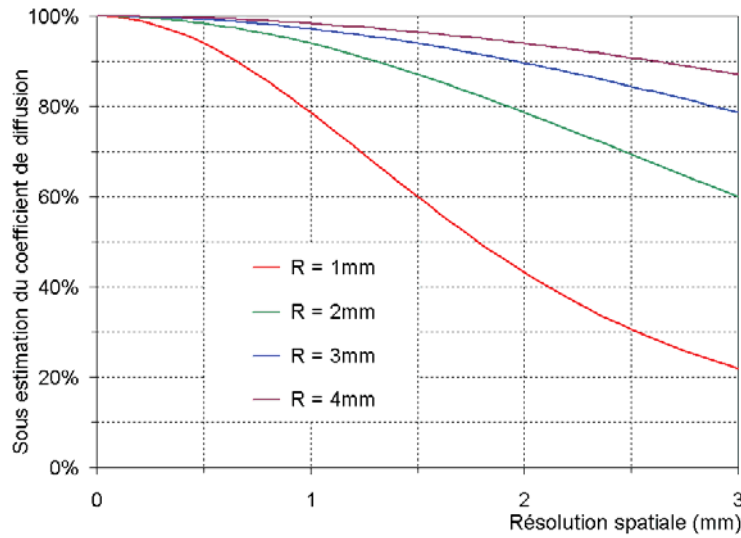


Figure 2-17 : Sous estimation spatiale du coefficient de diffusion en fonction de la résolution pour un répartition spatiale de la température de largeur $R = 1\text{mm}$ (en rouge), 2mm (en vert), 3mm (en bleu), 4mm (en violet)

Un développement limité au second ordre de l'équation (Eq 2-40) aboutit à l'expression ci-dessous :

$$\frac{Lap^{discret}}{Lap^{réel}} \approx 1 - \frac{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}{12R^2} \quad (\text{Eq 2-41})$$

La condition pour que la sous estimation spatiale du coefficient de diffusion compense la surestimation temporelle du coefficient de diffusion peut s'établir approximativement en comparant les développements limités de ses deux expressions (Eq 2-41) et (Eq 2-37).

$$\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} \approx \sqrt{60\pi Dt} \approx 7,5\text{mm} \quad (\text{Eq 2-42})$$

Cette condition indique que pour un coefficient de diffusion de $0,1\text{mm}^2/\text{s}$ et une durée de dynamique de 3s, la diagonale d'un voxel doit être d'environ 7,5mm. En général cette condition n'est pas respectée puisque les voxels sont plus petits. Pour cette raison la surestimation temporelle du coefficient de diffusion l'emporte sur la sous-estimation spatiale du coefficient de diffusion.

2.3.1.5 Comparaison de l'asservissement discret et par FFT

Le rapport entre la montée en température logarithmique et la montée en température linéaire correspond au rapport entre le coefficient d'absorption α utilisé pour l'asservissement PID discret et le coefficient d'absorption A utilisé pour l'asservissement PID par FFT:

$$\frac{\alpha}{A} = \frac{T_{(t)}^{lin}}{T_{(t)}^{log}}$$

(Eq 2-43)

De même la décroissance progressive de la température induite par l'effet de la diffusion thermique est pleinement prise en compte dans le calcul de l'asservissement PID par la méthode FFT puisqu'elle réside sur la résolution temporelle de l'équation de transfert thermique (Eq 2-15). Ainsi la surestimation temporelle du coefficient d'absorption et de diffusion plus ou moins accentuée selon la durée d'une dynamique lors d'un asservissement PID discret n'a pas lieu dans l'asservissement PID par FFT.

En revanche l'asservissement PID discret ou par FFT sont tous deux biaisés par la résolution spatiale. Du fait qu'il faut plus d'énergie pour chauffer un grand voxel qu'un petit voxel, il est difficile de définir pour un tissu un coefficient d'absorption en °C/J pour un tissu indépendant de la résolution spatiale. Pour ce faire il faudrait considérer un micro voxel, non observable. La sous-estimation spatiale du coefficient de diffusion est moindre puisque la répartition spatiale de la température est bien plus grande que celle du voxel. De ce fait l'utilisation d'un coefficient de diffusion en mm²/s indépendant de la résolution spatiale est plus facilement acceptable.

Comme il est décrit dans le paragraphe suivant, l'utilisation de paramètres tissulaires erronés perturbe l'asservissement. Cependant pour une résolution spatiale et temporelle donnée, il est possible de modifier ces coefficients pour bénéficier de la rapidité de la méthode discrète sans utiliser de coefficient trop erroné. Le temps de calcul d'un asservissement PID par la méthode FFT ne dépassant pas quelques millisecondes il est finalement préférable d'utiliser cette méthode plus exacte.

2.3.2 Influence des paramètres tissulaires

Si les paramètres du tissu sont mal évalués, l'équation différentielle PID (Eq 2-1) n'est alors plus vérifiée. La nouvelle équation différentielle obtenue peut aboutir à un décalage entre la température de consigne et la température mesurée ou même une instabilité de l'asservissement.

2.3.2.1 Equation différentielle PID modifiée

L'utilisation d'un asservissement PID avec des paramètres différents de ceux du tissu aboutit à un double système d'équation différentielle (Eq 2-44). La première équation différentielle correspond à l'équation d'asservissement PID réalisé avec les paramètres supposés α_0 , D_0 et la seconde équation différentielle correspond à l'équation de transfert thermique qui agit avec les paramètres réels du tissu α et D .

$$\begin{cases} \frac{\partial T_c}{\partial t} - D_0 \cdot \nabla^2 T - \alpha_0 \cdot P + q \xi + \frac{q^2}{4} \int_0^t \xi = 0 \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial T_c}{\partial t} - D \cdot \nabla^2 T - \alpha \cdot P \end{cases}$$

(Eq 2-44)

Le terme prépondérant dans ces équations est le terme Laplacien. La substitution de ce terme entre ces deux équations fait apparaître la nouvelle équation différentielle qui régit le système:

$$\frac{D_0}{D} \frac{\partial \xi}{\partial t} + q \xi + \frac{q^2}{4} \int_0^t \xi = \left(\frac{D_0}{D} - 1 \right) \frac{\partial T_C}{\partial t} + \left(\frac{\alpha_0}{\alpha} - \frac{D_0}{D} \right) \cdot \alpha \cdot P \quad (\text{Eq 2-45})$$

Cette équation différentielle n'est pas directement solvable car la puissance dépend de l'erreur en température. En supposant la puissance proportionnelle à la température de consigne il est possible de transformer cette équation en une équation différentielle linéaire usuelle.

$$P \approx \frac{\partial P}{\partial T_C} \cdot T_C \Rightarrow \frac{D_0}{D} \frac{\partial \xi}{\partial t} + q \xi + \frac{q^2}{4} \int_0^t \xi = \left(\frac{D_0}{D} - 1 \right) \frac{\partial T_C}{\partial t} + \left(\frac{\alpha_0}{\alpha} - \frac{D_0}{D} \right) \cdot \alpha \cdot \frac{\partial P}{\partial T_C} \cdot T_C \quad (\text{Eq 2-46})$$

Cette approximation a une influence minimale puisque le terme puissance dans le second membre est un terme correctif.

2.3.2.2 Convergence de l'algorithme PID

Dans le cas d'une température de consigne constante le second membre est alors une constante qui est obtenue par la constitution d'un terme intégral non nul. La température obtenue converge alors vers la température de consigne après quelques t_R . Cette convergence est immédiate si le rapport absorption sur diffusion est correctement estimé puisque dans ce cas le second membre est nul:

$$\begin{cases} T_{C(t)} = Cste \\ \frac{\alpha_0}{D_0} = \frac{\alpha}{D} \end{cases} \Rightarrow \frac{D_0}{D} \frac{\partial \xi}{\partial t} + q \xi + \frac{q^2}{4} \int_0^t \xi = 0 \quad (\text{Eq 2-47})$$

En revanche pour une croissance linéaire de la température de consigne le second membre n'est plus constant mais linéaire. Dans ce cas, la température obtenue ne converge plus vers la température de consigne. L'erreur sur la température durant la montée en température tend vers la valeur:

$$T_{C(t)} = \frac{\partial T_C}{\partial t} \cdot t \Rightarrow \xi_{(t \gg t_R)} = \left(\frac{\alpha_0}{\alpha} - \frac{D_0}{D} \right) \cdot \alpha \cdot \frac{\partial P}{\partial t} \cdot t_R^2 \quad (\text{Eq 2-48})$$

Si le rapport absorption sur diffusion est conservé $\alpha_0/D_0 = \alpha/D$, cette erreur en température durant la partie ascendante de la consigne est nulle. Par contre si ce rapport est surestimé $\alpha_0/D_0 > \alpha/D$, la température obtenue est en dessous de la température de consigne durant toute la montée en température. Ce décalage sur la température induit la constitution d'un terme intégral sur une longue durée qui est alors compensée par un dépassement de la température de consigne au début du plateau de la température de consigne. Cet effet dépend très fortement du temps de réponse puisqu'un temps de réponse deux fois plus long augmente d'un facteur 4 cet effet.

L'utilisation d'un rapport absorption/diffusion correct offre un double avantage. Pour une température de consigne croissante, l'erreur en température est nulle. Pour une température de consigne constante, le terme intégral est proche de 0 ce qui permet un contrôle rapide de la température.

2.3.2.3 Stabilité de l'algorithme PID

Les racines de l'équation PID ne correspondent plus à la racine double $-q/2$, elles dépendent maintenant de l'erreur commise sur le coefficient de diffusion.

- Dans le cas d'une sous-estimation du coefficient de diffusion $D_0 < D$ ces racines sont réelles positives. Le système assure toujours la convergence de la température à la température de consigne.

- Dans le cas d'une surestimation du coefficient de diffusion $D_0 > D$ ces racines sont complexes à partie réelle positive. Le système entre en oscillation amortie. Il se peut que ces oscillations soient entretenues si le terme $(\alpha_0/\alpha - D_0/D) \cdot \alpha \cdot P$ prend une valeur suffisamment grande devant les autres termes PID de l'équation différentielle. Dans ce cas l'équation (Eq 2-46) n'est plus valide car la puissance oscille et l'hypothèse sur la constance de la puissance n'est plus respectée. Pour cette raison l'équation (Eq 2-46) ne permet pas de calculer la période des oscillations. En résumé la condition $D_0 > D$ est une condition nécessaire mais pas suffisante pour que le système oscille.

2.3.2.4 Expérimentation avec des paramètres erronés

Pour évaluer expérimentalement l'influence de l'utilisation de paramètres erronés, plusieurs asservissements PID ont été réalisés de façon similaire à ceux publiés [Sal00] en utilisant différents coefficients d'absorption α_0 et de diffusion D_0 dans un même tissu. Ces expériences ont été réalisées sur le même point d'un muscle ex-vivo de cochon (du jambon) avec une consigne de température de 15°C durant 140s. Le calcul de l'asservissement PID a été effectué par FFT avec un temps de réponse de 10s. Les cartographies thermiques ont été acquises toutes les 2,7s avec une résolution de $1,2 \times 1,2 \times 5 \text{ mm}^3$ dans un aimant de 1.5T et une antenne C3 (antenne de réception Philips de diamètre 100 mm). La séquence utilisée est du type écho de gradient 6 coupes 128×128 avec un temps d'écho T_E de 18ms. Les coefficients d'absorption et de diffusion du tissu testé ont été préalablement évalués à 0,4K/J et 0,2mm²/s comme décrit dans la figure 2-22. Pour faire varier les paramètres du tissu utilisé tout en conservant le rapport α_0/D_0 , trois cas ont été testés pour chaque coefficient; la moitié de la valeur réelle, la valeur réelle et le double de la valeur réelle. La combinaison des trois coefficients d'absorption 0,2 0,4 0,8 K/J et des trois coefficients de diffusion 0,1 0,2 0,4 mm²/s a conduit aux 9 expériences présentées figure 2-18.

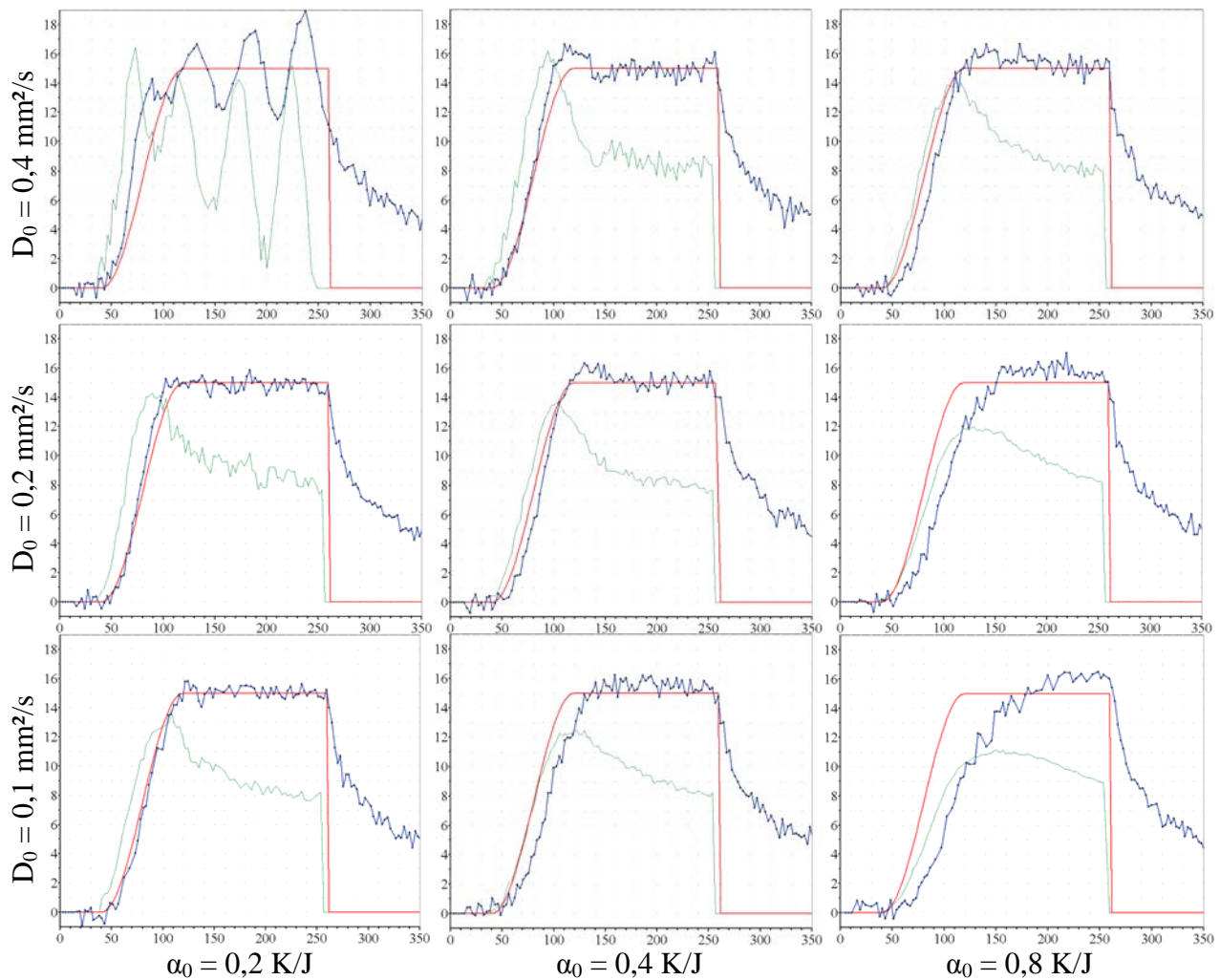


Figure 2-18 : Asservissement PID de la température (en bleu) selon la consigne de température (en rouge) en appliquant la puissance (en vert) calculée avec un coefficient d'absorption valant 0,2 0,4 0,8 K/J et un coefficient de diffusion valant 0,1 0,2 0,4 mm²/s.

La température en °C et la puissance en W sont représentées avec la même graduation

Comme le constate expérimentalement l'article [Sal00], l'asservissement PID fonctionne correctement à condition d'utiliser α_0/D_0 identique au rapport α/D des paramètres tissulaires. Dans le cas contraire la montée en température diverge de la consigne comme le décrit l'équation (Eq 2-48).

Cependant le calcul de l'asservissement ayant été effectué par FFT il est nécessaire de remplacer α par A dans cette équation. Avec la résolution utilisée $A = 0,48 \cdot \alpha$ et $\alpha = 0,4 \text{ K/J}$. D'autre part la dérivée temporelle de la puissance peut être approximée à $0,25 \text{ W/s}$ à l'instant $t=90\text{s}$ et le temps de réponse utilisé est de 10s . Le Tableau 2-1 permet de comparer l'écart entre la température obtenue et la température de consigne. Ce tableau reporte tout d'abord les valeurs théoriques selon l'équation (Eq 2-48) puis les valeurs mesurées au cours des expériences de la figure 2-18.

$\xi_{(t)} = T_{c(t)} - T_{(t)}$ à t = 90s	$\alpha_0 = 0,2 \text{ K/J}$		$\alpha_0 = 0,4 \text{ K/J}$		$\alpha_0 = 0,8 \text{ K/J}$	
	Mesurée	Théorique	Mesurée	Théorique	Mesurée	Théorique
$D_0=0,4\text{mm}^2/\text{s}$	-4,7°C	-7,2°C	-1,5°C	-4,8°C	1,9°C	0°C
$D_0=0,2\text{mm}^2/\text{s}$	-1,8°C	-2,4°C	0,5°C	0°C	5,3°C	4,8°C
$D_0=0,1\text{mm}^2/\text{s}$	0,9°C	0°C	4,1°C	2,4°C	6,9°C	7,2°C

Tableau 2-1 : Écart mesuré et théorique entre la température de consigne et la température obtenue pour les 9 expériences de la Figure 2-18

Bien que ces résultats ne soient pas très précis, le Tableau 2-1 indique une bonne corrélation entre la théorie et la pratique. Concernant la stabilité, le système entre en oscillation divergente uniquement si $D_0 > D$ et $\alpha_0 < \alpha$.

2.4 Détermination des paramètres du tissu

2.4.1 Détermination rapide du coefficient d'absorption

Il existe plusieurs façons de déterminer les paramètres du tissu surtout concernant le coefficient d'absorption.

2.4.1.1 Détermination globale du coefficient d'absorption

La solution la plus simple pour évaluer le coefficient d'absorption s'appuie sur le principe de conservation de l'énergie.

$$\alpha = \frac{\iiint_{\vec{r} \in FOV} T_{(\vec{r}, t)} d\vec{r}}{\int_0^t \iiint_{\vec{r} \in FOV} P_{(\vec{r}, t)} d\vec{r} dt} \quad (\text{Eq 2-49})$$

L'intégrale de la température sur tout le volume observé divisée par la somme de l'historique de la puissance appliquée est égale au coefficient d'absorption. Cette méthode aboutit à une détermination assez précise du coefficient d'absorption puisqu'elle s'appuie sur un grand nombre de voxels. Cependant l'intégrale sur tout le volume de la température dépend très fortement de la dérive de ligne de base et du bruit de mesure.

2.4.1.2 Détermination ponctuelle du coefficient d'absorption

Une autre solution consiste à inverser l'équation de transfert thermique pour déduire le coefficient d'absorption. Ceci permet d'établir le coefficient d'absorption à chaque dynamique par la relation (Eq 2-50):

$$\alpha = \frac{\frac{\partial T}{\partial t} - D \cdot \nabla^2 T_{(t)}}{P_{(t)}} \quad (\text{Eq 2-50})$$

Plus la puissance émise sera importante et plus cette mesure sera précise. Pour avoir une estimation plus précise du coefficient d'absorption il est plus judicieux d'intégrer

l'équation de transfert thermique de 0 à t avant de l'inverser. Ceci conduit à une estimation du coefficient d'absorption de plus en plus précise avec l'avancement du chauffage:

$$\alpha = \frac{T_{(t)} - D \cdot \int_0^t \nabla^2 T_{(t')} dt'}{\int_0^t P_{(t')} dt'} \quad (\text{Eq 2-51})$$

Dans la plupart des cas, surtout pour un chauffage long, la température est négligeable devant l'intégrale du terme laplacien. Cette approximation est d'autant plus vraie que la durée du chauffage est longue. Par exemple après une montée en température de 15°C durant 140s, l'équation (Eq 2-51) peut s'estimer à 6% par l'équation suivante:

$$\alpha \approx -D \cdot \frac{\int_0^t \nabla^2 T_{(t')} dt'}{\int_0^t P_{(t')} dt'} \quad (\text{Eq 2-52})$$

Ainsi une sous-estimation du coefficient de diffusion va être compensée par une sous-estimation identique pour le calcul du coefficient d'absorption. Cette mesure du coefficient d'absorption dépend avantagement du coefficient de diffusion puisque le coefficient d'absorption est calculé de façon à conserver le rapport α/D . En revanche cette mesure bien que moyennée temporellement est assez sensible au bruit puisqu'elle repose sur la mesure du laplacien de la température en un seul voxel. Cette détermination du coefficient d'absorption se moyenne difficilement spatialement. En effet pour la majeure partie des points éloignés du point de chauffe, l'équation (Eq 2-52) abouti à une forme indéterminée du type 0 divisé par 0. De ce fait cette méthode est très facile d'utilisation puisqu'elle nécessite uniquement la connaissance du laplacien de la température en un point mais ne donne une mesure précise qu'après un temps assez long puisque seul un moyennage temporel peut être effectué.

2.4.2 Détermination précise des paramètres tissulaires

2.4.2.1 Evaluation rapide des paramètres tissulaires

La mesure du coefficient d'absorption avec un seul point est très sensible au bruit. De même, l'intégration de l'ensemble des points introduit de nombreux points bruités non chauffés qui biaisent la mesure.

La meilleure méthode qui prend en compte uniquement les points utiles selon leur importance consiste à réaliser plusieurs simulations du chauffage avec différents coefficients d'absorption et de diffusion pour trouver ceux qui correspondent le mieux aux cartographies de température obtenues.

Pour cela une simulation de la montée en température entre deux dynamiques peut être réalisée à partir de la solution de l'équation de transfert thermique dans l'espace de Fourier:

$$\tilde{T}_{(\vec{k}, t)} = \tilde{T}_{(\vec{k}, t-t_{DYN})} \cdot \exp(-D \cdot k^2 \cdot t_{DYN}) + \alpha \cdot \tilde{P}_{(\vec{k}, t-t_{DYN})} \frac{1 - \exp(-D \cdot k^2 \cdot t_{DYN})}{D \cdot k^2} \quad (\text{Eq 2-53})$$

Cependant ce calcul donne une mesure très bruitée des paramètres du tissu car la montée en température entre deux dynamiques est d'environ 2°C ce qui est très proche du

bruit de mesure. Les résultats obtenus à chaque dynamique peuvent être moyennés temporellement mais le résultat ainsi obtenu reste assez bruité. Pour cette raison il est préférable de réaliser une simulation complète de tout l'historique du chauffage. Cette simulation est beaucoup plus longue mais beaucoup plus précise pour deux raisons. La montée en température comparée est d'environ 15°C ce qui est largement plus grand que le bruit de mesure. De plus la température initiale utilisée est non bruitée puisqu'elle correspond à une montée en température uniforme de 0°C. Pour pouvoir effectuer ce calcul le plus rapidement possible il est nécessaire d'optimiser le code. Pour cela il faut utiliser une méthode qui minimise le nombre d'opérations et le nombre d'accès mémoire. Les points clés permettant cette optimisation sont:

- La montée en température initiale est 0.
- La forme du point focal est toujours la même.
- Seule la puissance appliquée change entre chaque dynamique.
- Les montées en température intermédiaires ne sont pas requises.

Ainsi la montée en température finale est calculée pour chaque point de l'espace k en partant d'une valeur initialement nulle et de la transformée de Fourier du point focal préalablement calculée.

$$\begin{aligned}
 N &= t/t_{DYN} \\
 \forall \vec{k} &\in FOV \\
 \left\{ \begin{array}{l}
 A = \exp(-D \cdot k^2 \cdot t_{DYN}) \\
 B = \alpha \cdot \tilde{S}_{(\vec{k})} \cdot \left(\frac{1-A}{D \cdot k^2} \right) \\
 T^0 = 0 \\
 \forall n \in [1; N] \\
 \left| \begin{array}{l}
 T^n = T^{n-1} \cdot A + P_{(n \cdot t_{DYN})} \cdot B \\
 \tilde{T}_{(\vec{k}, t)} = T^N
 \end{array} \right.
 \end{array} \right.
 \end{aligned}$$

(Eq 2-54)

Cet algorithme nécessite peu d'accès mémoire puisqu'il fait appel à uniquement deux matrices, la transformée du point focal \tilde{S} et la transformée de la montée finale en température \tilde{T} . De plus, le nombre de calculs est limité puisque pour chaque point de l'espace k il y a principalement un calcul exponentiel et environ $2N+4$ multiplications pour calculer l'effet des N dernières puissances électriques appliquées $P_{(n \cdot t_{DYN})}$. Avec un processeur à 3Ghz et une région d'intérêt de $32 \times 32 \times 6$ points, il est possible de simuler ce qui s'est passé durant la dernière dynamique ($N=1$) en 3,1ms ou durant les 100 dernières dynamiques ($N=100$) en 7,5ms.

L'étape suivante consiste à itérer cette simulation avec différentes valeurs d'absorption et de diffusion pour trouver la simulation qui correspond le mieux à la température mesurée. Le critère de correspondance utilisé est la différence selon les moindres carrés (norme 2). Cette corrélation peut se faire en comparant la valeur absolue des différences (norme 1) ou le maximum des différences (norme ∞). En théorie chaque norme aboutit au même résultat mais la norme ∞ donne plus d'importance au point le plus chaud tandis la norme 1 ne privilégie aucun point. La norme 2 intermédiaire semble être le meilleur compromis et le plus stable vis-à-vis à du bruit.

2.4.2.2 Optimisation de la recherche des paramètres

La dernière étape est de bien choisir les paramètres d'absorption et de diffusion pour trouver ceux qui minimisent la différence aux moindres carrés entre la montée en température simulée et la montée en température mesurée. Une recherche de minimum global est trop longue pour pouvoir être exploitée en temps réel. En effet pour trouver les paramètres du tissu à 1% près de la plage de recherche, il faut tester 100 coefficients d'absorption et 100 coefficients de diffusion différents ce qui nécessite la simulation de 10000 combinaisons de paramètres différents. De plus si l'intervalle de recherche de chaque coefficient est 10 fois plus grand que la valeur recherchée le résultat est obtenu avec une précision relative de seulement 10%.

Heureusement la recherche de minimum est un problème classique pour lequel de nombreuses techniques ont déjà été développées. Ces méthodes plus largement détaillées dans l'ouvrage [Numerical Recipes in C] sont optimisés pour une recherche de minimum local ce qui convient tout à fait au cas étudié puisque le minimum cherché est unique.

La première étape consiste à ramener la recherche de minimum à plusieurs variables à une recherche de minimum à une seule variable. En partant d'un certain couple de valeurs (α, D) il est possible de chercher le minimum en faisant varier D puis α et d'itérer ce calcul pour converger vers le minimum local.

Comme le montre la figure 2-19, cet algorithme converge très lentement si le gradient de l'écart-type à minimiser n'est pas orienté suivant un des deux axes. Pour cette raison il est plus judicieux d'ajuster l'axe de recherche du minimum selon les valeurs précédemment obtenues. Après avoir effectué une recherche de minimum suivant les deux axes principaux α et D , l'axe de recherche suivant est défini par la variation de α et de D précédemment obtenue. Ce choix favorise la recherche selon le gradient le plus élevé. Bien que moins fructueux, il est nécessaire de continuer à chercher dans une direction orthogonale. Ce choix permet d'affiner le résultat obtenu ainsi que la direction du vecteur de recherche suivant. Cette algorithme garantit une convergence quadratique du résultat, c'est à dire qu'à chaque itération la distance entre le point obtenu et le point de convergence est inférieure à la distance précédente au carré.

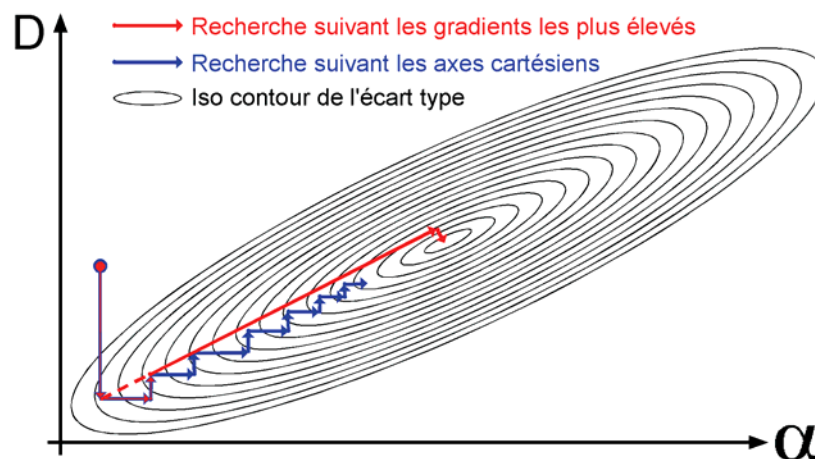


Figure 2-19 : Recherche de l'écart-type minimum en itérant la recherche suivant les axes cartésiens (en bleu) ou les axes de plus forts gradients (en rouge)

En pratique 4 itérations, soit 8 axes de recherche suffisent pour trouver les coefficients d'absorption et de diffusion avec une incertitude en dessous de 0,1%. La recherche du résultat avec une meilleure précision est inutile compte tenu de l'imprécision liée au bruit de mesure.

La seconde étape consiste à trouver la valeur de α et D qui minimise l'écart-type suivant l'axe de recherche défini précédemment. Cette recherche étant effectuée le long d'un axe il est possible d'utiliser un algorithme rapide de recherche de minimum à un paramètre. L'algorithme utilisé est une recherche par interpolation parabolique. Cette méthode converge très rapidement si la fonction étudiée est proche d'une parabole au voisinage du minimum, ce qui est le plus souvent le cas puisqu'au minimum la dérivée est nulle.

Comme le décrit la figure 2-20, La première itération consiste à calculer la parabole verte qui passe par 3 points de la fonction écart-type à minimiser. L'écart-type est évalué à l'abscisse correspondant au minimum de cette parabole. L'itération suivante consiste à calculer la nouvelle parabole rouge qui passe par le dernier point obtenu et les deux autres points de plus petit écart-type. L'écart-type est en suite évalué à l'abscisse du minimum de cette seconde parabole. Ces itérations sont répétées jusqu'à l'obtention de la convergence avec la précision voulue.

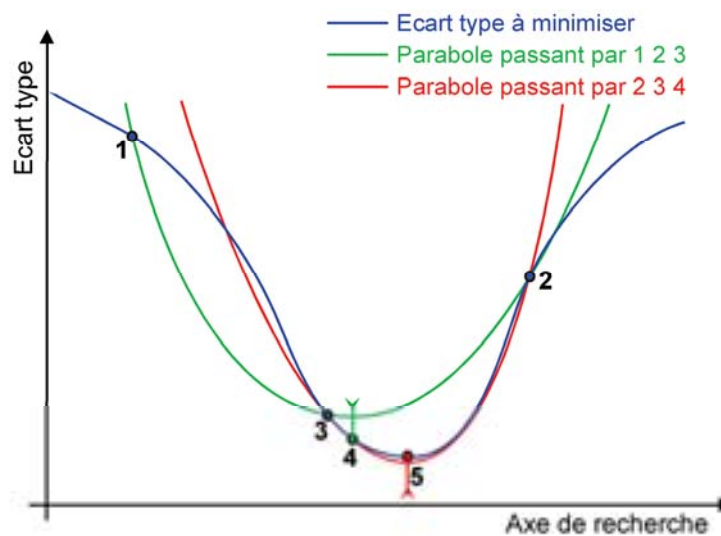


Figure 2-20 : Recherche du minimum de l'écart-type en utilisant un fit parabolique.

Les points 1 2 3 définissent le minimum de la première parabole en vert.

Le minimum de la parabole verte définit le point 4.

Les points 2 3 4 de plus faible écart-type définissent la seconde parabole rouge.

Le minimum de la parabole rouge définit le point 5.

De façon générale, l'abscisse d du point correspondant au minimum de la parabole passant par les trois points a, b, c d'écart-type $E(a), E(b), E(c)$ est:

$$d = b - \frac{1}{2} \frac{(b-a)^2(E(b)-E(c)) - (b-c)^2(E(b)-E(a))}{(b-a)(E(b)-E(c)) - (b-c)(E(b)-E(a))}$$

(Eq 2-55)

En général 5 itérations, nécessitant le calcul de 8 points, sont largement suffisantes pour obtenir les paramètres du tissu avec une incertitude de moins de 0,1%. Cette méthode est très rapide puisqu'elle nécessite le calcul de très peu de points mais doit être utilisée avec prudence. Chaque étape nécessite quelques vérifications comme le fait que le nouveau point obtenu doit correspondre à un écart-type plus petit que l'écart-type des autres points. Dans le cas contraire, pour passer à l'itération suivante une dichotomie est utilisée afin d'assurer une convergence systématique.

La figure 2-21 présente l'ordonnancement des principales étapes permettant la déduction des paramètres tissulaires effectué pour chaque dynamique acquise par l'IRM. La

recherche des paramètres est effectuée selon une base orthogonale (initialement cartésienne) qui est orientée suivant l'axe de plus fort gradient. Le minimum de l'écart-type est déduit suivant cet axe de recherche par interpolation parabolique. Les paramètres tissulaires testés sont évalués en réalisant une simulation de la montée en température du tissu avec ces paramètres puis en la comparant à la montée en température mesurée par l'IRM. Cette comparaison est effectuée en évaluant l'écart-type de la différence entre ces deux montées en température. Cet algorithme est itéré jusqu'à ce qu'il y ait convergence de l'écart-type ou des paramètres tissulaires testés ou lorsque le nombre d'itération maximal est atteint.

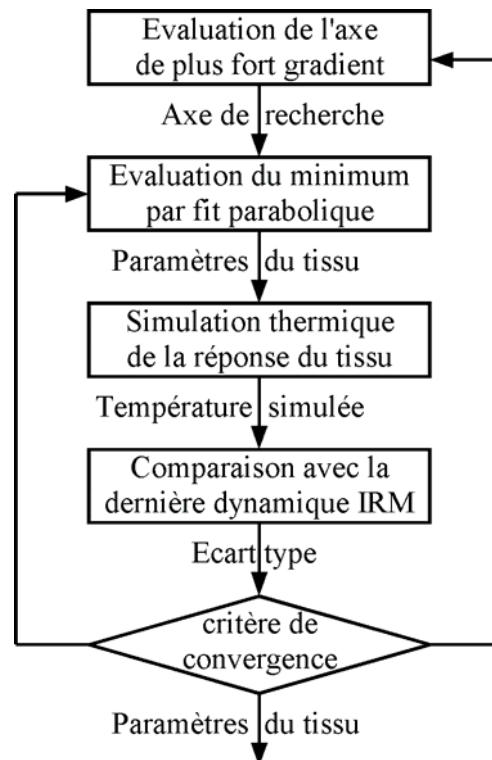


Figure 2-21 : Algorithme de déduction des paramètres du tissu

Avec un processeur de 3Ghz, le calcul de la simulation thermique et la comparaison avec la dernière dynamique dure entre 3,1ms et 7,5ms si l'historique comporte 100 dynamiques. Ce calcul est répété 8 fois au maximum pour obtenir le minimum le long d'un axe de recherche ce qui dure entre 25ms et 60ms. Au maximum 8 axes de recherches sont testés ce qui permet de déduire les coefficients d'absorption et de diffusion en 200 ms en début de chauffage et en 480ms en fin de chauffage.

Comme montré dans le chapitre 1, cet algorithme permet aussi d'évaluer le coefficient de perfusion w en remplaçant $D \cdot k^2$ par $D \cdot k^2 + w$ dans le calcul de simulation thermique (Eq 2-54). Cette modification ne modifie pas la durée de la simulation mais la recherche de minimum s'effectue alors suivant 3 axes perpendiculaires au lieu de 2. Il faut donc rechercher le minimum suivant 12 axes ce qui nécessite au plus 720ms pour une historique de 100 dynamiques.

2.4.2.3 Précision des paramètres tissulaires mesurés

Cette méthode de détermination des coefficients d'absorption et de diffusion a été appliquée sur les chauffages réalisés figure 2-18 et figure 2-29. La consigne de température utilisée est composée d'une montée en température sinusoïdale de l'instant 40s à l'instant 120s, suivie d'un plateau de température constant à 15°C jusqu'à l'instant 260s. Un exemple

de coefficients d'absorption et de diffusion obtenus à chaque dynamique durant le chauffage est présenté figure 2-22.

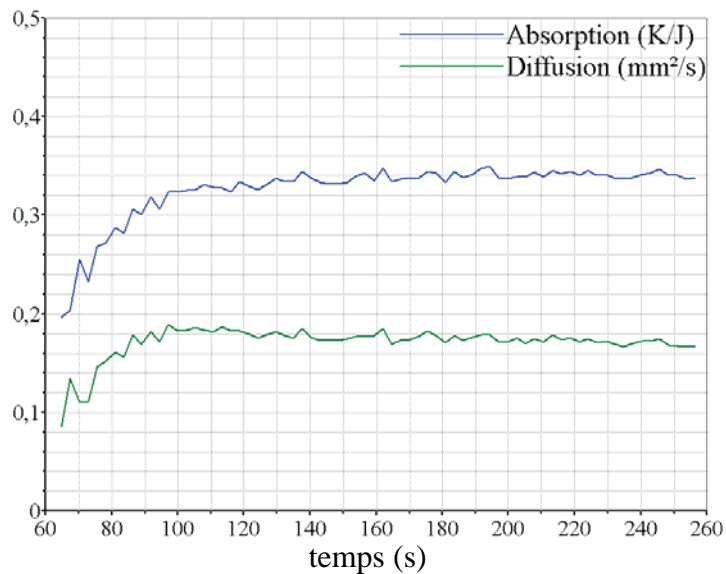


Figure 2-22 : Estimation du coefficient d'absorption (en bleu) et du coefficient de diffusion (en vert) pour chaque dynamique de 2,7s

Les paramètres du tissu ne peuvent être évalués avant l'instant 65s pour des raisons de latence et précision. Le retard entre le moment où la puissance a été appliquée et le moment où les paramètres du tissu sont déduits est de 4,7s car il faut une dynamique de 2,7s pour effectuer la mesure et 2s pour la transmettre et l'analyser. Pour pouvoir évaluer les paramètres tissulaires, la montée en température doit dépasser le niveau de bruit sur plusieurs voxels. Cette condition est essentielle car si seulement un voxel sort du bruit le système étudié serait composé d'une équation et de deux inconnues : l'absorption et la diffusion. Ainsi à l'instant 60s, soit 5s avant l'instant 65s, la montée en température est d'environ 2°C sur le voxel central et de 1°C sur les voxels voisins.

L'estimation des paramètres tissulaires peut aussi s'effectuer après le chauffage à partir de l'instant 260s. Cependant le phénomène observé tend à disparaître complètement par effet de diffusion thermique. La montée en température globale obtenue est alors masquée par l'algorithme de correction de la ligne de base de l'IRM.

La meilleure détermination des paramètres tissulaires est obtenue lorsque la montée en température est maximale, c'est-à-dire durant le plateau de température de consigne entre 120s et 260s. Pendant cette période le coefficient d'absorption mesuré vaut 0,339K/J avec un écart-type de 1,5% et le coefficient de diffusion mesuré vaut 0,175mm²/s avec un écart-type de 2,5%.

Le calcul des paramètres tissulaires passe par une recherche de la simulation optimale qui minimise la différence au moindre carré avec la température mesurée. La figure 2-23 présente cette simulation ultrasonore comparativement à la température mesurée pour trois plans orthogonaux passant par le point de focalisation lorsque la variation maximale de température de 15° est atteinte.

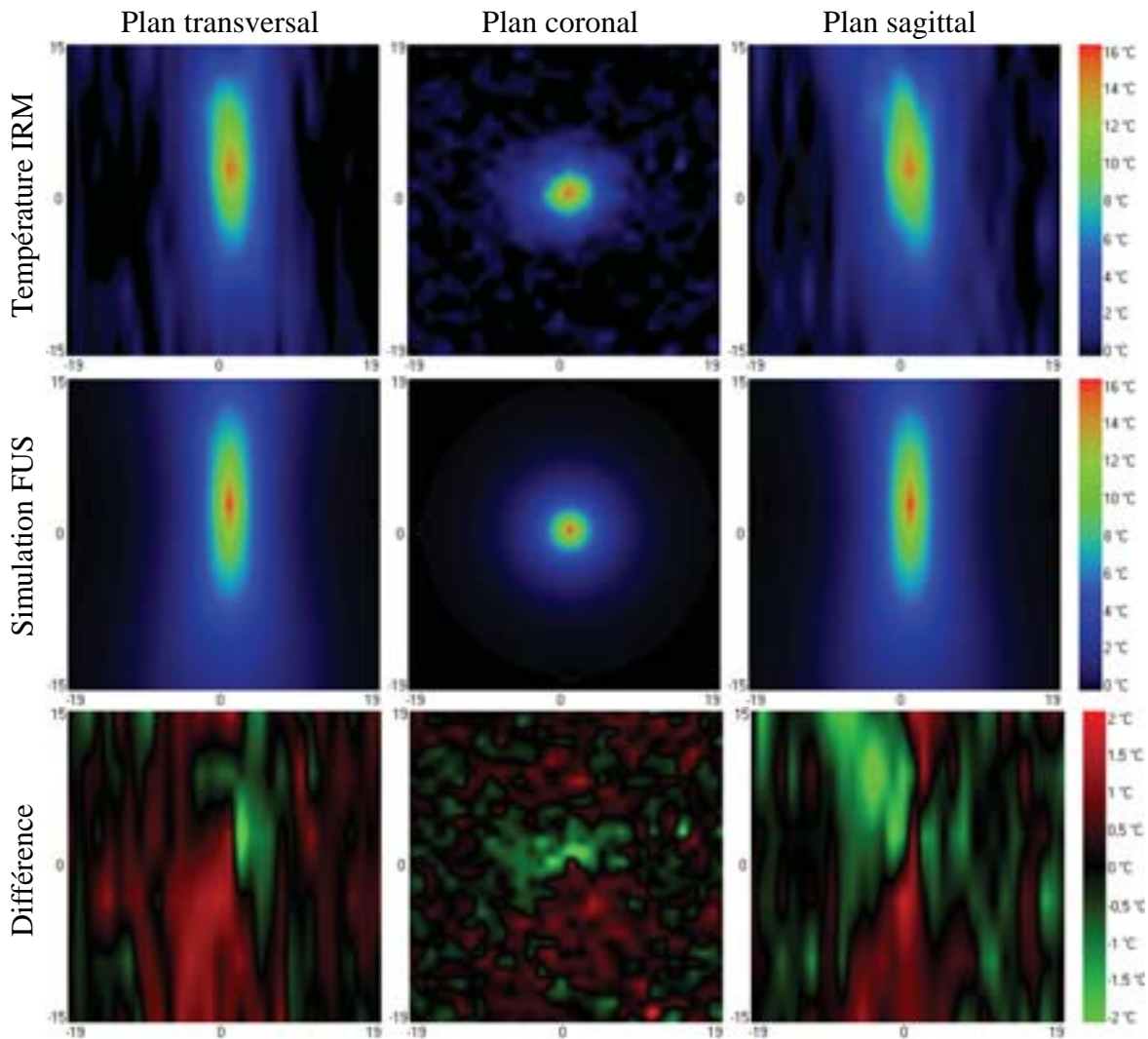


Figure 2-23 : Plans transversal, coronal et sagittal centrés sur le point de focalisation de cartographie IRM mesurés à 120s (première ligne) des simulations FUS correspondantes (seconde ligne) de la différence entre ces deux derniers (troisième ligne)

Visuellement les simulations ultrasonores obtenues sont très semblables aux températures mesurées par IRM sans bruit de mesure. La différence entre ces deux cartographies de température permet d'évaluer la qualité de la modélisation du chauffage. Cet écart entre la théorie et la pratique ne dépasse pas 2°C et reste principalement composé du bruit de mesure. Il subsiste toutefois certaines zones de température légèrement négative ou positive. Par exemple dans le plan transversal au niveau du point focal, la différence de température est positive à gauche et négative à droite, ce qui indique que le point focal a été légèrement décentré vers la droite (un demi voxel) par rapport au voxel central. D'autre part sur la partie inférieure des plans transversal et sagittal la différence de température est globalement positive. Cette erreur est probablement liée au fait que la modélisation ne prend pas en compte l'atténuation du faisceau le long de sa progression à travers le tissu.

Une analyse plus statistique de cette expérience est présentée figure 2-24 avec l'écart-type de la température mesurée par l'IRM (en bleu), de la température simulée (en vert) et de la différence de ces températures (en rouge).

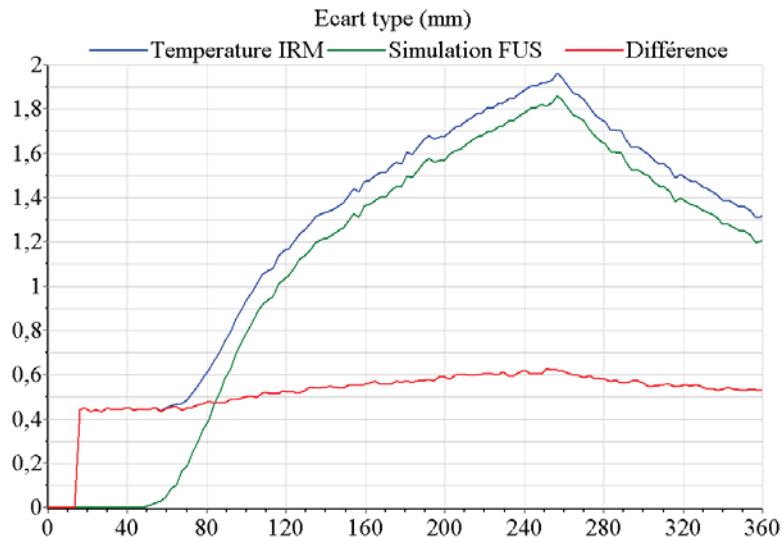


Figure 2-24 : Écart-type évalué sur un volume de $32 \times 32 \times 6$ voxels pour la cartographie de température IRM centrés sur le point focal, la simulation ultrasonore correspondante et la différence entre les deux.

L'écart-type de la température IRM initialement de $0,45^{\circ}\text{C}$ augmente progressivement durant le chauffage jusqu'à $1,95^{\circ}\text{C}$ étant donné que la variation de température atteint 15°C au centre du volume observé de $32 \times 32 \times 6$ voxels. De même l'écart-type de la température simulée augmente progressivement de 0°C jusqu'à $1,85^{\circ}\text{C}$. L'écart-type de la différence des températures est un bon indicateur de la qualité de la modélisation du chauffage. Pour une modélisation parfaite, cet écart-type devrait rester égal à l'écart-type du bruit de mesure soit ici $0,45^{\circ}\text{C}$. A cause des lacunes du modèle utilisé, comme l'absence d'atténuation, l'écart-type de la différence de température augmente légèrement au cours du chauffage de $0,45^{\circ}\text{C}$ à $0,63^{\circ}\text{C}$. Cette augmentation de l'écart type avec le chauffage est aussi due en partie à la modification du T1 du tissu qui diminue le rapport signal sur bruit et la précision thermométrique.

Cette technique de déduction des paramètres tissulaires permet de mesurer les coefficients d'absorption et de diffusion très précisément. De plus cette méthode fournit une modélisation du chauffage qui permet en quelque sorte d'extraire le bruit de mesure de la montée en température.

2.4.3 Stabilité de la mesure des paramètres tissulaires

Pour étudier la stabilité de la mesure des paramètres tissulaires, les cartographies de température conduisant à l'évaluation des paramètres présentés dans la figure 2-22 ont été réutilisées avec des erreurs diverses artificiellement introduites. De cette façon il est possible de comparer précisément l'influence d'éventuelles perturbations comme un décalage de positionnement du point focal, d'une modification de la latence, d'une dérive de la ligne de base ou d'un bruit de mesure élevé.

2.4.3.1 Influence de la position du point focal

Pour quantifier l'influence de l'erreur de positionnement du point focal sur la déduction des paramètres tissulaires, les images IRM ont été translatées de 1 et 2 voxels soit un décalage de 1,2mm et 2,4mm. La figure 2-25 reporte les coefficients de diffusion et d'absorption ainsi obtenus comparativement à ceux obtenus sans translation d'image.

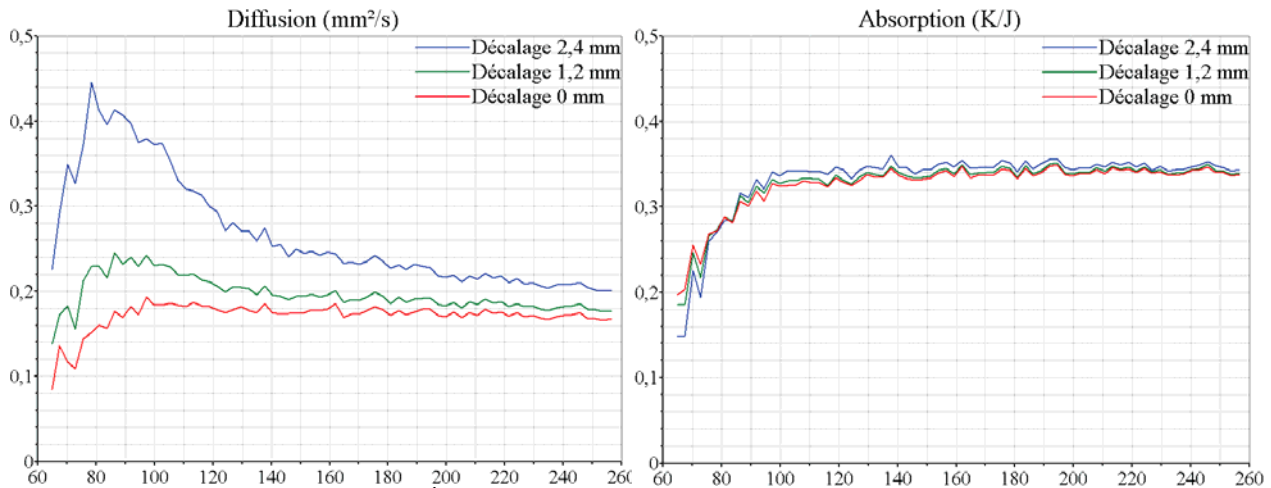


Figure 2-25 : Évaluation du coefficient de diffusion (à gauche) et du coefficient d'absorption (à droite) avec une image centrée (en rouge) avec une image décalée d'un voxel soit 1,2 mm (en vert) avec une image décalée de deux voxels soit 2,4mm (en bleu)

Une erreur de positionnement du point de focalisation modifie très peu l'évaluation du coefficient d'absorption. Celui ci augmente entre 120s et 260s de 0,7% pour un décalage de 1,2mm et de 2,5% pour un décalage de 2,4mm. En revanche le coefficient de diffusion est plus fortement affecté puisqu'il augmente de 8,8% pour une translation de 1,2mm et 32,6% pour une translation de 2,4mm sur le même intervalle de 120s à 260s. Cette erreur est beaucoup plus prononcée au début du chauffage entre 65s et 120s.

Un positionnement précis du point focal n'est pas indispensable pour mesurer le coefficient d'absorption. En revanche la tolérance maximum pour déduire le coefficient d'absorption est de 1,2mm. Cette marge est très faible mais très utile compte tenu du fait qu'il est difficile de positionner précisément le point de focalisation au centre d'un voxel.

En effet, la température mesurée sur un voxel correspond à la température moyenne sur le volume de $1,2 \times 1,2 \times 5 \text{ mm}^3$. Pour que cette valeur moyenne corresponde le plus possible à la température maximale au centre du point focal, il est préférable de centrer le point de focalisation sur le volume du voxel étudié.

2.4.3.2 Influence de la latence

La latence entre le moment où la puissance est émise et le moment où la montée en température correspondante est analysée vaut approximativement 4,7s dans cet exemple. Il faut une durée de dynamique de 2,7s pour mesurer cet événement et 2s pour transmettre et calculer la cartographie de température.

Comme précédemment l'influence d'une mauvaise estimation de la latence se quantifie en décalant temporellement l'historique des puissances émises. La figure 2-26 décrit les coefficients de diffusion et d'absorption obtenus en modifiant la latence de 3s (en bleu) ou de -3s (en rouge).

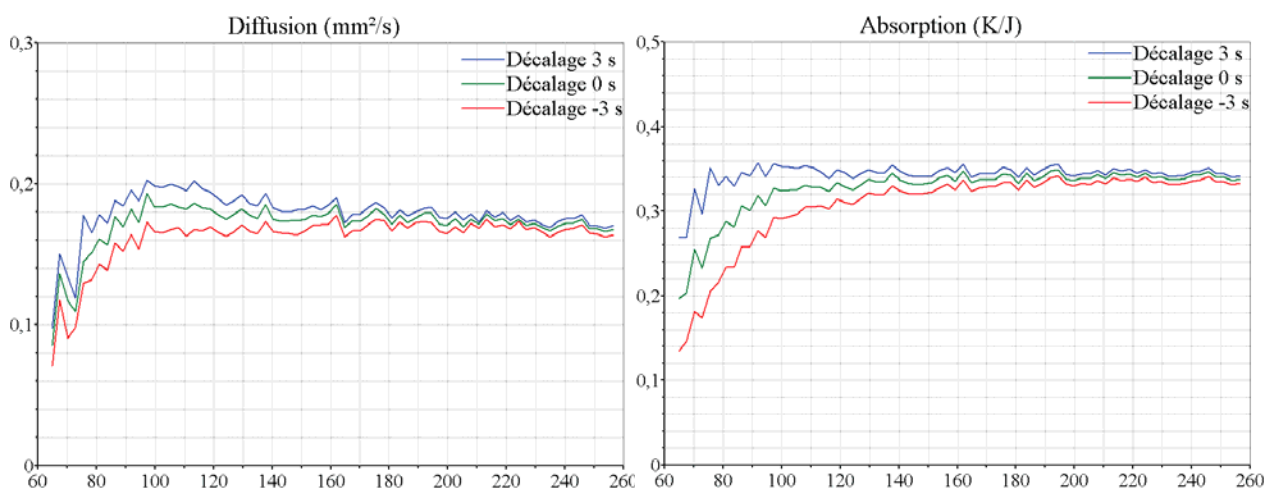


Figure 2-26 : Évaluation du coefficient de diffusion (à gauche) et du coefficient d'absorption (à droite) avec un retard de 3s sur la puissance (en rouge), avec une puissance synchronisée (en vert) avec une avance de 3s sur la puissance (en bleu)

Une erreur de ± 3 s sur le temps de latence change les valeurs déduites du coefficient d'absorption et de diffusion de moins de $\pm 3,6\%$ sur le plateau de consigne. Seul le coefficient d'absorption varie de façon significative durant la montée en température. Pour une durée de chauffage beaucoup plus grande que 3s ce décalage temporel a peu d'influence.

Comme une modification de la latence d'une durée supérieure à une dynamique perturbe très peu les paramètres tissulaires, il n'est pas nécessaire de synchroniser précisément les cartes de température analysées par rapport à la puissance émise. De même l'ordonnancement temporel des coupes acquises (croissant, décroissant, entrelacé) n'affecte pas l'évaluation des paramètres du tissu.

2.4.3.3 Influence de la dérive de ligne de base

Comme pour le décalage spatial ou temporel des cartes de températures utilisées, un décalage de la valeur des températures mesurées peut fausser l'estimation des paramètres tissulaires. Ce type d'erreur sur la thermométrie provient le plus fréquemment d'une dérive de la ligne de base qui est le plus souvent linéaire au cours du temps (figure 2-4). Pour étudier l'influence de la dérive de la ligne de base sur la mesure des paramètres tissulaires, les cartographies de température ont été décalées d'une valeur proportionnelle au temps d'expérimentation. La figure 2-27 présente l'estimation des coefficients de diffusion et d'absorption obtenus avec une dérive de $\pm 0,2^\circ\text{C/s}$.

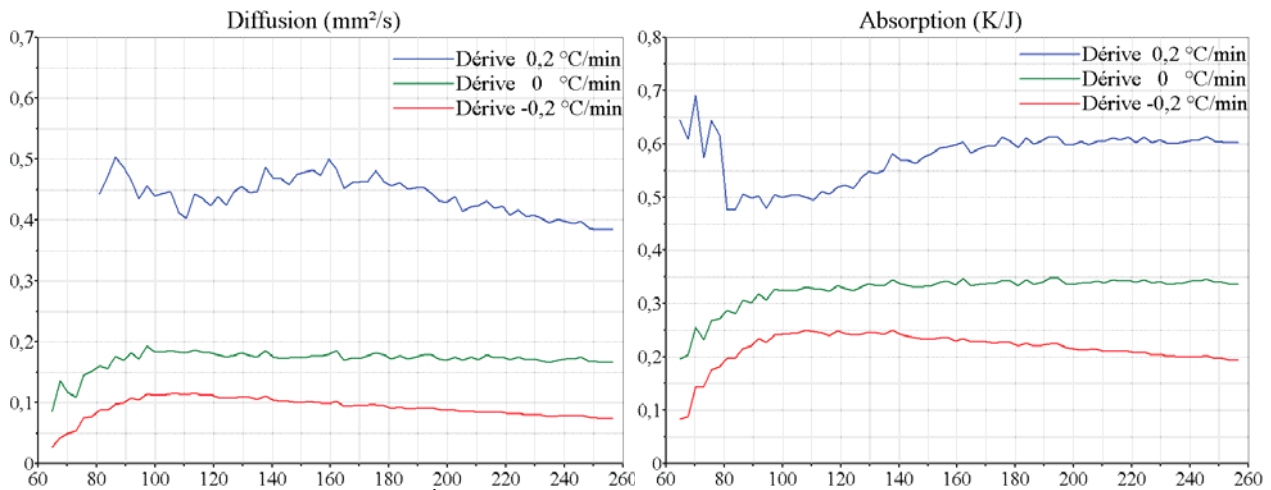


Figure 2-27 : Évaluation du coefficient de diffusion (à gauche) et du coefficient d'absorption (à droite) avec un retard de 3s sur la puissance (en rouge), avec une puissance synchronisée (en vert) avec une avance de 3 sur la puissance (en bleu)

Une telle dérive de la ligne de base fausse complètement la mesure des paramètres tissulaires. Pour un décalage de la température de $\pm 0,2^\circ\text{C}/\text{min}$, le coefficient d'absorption est sous-estimé de 35% ou surestimé de 75% sur le plateau de consigne de température. Le coefficient de diffusion est encore plus erroné puisque dans ce cas il est sous-estimé de 47% ou sur-estimé de 152%.

Cependant la dérive de ligne de base sur l'IRM 1,5T Intera est en moyenne de $\pm 0,4^\circ\text{C}/\text{min}$ et peut atteindre jusqu'à $\pm 1^\circ\text{C}/\text{min}$. Avec un tel décalage de $0,4^\circ\text{C}/\text{min}$ sur la température, l'algorithme de recherche des coefficients d'absorption et de diffusion effectué sur une plage de 0 à 1 (mm^2/s ou K/J) ne converge pas.

Compte tenu de l'extrême sensibilité de la déduction des paramètres tissulaire vis-à-vis d'une dérive de la ligne de base, il est indispensable de corriger cet effet comme présenté au paragraphe 2.2.3.3. Dans ce cas l'estimation des paramètres tissulaires fonctionne correctement compte tenu de la bonne reproductibilité des mesures. Toutefois une correction de la ligne de base précise nécessite l'utilisation d'une large zone non chauffée. Ceci n'est pas une difficulté en début d'expérimentation mais peut le devenir après un long chauffage. L'effet de diffusion thermique propage la montée en température sur les points voisins et peut légèrement biaiser la zone non chauffée utilisée. Par précaution il est préférable de choisir une zone non chauffée la plus éloignée possible du point de focalisation.

2.4.3.4 Influence du bruit de mesure

La séquence utilisée sur un muscle ex-vivo donne une mesure très précise de la température. Cependant ce n'est pas toujours le cas lors des expériences in vivo qui sont souvent perturbées par les mouvements des organes dus aux cycles respiratoire et cardiaque. Pour simuler les conditions in vivo et observer l'erreur induite par le bruit de mesure, celui-ci peut être augmenté artificiellement. En ajoutant un bruit gaussien d'écart-type $0,9^\circ\text{C}$ et $1,95^\circ\text{C}$ sur les cartes thermiques initialement bruitées de $0,45^\circ\text{C}$, l'écart-type de la température obtenue est de 1°C et 2°C . Les coefficients de diffusion et d'absorption évalués sur ces cartographies thermiques plus ou moins bruitées sont présentés figure 2-28.

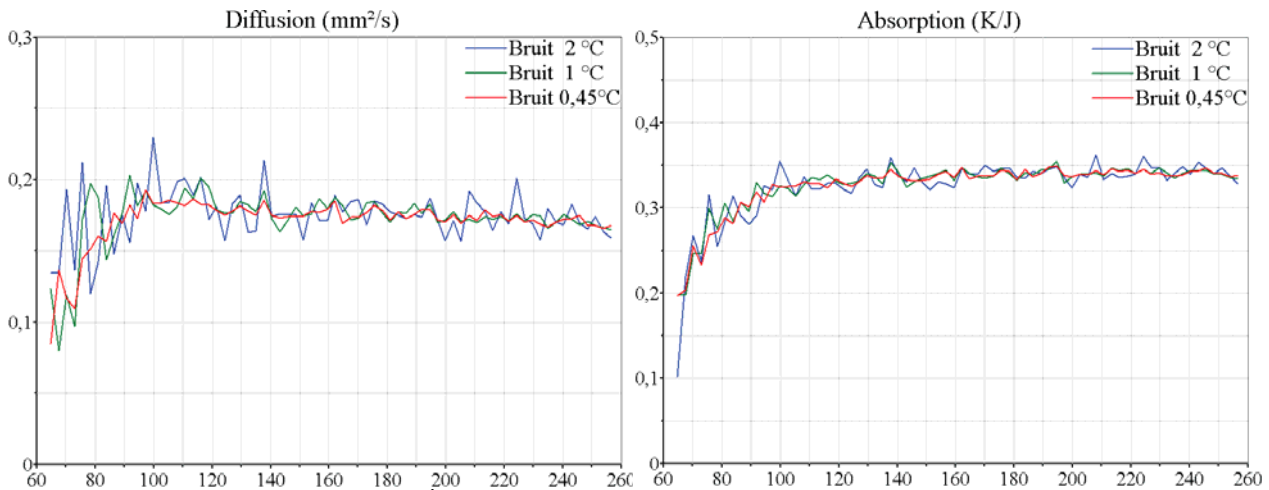


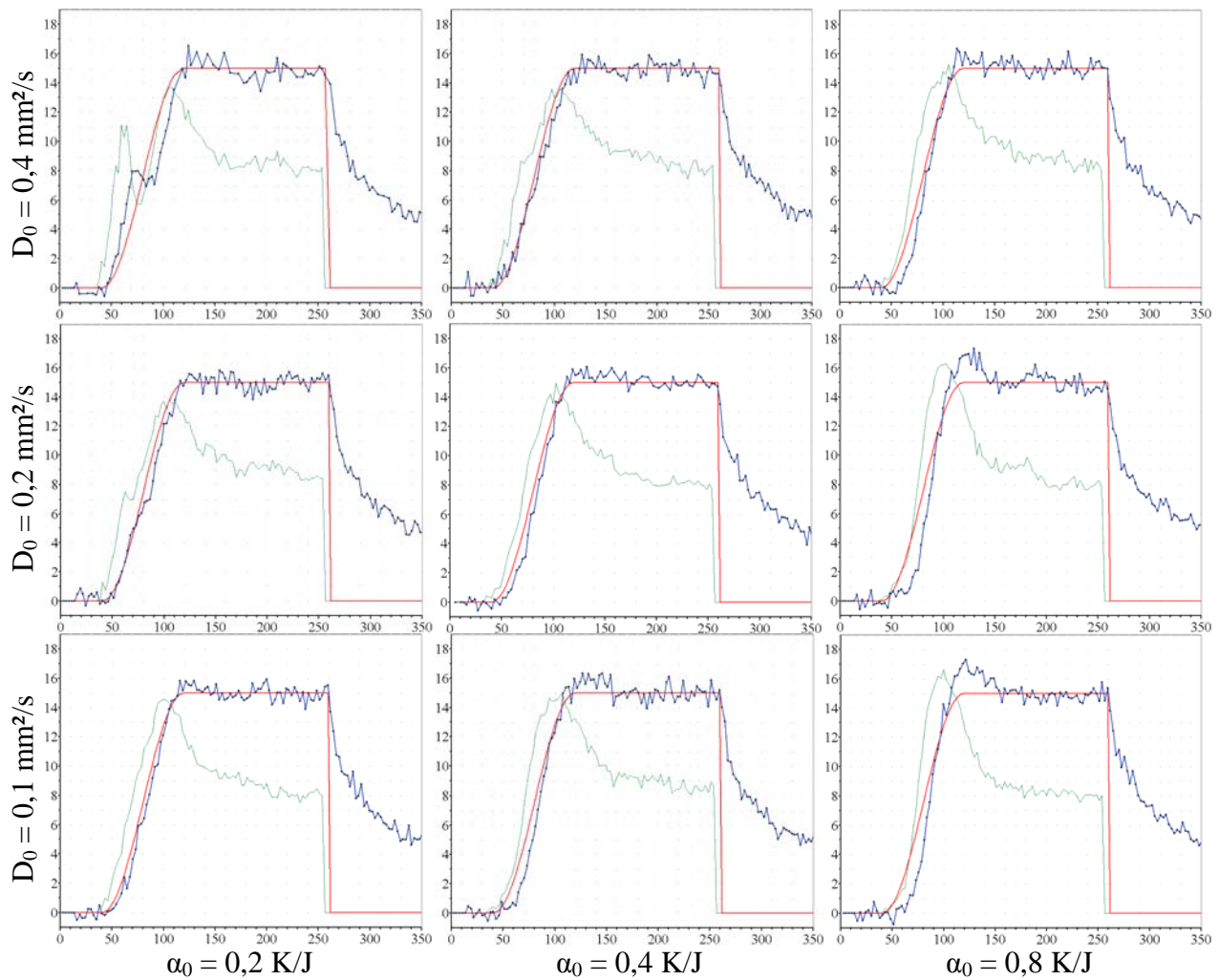
Figure 2-28 : Évaluation du coefficient de diffusion (à gauche) et du coefficient d'absorption (à droite) avec un bruit de 0,45°C (en rouge), de 1°C (en vert) et de 2°C (en bleu)

Le bruit de mesure ne produit aucun changement sur la valeur moyenne des paramètres tissulaires mesurée, seule leur incertitude est modifiée. Pour un écart-type de la température valant 0,45°C, 1°C et 2°C l'incertitude obtenue sur le plateau de la consigne de température est respectivement de 2,5%, 3,5% et 6,4% pour le coefficient de diffusion et 1,5%, 1,8% et 2,9% pour le coefficient d'absorption. L'imprécision sur les paramètres tissulaires n'est pas proportionnelle à l'imprécision sur la température mais légèrement plus faible. Même lorsque le niveau de bruit thermique est élevé, comme pour les expériences in vivo, la détermination des paramètres tissulaires est correcte du moment que la montée en température dépasse le bruit de mesure. De ce fait plus le bruit de mesure est élevé et plus il faut attendre longtemps pour que la montée en température soit suffisante avant de commencer à estimer les paramètres tissulaires.

2.4.4 Utilisation temps réel des paramètres mesurés

L'optimisation du code permet la déduction du coefficient d'absorption et du coefficient de diffusion en temps réel, c'est-à-dire juste après l'acquisition d'une dynamique et avant la réception de la dynamique suivante. Ainsi il est possible d'utiliser les paramètres déduits à chaque dynamique pour effectuer un asservissement PID dans de bonnes conditions. Bien que cet algorithme donne des paramètres tissulaires avec une bonne précision, il est plus prudent d'utiliser une valeur moyennée temporellement des paramètres tissulaires pour s'affranchir complètement du bruit de mesure. De cette façon aucun bruit perceptible lié à la mesure des paramètres tissulaires n'est reporté sur la puissance émise.

Les 9 asservissements présentés figure 2-18 ont été reproduits figure 2-29 en commençant avec les mêmes coefficients d'absorption et de diffusion puis en les modifiant progressivement en utilisant la valeur moyenne des paramètres tissulaires mesurés. Ces 18 chauffages ont été réalisés de façon consécutive avec 20 minutes d'écart entre chaque asservissement pour obtenir un refroidissement suffisant. Il est aussi nécessaire d'éviter tout filtrage des cartes thermiques comme un "remplissage par 0" de l'espace k ce qui biaiserait fortement l'estimation du coefficient de diffusion. Il est toutefois difficile d'être certain qu'aucun filtrage n'est ajouté au niveau du reconstituteur d'image.



$\alpha_0 = 0,2 \text{ K/J}$ $\alpha_0 = 0,4 \text{ K/J}$ $\alpha_0 = 0,8 \text{ K/J}$

Figure 2-29 : Asservissement PID de la température en bleu ($^{\circ}\text{C}$)
selon la consigne de température en rouge ($^{\circ}\text{C}$)
en appliquant la puissance en vert (W) calculée avec des paramètres estimés
avec un coefficient d'absorption initial de 0,2 0,4 0,8 K/J
et un coefficient de diffusion initial de 0,1 0,2 0,4 mm^2/s .
La température en $^{\circ}\text{C}$ et la puissance en W sont représentées avec la même graduation

Comme la latence du système est d'environ 5s, la première montée en température dépassant 2°C est réalisée à l'instant 60s, analysée à l'instant 65s et l'ajustement des paramètres tissulaires correspondants ne prend effet qu'à partir de 70s. Jusqu'à cet instant la montée en température est identique sur les deux séries d'expériences avec le même décalage de la température selon les rapports α_0/α et D_0/D . Ensuite l'asservissement PID continue avec des coefficients d'absorption et de diffusion plus représentatifs du tissu chauffé. De ce fait la montée en température obtenue converge dans tous les cas à 1°C près à la consigne de température voulue. Ceci élimine tout risque d'instabilité et ce quelques soient les paramètres tissulaires initialement utilisés.

Durant la montée en température initiale, l'asservissement PID constitue un terme intégral de façon à corriger l'erreur commise sur les paramètres tissulaires initialement utilisés. Cependant ce terme intégral n'a plus d'utilité à partir du moment où l'erreur sur les paramètres tissulaires est corrigée. En conséquence une montée en température inférieure à la consigne est toujours suivie d'un dépassement de la consigne et inversement. En d'autres termes un chauffage trop faible est suivi d'un chauffage trop fort et réciproquement de sorte que la valeur du terme intégrale puisse revenir à zéro.

De ce fait il faut une consigne avec une montée en température très lente pour que le terme intégral puisse être compensé avant d'arriver au plateau de consigne de température. Dans le cas contraire la montée en température peut dépasser la température maximale de consigne, si le coefficient d'absorption est initialement surestimé.

2.5 Conclusion

L'automatisation d'un chauffage ultrasonore guidé par IRM permet d'effectuer un contrôle en temps réel de la température. Pour cela l'utilisation d'un algorithme PID combiné avec une anticipation du comportement du tissu permet d'obtenir une excellente convergence de la montée en température créée vers la température de consigne choisie. Ceci nécessite tout de même quelques traitements d'images pour éviter que le bruit de mesure ou des interférences électromagnétiques ne perturbe l'asservissement.

Cette méthode requiert la connaissance des coefficients d'absorption et de diffusion du tissu chauffé. Ceci est d'autant plus difficile que la valeur de ces paramètres dépend implicitement de la résolution spatiale et temporelle des cartographies acquises par l'IRM. Il est toutefois possible de s'affranchir de cette dépendance à la résolution temporelle en évaluant le comportement non linéaire du tissu entre deux dynamiques. Ces non-linéarités se calculent en résolvant l'équation de transfert thermique avec la transformée de Fourier des cartes de températures. La solution de cette équation différentielle peut alors se combiner avec l'asservissement PID.

Néanmoins les coefficients d'absorption et de diffusion dépendent beaucoup de la nature du tissu chauffé et de la résolution spatiale utilisée. Or l'utilisation de paramètres tissulaires erronés affecte la convergence de l'asservissement, notamment en induisant un décalage de la température mesurée avec la température de consigne sur sa phase croissante. Dans le pire des cas, si le coefficient de diffusion est surestimé et le coefficient d'absorption est sousestimé, le système devient instable, et la montée en température oscille avec une amplitude divergente. Pour éviter un tel cas défavorable, il est plus prudent de mesurer ces paramètres tissulaires en temps réel pour adapter l'asservissement PID au tissu chauffé. Les coefficients d'absorption et de diffusion du tissu sont déduits en cherchant la modélisation ultrasonore correspondante qui se rapproche le plus de la montée en température observée. Les coefficients du tissu sont ainsi déterminés de façon stable et précise à condition de corriger correctement la ligne de base. De plus comme ils sont déduits sur le même tissu, au même instant, avec les mêmes équations et la même résolution, ils correspondent exactement à ceux requis pour l'asservissement PID. Ce type d'asservissement PID adaptatif nécessite beaucoup plus de calcul qu'un asservissement PID classique, mais offre une plus grande souplesse par rapport au type de séquence IRM utilisé et à la nature du tissu chauffé.

Chapitre 3 : Asservissement PID spatial de la température

3.1 Introduction

La taille des tumeurs à traiter est en général bien plus grande que la taille du point focal. À la fréquence de 1,5MHz la taille du point focal a une dimension proche de la longueur d'onde, soit de 1mm dans les organes biologiques. En revanche les tumeurs cancéreuses décelables par IRM sont plus proches du centimètre. Bien qu'un traitement chimio thérapeutique permette de réduire la dimension de ses tumeurs un traitement ultrasonore ponctuel est insuffisant.

La technique de contrôle ponctuel de la température présentée dans le chapitre précédent peut-être utilisée successivement sur plusieurs points [Hin04]. Toutefois ce protocole est très long car il faut attendre plusieurs minutes entre chaque point pour que la température retourne à l'état initial. De plus il subsiste un risque que des cellules tumorales se trouvant entre deux points cibles ne soit pas nécrosées. La solution présentée dans ce chapitre a pour but d'obtenir le traitement d'un large volume avec la meilleure homogénéité possible.

Le contrôle spatial de la température est très similaire au contrôle de la température ponctuel présenté au chapitre précédent, seulement plusieurs points sont chauffés simultanément. Pour ce faire, plusieurs solutions existent, la technique retenue dans ce chapitre est basée sur le déplacement mécanique ou électronique du point focal.

3.2 Principe de l'asservissement PID spatial

Le contrôle spatial de la température est fondé sur une extension de l'équation différentielle d'automatisation PID à chacun des points de l'espace :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t}(\bar{r}) + q \xi(\bar{r}) + \frac{q^2}{4} \int \xi(\bar{r}) = 0 \quad (\text{Eq 3-1})$$

Dans cette équation la variable spatiale et temporelle ξ est l'écart entre la température de consigne T_C et la température mesurée T au cours du temps t en chacun des points \bar{r} l'espace.

$$\xi_{(\bar{r},t)} = T_{C(\bar{r},t)} - T_{(\bar{r},t)} \quad (\text{Eq 3-2})$$

Le principe du contrôle spatial et temporel de la température traite chacun des points de l'espace individuellement. Ainsi la température de consigne de chacun des points chauffés peut-être définie indépendamment les uns des autres. Cependant la convergence à la température voulue n'est pas toujours garantie car il est difficile de chauffer un point isolement. Au voisinage du point focal il subsiste toujours une montée en température le long de l'axe de propagation de l'onde ultrasonore du point focal. D'autre part, l'effet de diffusion thermique tend à propager le chauffage d'un point au point voisin. Pour ces raisons le contrôle de la température peut se faire à condition que la résolution spatiale de la consigne de température ne dépasse pas la résolution spatiale du point focal et que le gradient de température entre deux points voisins ne soit pas trop élevé par rapport au coefficient de

diffusion. L'équation de transfert thermique utilisée pour anticiper le comportement du tissu et l'interaction des différents points chauffés est la suivante:

$$\frac{\partial T}{\partial t}(\vec{r}) = D \cdot \nabla^2 T(\vec{r}) + \alpha \cdot P(\vec{r}) \quad (\text{Eq 3-3})$$

Ainsi l'équation différentielle PID est équilibrée lorsque la puissance appliquée est choisie de sorte que:

$$P(\vec{r}) = \frac{1}{\alpha} \left[\frac{\partial T_c}{\partial t}(\vec{r}) - D \cdot \nabla^2 T(\vec{r}) + q(T_c(\vec{r}) - T(\vec{r})) + \frac{q^2}{4} \int (T_c(\vec{r}) - T(\vec{r})) \right] \quad (\text{Eq 3-4})$$

Il est très difficile d'appliquer une répartition spatiale de la puissance, c'est-à-dire de chauffer plusieurs points simultanément. Cela peut se faire en utilisant un transducteur matriciel qui focalise simultanément en plusieurs points. Cette utilisation des transducteurs matriciels est cependant limitée et très dangereuse car elle induit de nombreux lobes secondaires indésirables [Gav00, Dou99]. Un résultat de meilleure qualité est obtenu plus simplement en focalisant successivement en chacun des points.

Quelle que soit la nature du déplacement du point focal, électronique ou mécanique, il est nécessaire de prendre en compte l'énergie à déposer en chacun des points plutôt que la répartition spatiale de la puissance à appliquer :

$$E(\vec{r}) = \frac{t_A}{\alpha} \left[\frac{\partial T_c}{\partial t}(\vec{r}) - D \cdot \nabla^2 T(\vec{r}) + q(T_c(\vec{r}) - T(\vec{r})) + \frac{q^2}{4} \int_t (T_c(\vec{r}) - T(\vec{r})) \right] \quad (\text{Eq 3-5})$$

L'intervalle de temps t_A est la durée nécessaire pour parcourir l'ensemble des points à chauffer. Cette période de temps définit aussi la fréquence à laquelle l'asservissement PID est calculé. Pour garantir la stabilité de la contre réaction, le temps de réponse t_R du système doit être supérieur au temps d'asservissement t_A . En général le temps de réponse est choisi égal à 3 fois le temps d'asservissement.

Pour l'implémentation de l'asservissement PID, le terme proportionnel intégral et dérivé se calcule de la même façon que pour un asservissement ponctuel. De même l'anticipation du comportement peut se calculer par FFT ou de façon discrète. Comme l'asservissement PID spatial est basé sur les mêmes équations que l'asservissement PID ponctuel, il offre la même stabilité vis à vis des paramètres tissulaires utilisés.

3.3 Contrôle spatial 2D de la température mécanisé

Le premier contrôle spatial de la température a été réalisé avec une plateforme mécanisée car la mise en œuvre de technologie de transducteur matriciel compatible IRM n'est apparue que très récemment. Bien que les déplacements mécaniques du point focal soient antérieurs aux déplacements électroniques, ils restent toujours indispensables.

3.3.1 Plateforme mécanisée de déplacement du point focal

3.3.1.1 Description matérielle

Le déplacement mécanisé du point focal s'effectue par le biais de 2 pistons hydrauliques qui translatent le transducteur dans le plan horizontal (figure 3-1). Cette plateforme réalisée par Philips Recherche France a été intégrée dans le lit de l'IRM pour limiter l'encombrement.

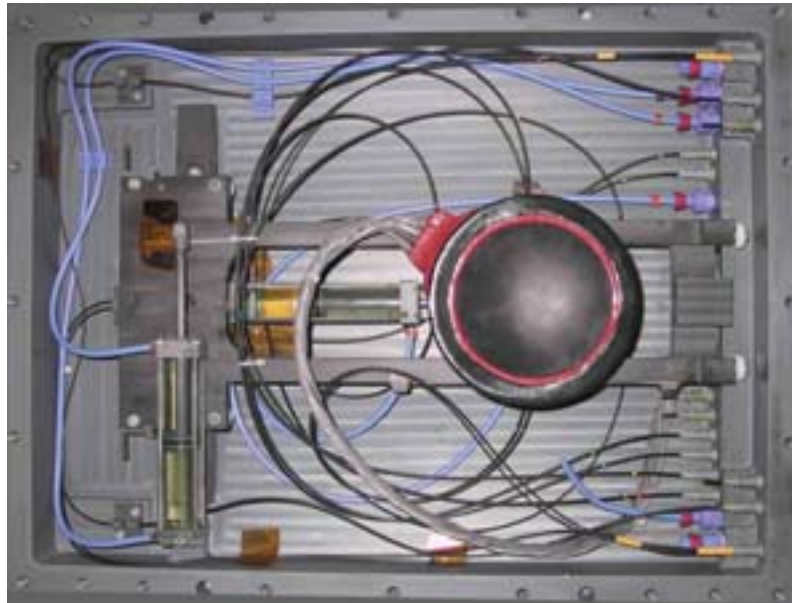


Figure 3-1 : Plateforme de déplacement mécanisée du point focal

Chaque piston est activé par une pression hydraulique véhiculée par des tuyaux indépendants (en bleu) pour obtenir une vitesse de 2,8 mm/s. Toutefois comme une seule pompe hydraulique fonctionnant en commutation est utilisée pour déplacer les deux pistons hydrauliques, le déplacement du transducteur est restreint pour les mouvements en diagonale à une vitesse de 2mm/s.

Pour vérifier et ajuster la position du transducteur deux fibres optiques par axes (en noir) permettent de mesurer le déplacement du transducteur ainsi que son sens avec une résolution 0,25mm. De plus deux fibres optiques écartées de 80mm à l'extrémité de chaque axe sont nécessaires pour détecter l'arrivée en butée du transducteur. Ce bac de déplacement mécanisé du transducteur est complètement immergé dans l'eau pour garantir le couplage acoustique entre le transducteur et le patient.

La compatibilité IRM de cette plateforme est excellente puisque tous les matériaux utilisés sont en plastique. En revanche cette plateforme nécessite beaucoup de maintenance car le plastique est une matière souple et très cassante.

Le transducteur de focale 80mm fonctionnant à 1,5MHz monté sur cette plateforme a aussi été construit par Philips Recherche France.

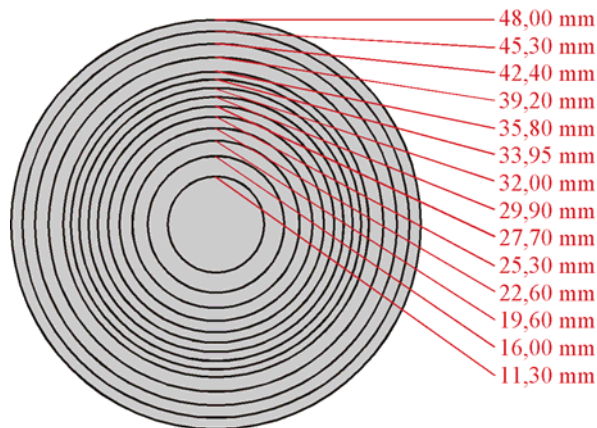


Figure 3-2 : Transducteur ultrasonore composé de 14 anneaux

Comme le décrit la figure 3-2, ce transducteur est composé de 14 anneaux pour permettre un ajustement électronique du point le long de l'axe de tir entre 60 et 110 mm pour compléter les deux déplacements mécaniques. La surface des anneaux est irrégulière pour minimiser les lobes de réseaux apparaissant le long de l'axe de tir lors du déplacement électronique du point focal. Ce type de déplacement électronique n'est pas utilisé pour le contrôle spatial 2D de la température présenté dans cette première partie.

3.3.1.2 Limitations matérielles

La principale difficulté pour effectuer le contrôle spatial de la température réside dans le calcul d'une trajectoire de points de chauffage qui en un temps t_A va déposer la répartition d'énergie $E(\bar{r})$ tout en prenant en compte les limitations matérielles de l'outil de chauffage. Plusieurs méthodes permettent d'ajuster la répartition énergétique. Il est possible de faire varier la densité de points, la puissance utilisée ou la durée du chauffage de chacun des points. Ces trois procédés aboutissent à des résultats très similaires. Plutôt que de privilégier une méthode, il est préférable de combiner ces trois méthodes, pour avoir le maximum de degrés de liberté pour palier aux limitations matérielles. Concernant la plateforme mécanisée de déplacement du point focal présentée précédemment les limitations sont:

- Chaque amplificateur de signaux électriques possède une limitation en puissance de sortie qui limite la puissance maximale instantanée délivrable. La plupart des amplificateurs de puissance actuellement en vente offrent une puissance maximale de 200W ce qui est suffisant pour focaliser à quelques centimètres de profondeur.
- La surface active du transducteur et son système de refroidissement sur la face arrière ainsi que le système de refroidissement hydraulique utilisé sur la face avant limite la puissance moyenne applicable sur le transducteur. La majorité des transducteurs ont un rendement de conversion électrique acoustique proche de 60%. Les 40% restant sont dissipés sous forme thermique et la température du transducteur ne doit pas dépasser 60°C. Cette limitation importante ne peut pas être définie précisément compte tenu du grand nombre de facteurs influants (surface du transducteur, température de l'eau, durée de l'émission). Une solution efficace pour résoudre cette ambiguïté consiste à se référer à un thermocouple placé à l'intérieur du transducteur sur la surface active. En général il est recommandé de ne pas émettre plus de 100W acoustique durant quelques minutes.
- La géométrie de la surface active du transducteur définit aussi la forme du point focal qui est allongée le long de l'axe de tir, ce qui limite la géométrie de la zone chauffée. Le transducteur annulaire de focale 80mm et de rayon d'ouverture 48mm a un angle d'ouverture de 74° ce qui produit un point focal de $0,7 \times 0,7 \times 3,8 \text{mm}^3$.

- De même pour les déplacements hydrauliques, la longueur des pistons utilisés limite le déplacement du point focal à une zone de $80 \times 80 \text{ mm}^2$. L'amplitude des mouvements mécaniques est en absolu surtout limitée par la taille du transducteur et de l'IRM.
- Les déplacements mécaniques sont aussi limités en vitesse par les frottements et l'inertie des pièces en mouvement. Les pistons hydrauliques utilisés peuvent déplacer le transducteur jusqu'à la vitesse de 2 mm/s à raison d'un mouvement toutes les $2,4 \text{ s}$.
- La qualité de l'IRM est aussi très importante puisque c'est l'outil qui fournit toutes les mesures utilisées pour effectuer l'asservissement. De part leur conception chaque IRM possède une limite sur la résolution spatiale, la résolution temporelle et la taille de la fenêtre d'observation pour un rapport signal sur bruit donné. Avec un IRM Intera de $1,5 \text{ Tesla}$, une antenne de réception C1 de 16 cm de diamètre, il est possible d'obtenir une cartographie de température ex vivo de $128 \times 128 \times 24 \text{ mm}^3$ avec des voxels de $1 \times 1 \times 4 \text{ mm}^3$ en $2,4 \text{ s}$ avec une précision de $0,5^\circ\text{C}$.

En bref, les principales limitations portent sur la puissance émise, l'amplitude et la vitesse de déplacement du point focal ainsi que la résolution spatiale et temporelle de la température mesurée. Ces contraintes définissent la dimension maximale de la zone traitable ainsi que la durée du traitement mais influe aussi sur la qualité de l'asservissement. Compte tenu des divers types de contraintes imposées par la plateforme mécanisée, il est indispensable d'ajuster les paramètres de l'asservissement et les trajectoires effectués en conséquence.

3.3.2 Contrôle de la température multi spirales

3.3.2.1 Intérêt de la trajectoire en spirale

Le contrôle de température avec une plateforme de déplacement mécanisée du point focal ne donne pas vraiment de contrainte sur l'amplitude du mouvement. Par contre la limitation sur la vitesse de déplacement du transducteur est beaucoup plus contraignante. Elle empêche par exemple la réalisation d'un contrôle en température sur tout un volume. La publication [Pal03] montre qu'une trajectoire en spirale est très efficace pour couvrir toute une surface en limitant la distance entre deux points de chauffage successif.

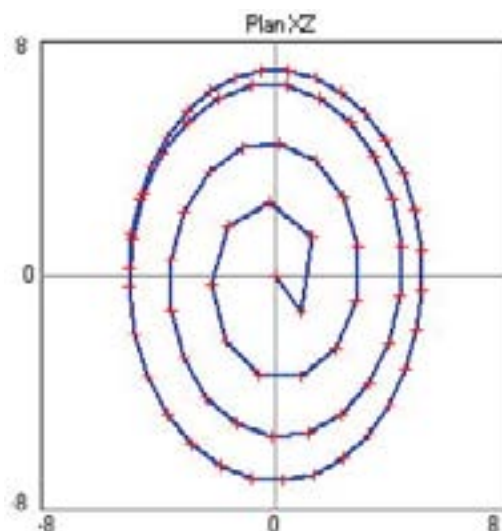


Figure 3-3 : Trajectoire en spirale de rayon $a=5$, $b=7$ avec une densité de $0,5 \text{ pt/mm}^2$ et un tour tous les 2 mm

La figure 3-3 présente une trajectoire en spirale de demi-largeur $a=5\text{mm}$ et de demi-longueur $b=7\text{mm}$ avec une densité de points homogène de $0,5\text{pt}/\text{mm}^2$ et un espacement des tours de 2mm . Cette trajectoire est composée de 73 points parcourus en 200s soit environ 2,8s par points. Comme le montre la figure 3-4, la vitesse reste assez stable et toujours en dessous de 1mm/s .

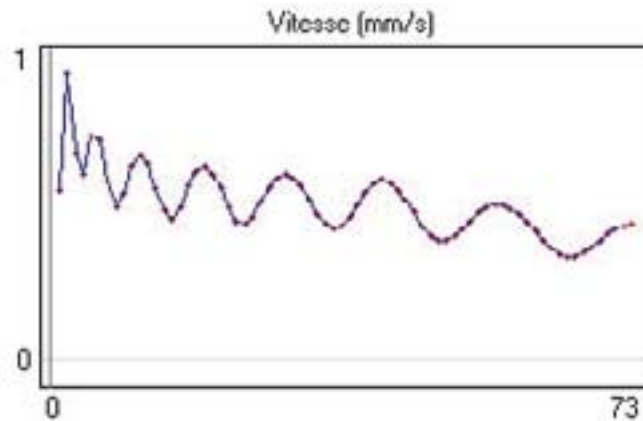


Figure 3-4 : Vitesse en chacun des points de la trajectoire figure 3-3

Pour fermer correctement la spirale la puissance décroît progressivement le long du dernier tour. La figure 3-5 montre la puissance à appliquer en chacun des points de la trajectoire présentée à la figure 3-3 avec une puissance de 500W sur les points centraux.

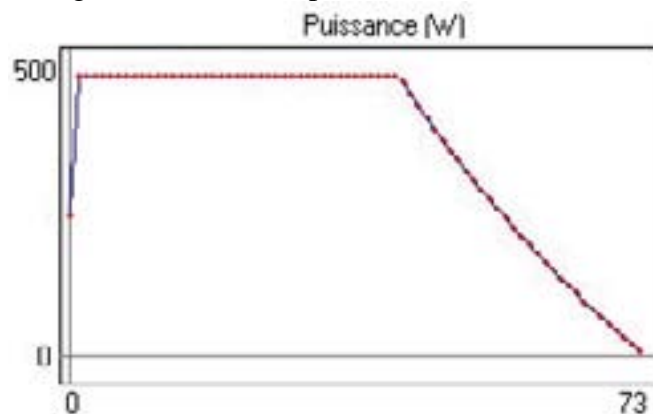


Figure 3-5 : Puissance en chacun des points de la trajectoire figure 3-3

Cette décroissance de la puissance est linéaire pour une trajectoire en spirale circulaire. En revanche pour une trajectoire elliptique très allongée la décroissance de la puissance n'est pas monotone. Toutes les équations utilisées pour calculer la position et la puissance le long d'une trajectoire en spirale sont décrites dans l'annexe 1.

3.3.2.2 Variation de la densité de points

Le traitement de tumeur doit se faire le plus rapidement possible pour limiter l'effet de la diffusion. Pour atteindre la température voulue le plus rapidement possible, le transducteur est utilisé à sa puissance maximum. C'est donc essentiellement le temps passé en chaque partie de la spirale qui va varier. Comme l'intervalle de temps entre chaque point est limité, la trajectoire est échantillonnée à intervalle de temps régulier de $2,4\text{s}$. Ceci équivaut en bref à faire varier la densité de points pour contrôler la répartition spatiale du dépôt énergétique. La figure 3-6 illustre le cas d'une trajectoire en spirale couvrant un cercle de 10mm de rayon avec

une densité de points homogène qui est modifié en une trajectoire hétérogène avec deux fois plus de points sur le coté droit que le coté gauche.

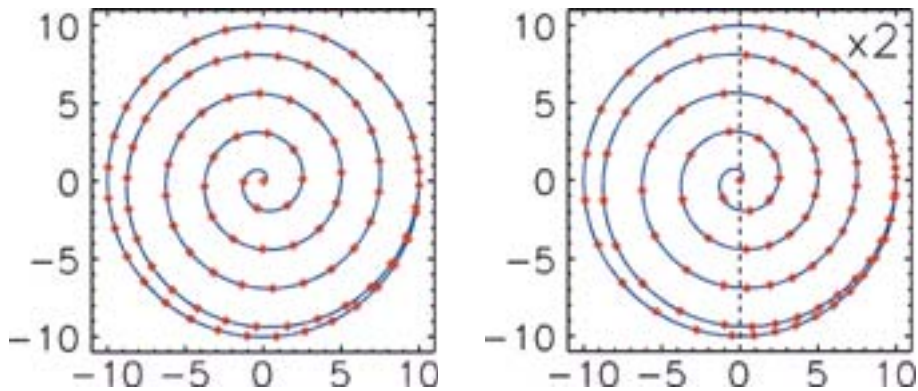


Figure 3-6 : Trajectoire en spirale circulaire de 10mm de rayon avec une densité de points homogène (trajectoire de gauche) et hétérogène d'un facteur 2 (trajectoire de droite)

Cependant comme la durée totale de la trajectoire est constante, la puissance moyenne appliquée en chacun des points est aussi modifiée pour obtenir le dépôt énergétique total souhaité. De plus la puissance le long d'une trajectoire en spirale diminue toujours progressivement le long du dernier tour comme décrit sur la figure 3-5.

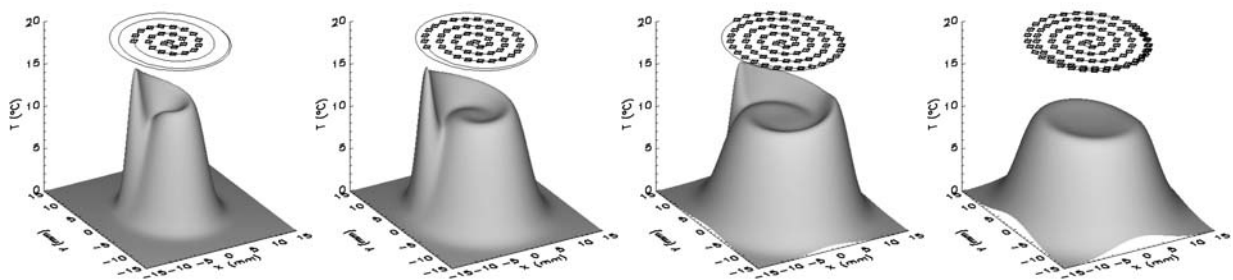


Figure 3-7 : Montée en température à 25%, 50%, 75% et 100% de la trajectoire en spirale (figure 3-6 à gauche) avec une densité de points homogène

La figure 3-7 présente une simulation de la montée en température au cours d'une trajectoire en spirale (figure 3-6 à droite) avec une densité de points homogène. Ce dépôt d'énergie homogène conduit à une montée en température constant à quelques pourcent près. De plus la trajectoire en spirale présente l'avantage de chauffer de l'intérieur vers l'extérieur ce qui permet d'obtenir des gradients en température très élevés sur le bord de la zone chauffée.

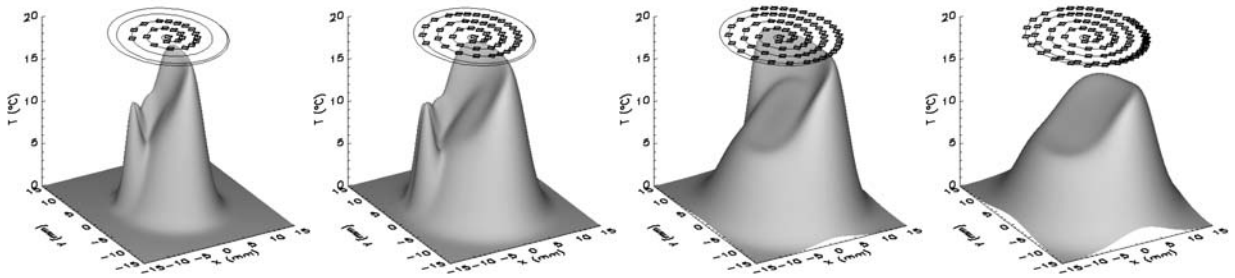


Figure 3-8 : Montée en température à 25%, 50%, 75% et 100% de la trajectoire en spirale (figure 3-6 à droite) avec une densité de points hétérogène

De façon contraire, la figure 3-8 indique qu'une répartition hétérogène de points (figure 3-6 à gauche) induit une montée en température hétérogène. La montée en température obtenue n'est pas aussi hétérogène que l'énergie déposée car l'effet de diffusion thermique estompe ces différences. En pratique la modification du dépôt énergétique sert surtout à compenser les hétérogénéités tissulaires afin d'obtenir la montée en température souhaitée qui est la plus souvent uniforme.

3.3.2.3 Contrôle de la température en 2D

Pour contrôler la température en 2D [Mou04] sur une surface elliptique de largeur 10mm et de longueur 8mm, plusieurs spirales composées de 72 points ont été effectuées successivement sur cette région comme le présente la figure 3-9.

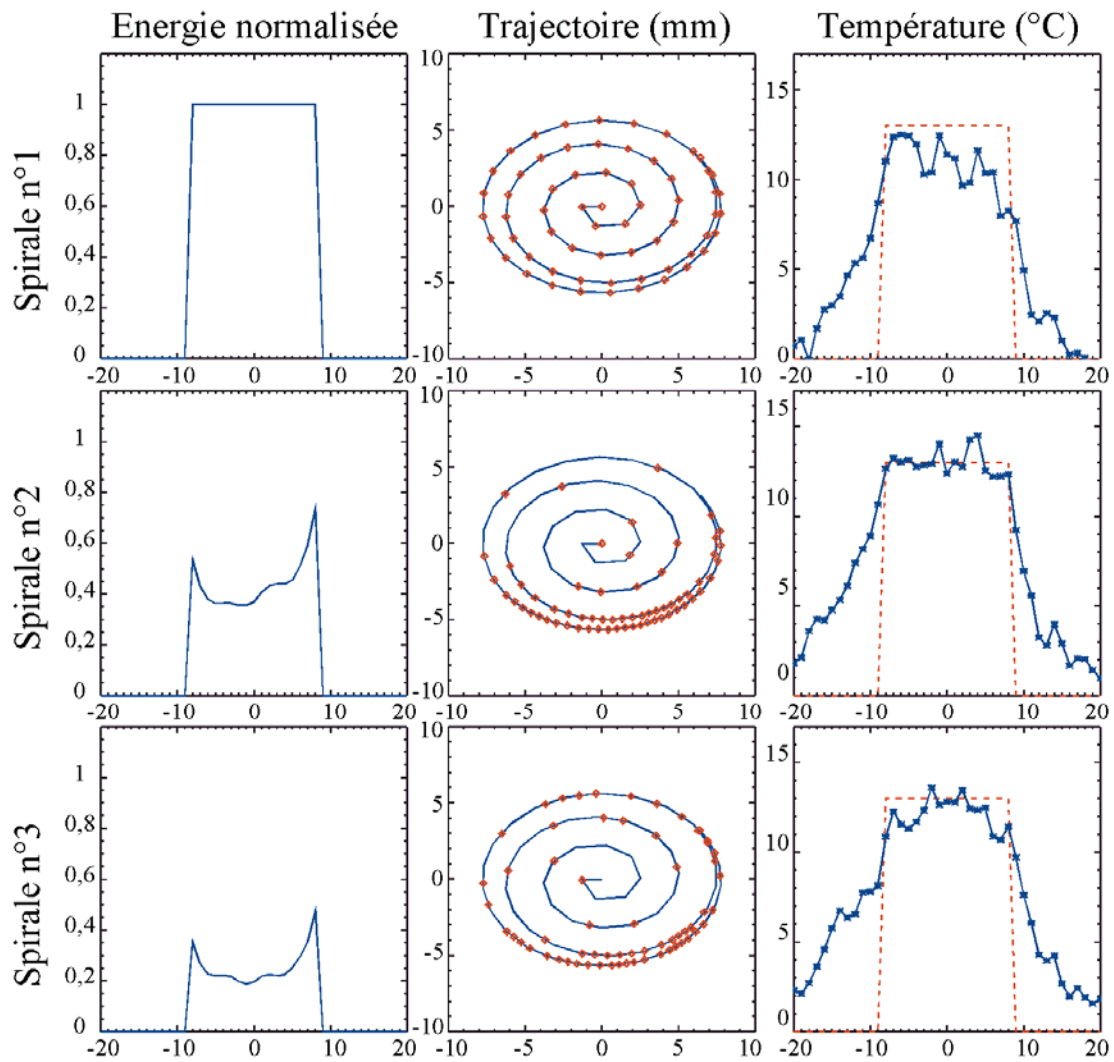


Figure 3-9 : Pour 3 spirales successives sont représentées l'énergie normalisée le long de l'axe X (à gauche), la trajectoire Z en fonction de X (au milieu) et la montée en température le long de l'axe X en bleu avec la température de consigne associée en pointillé rouge (à droite)

La première spirale est calculée avec une densité de points homogène pour obtenir un premier chauffage uniforme. Cependant les hétérogénéités tissulaires induisent un chauffage plus élevé sur la partie de gauche (X négatif) que celle de droite (X positif).

Pour le second chauffage la répartition d'énergie est calculée d'après l'équation (Eq 3-5) pour compenser cette hétérogénéité et atteindre la consigne de température qui est une fonction carrée de 13°C . De ce fait sur la seconde spirale la majorité des points est située du côté des Z négatif et un peu plus du côté X positif.

Lorsque la température a atteint sa valeur de consigne, celle-ci est maintenue constante. A partir de ce moment, la plupart des points sont automatiquement excentrés de façon à compenser l'effet de diffusion thermique à la périphérie. Les chauffages suivants conservent le chauffage à la valeur de consigne sur toute la surface de la spirale.

La figure 3-10 présente la température sur le point central d'un chauffage composé de 10 spirales consécutives. Après la seconde spirale, la consigne de température de 8°C est atteinte.

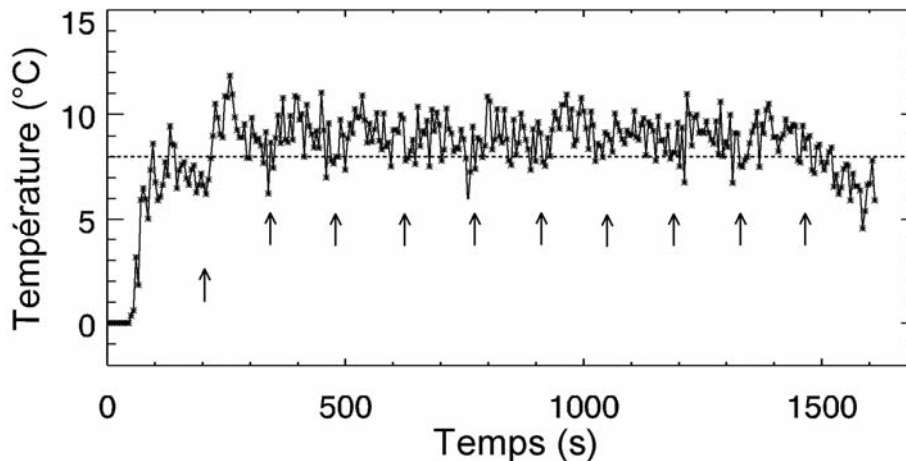


Figure 3-10 : Contrôle de la température avec une consigne de 8°C.
La fin de chaque spirale est indiquée par une flèche.

Entre chaque spirale, la température au point focal dépasse la consigne de température choisie. Cependant la densité de points est calculée selon l'équation PID avec un temps d'asservissement t_A correspondant à la durée d'une spirale. La température à la fin de cette trajectoire (instant indiqué par une flèche sur la figure 3-10) converge vers la température de consigne. C'est d'ailleurs la cartographie de température acquise à cet instant qui permet de calculer la trajectoire suivante. Ceci offre l'avantage d'utiliser des images IRM peu artefactées par le mouvement du transducteur, puisqu'à la fin de la trajectoire le transducteur se trouve toujours à la même position, le centre de la spirale. En revanche seules quelques unes des images acquises sont utilisées pour effectuer l'asservissement de la température, ce qui ralentit énormément le temps réponse du système. Celui-ci est choisi égal à 3 fois la durée d'une trajectoire spiralée: $T_R = 3 T_A$ soit 420s.

3.3.3 Volume chauffé par une trajectoire spiralée

Le contrôle de température en 2D consiste à déplacer le point de focalisation dans le plan coronal. Cependant comme la tumeur, le chauffage obtenu n'est pas confiné dans un plan coronal. Le volume chauffé par une trajectoire spiralée est même plus allongé dans les plans perpendiculaires (transversal et sagittal). Ceci est pratique pour traiter de larges volumes tumoraux mais peut provoquer de graves brûlures cutanées. Pour trouver le bon compromis, il est important de pouvoir anticiper la hauteur de la zone traitée.

3.3.3.1 L'effet de chevauchement

La montée en température obtenue sur un volume lorsque le point de focalisation est déplacé dans un plan provient de l'effet de chevauchement. Comme l'illustre la figure 3-11, lorsque le transducteur se translate horizontalement, des zones de recouvrements du cône de propagation de l'onde ultrasonore se forment au dessus et en dessous du plan horizontal contenant les points de focalisation.

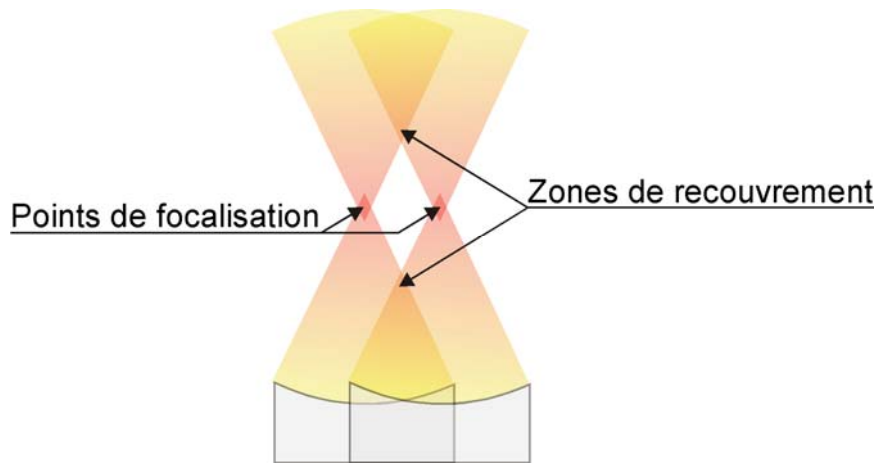


Figure 3-11 : Zones de recouvrement lors d'une translation du transducteur et du point focal

L'intensité des lobes secondaires qui se superposent dans ces zones de recouvrement est très faible comparativement à l'intensité au centre du point de focalisation. Cependant pour une trajectoire spiralée comportant près d'une centaine de points, la montée en température dans les zones de recouvrement atteint une température proche de celle obtenue au niveau du plan de focalisation. En effet l'addition d'une centaine de lobes secondaires, dont l'intensité est d'environ un pourcent de l'intensité du point focal, donne une intensité proche de celle du point focal. La figure 3-12 présente une cartographie thermique acquise en 3D à mi-parcours d'un chauffage spiralé.

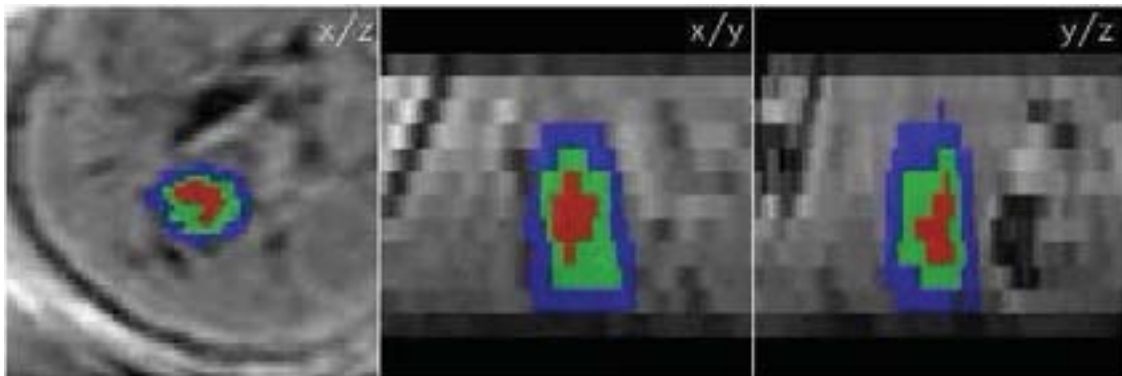


Figure 3-12 : 3 plans orthogonaux d'une acquisition en 3D, les températures sont affichées en bleu entre 10° et 15°, en vert entre 15° et 20°, en rouge au-dessus de 20°.

De par cet effet de chevauchement, la zone chauffée est plus allongée le long de l'axe de propagation de l'onde ultrasonore que dans le plan horizontal contenant cette spirale. La montée en température obtenue dans la zone de recouvrement dépend de l'intensité des lobes secondaires, du nombre de points, de la distance et du temps entre ces points ainsi que l'angle d'ouverture du transducteur. De façon simple, l'effet de chevauchement est moindre lorsque les points de focalisation suivent une trajectoire linéaire, mais il devient prépondérant lorsque la trajectoire couvre une surface.

3.3.3.2 Modèle analytique 3D d'un chauffage en spirale

Le volume chauffé par une spirale peut se calculer à partir d'une simulation de la répartition du champ acoustique et de l'équation de transfert thermique appliqué en chacun des points de la trajectoire. Mais pour une meilleure interprétation d'un phénomène étudié, il

est plus utile d'avoir un modèle analytique générique que le résultat d'une simulation correspondant à un cas particulier. L'obtention d'une expression analytique nécessite cependant quelques hypothèses simplificatrices de façon à étudier le phénomène de façon plus macroscopique.

En négligeant les pertes par absorption, l'énergie contenue dans chacune des coupes coronales est constante. Cette énergie est aussi considérée répartie de façon homogène sur cette coupe à l'intérieur du cône de propagation ultrasonore. Ceci permet d'obtenir une expression analytique de l'intensité acoustique qui décroît selon le carré de la distance par rapport au plan coronal contenant le point focal. Cette expression de l'intensité peut s'additionner pour chaque point d'une spirale, en l'intégrant sur la surface de l'ellipse englobant la spirale. Cette simplification se justifie par le fait que la trajectoire spiralée est composée d'un grand nombre de points répartis de façon homogène. L'expression analytique ainsi obtenue est détaillée en annexe 2. La figure 3-13 permet de comparer la montée en température dans le plan transversal (ou sagittal) selon l'expression analytique simplifiée et selon le modèle numérique plus précis.

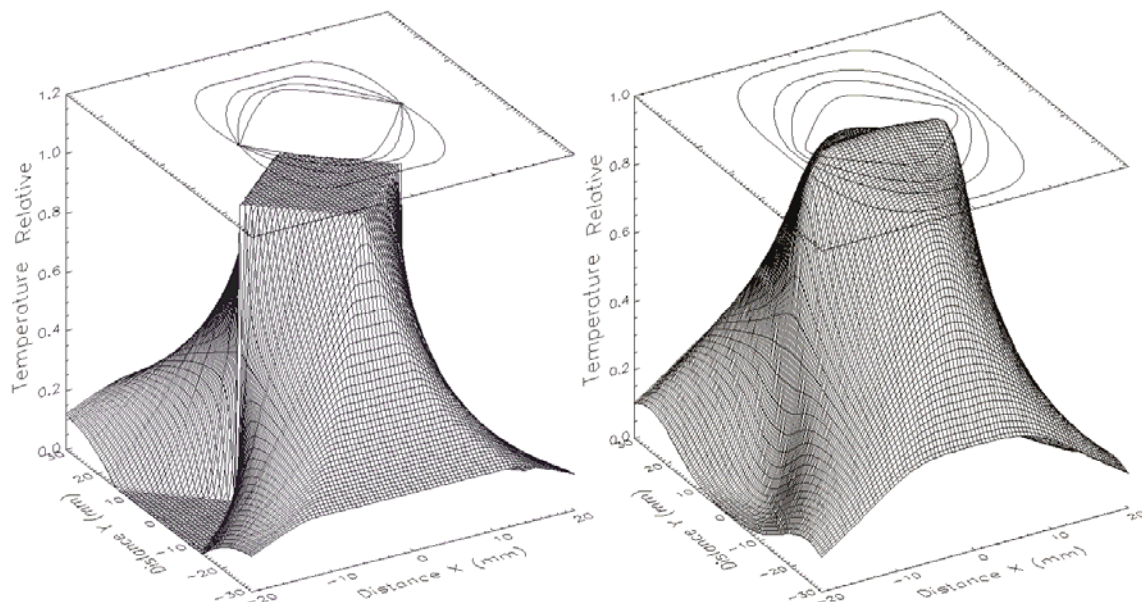


Figure 3-13 : Montée en température relative pour une spirale circulaire de rayon 10mm selon un modèle analytique (à gauche) et selon un modèle numérique plus complet (à droite). Les isocontours de la température relative correspondent à 90%, 75%, 60% et 40%.

Ces deux simulations du chauffage induit par une spirale ne sont pas directement comparables à cause de l'effet de diffusion thermique. En effet le modèle analytique suppose simplement la montée en température proportionnelle à l'énergie déposée. Cependant compte tenu de la durée d'une trajectoire spiralée d'environ 200s, l'effet de diffusion thermique lisse très fortement les formes observés comme le montre la simulation numérique.

Toutefois les isocontours dessinés sur ces deux graphiques sont semblables. L'isovaleur maximale a une forme trapézoïdale. Les isovaleurs suivantes se rapprochent plus d'une ellipse. La dernière isovaleur indique presque une forme rectangulaire.

D'après le modèle analytique une trajectoire couvrant de façon homogène une surface, induit une température homogène sur tout un volume. La forme de ce volume dépend de l'orientation du plus long axe de l'ellipse, mais dans tous les cas pour une ellipse de rayon a selon l'axe X, b selon l'axe Z correspond un volume de demi-longueur $\min(a,b)/\theta$ selon l'axe Y. Le facteur θ valant ici 0,75 est défini par l'angle d'ouverture du transducteur. Le long de

cet axe de propagation de l'énergie, l'intensité reste constante de 0 à $\min(a,b)/\theta$ puis décroît en Y^{-1} jusqu'à $\max(a,b)/\theta$ et finit par décroître en Y^{-2} .

En pratique le volume nécrosé correspond à un isocontour intermédiaire proche du maximum comme celui à 75% qui est donc un volume ellipsoïdal de rayon a, b, c comme décrit sur la figure 3-14.

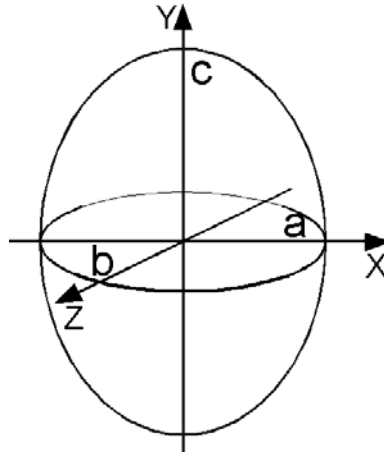


Figure 3-14 : Volume ellipsoïdal de rayon a, b, c

L'axe le plus allongé de cet ellipsoïde est le plus fréquemment celui se trouvant le long l'axe de propagation de l'onde définit par le rayon c valant:

$$c = \frac{\min(a,b)}{\theta}$$

(Eq 3-6)

Pour minimiser la hauteur du volume nécrosé par l'effet de chevauchement, il est donc préférable de choisir une trajectoire spiralée allongée.

3.3.3.3 Analyse 3D du chauffage en spirale

Pour tester ce modèle in vivo, un chauffage multispirale a été appliqué sur des cuisses de lapins par Jean Palussière et Rares Salomir. Les lapins utilisés étaient des femelles adultes de Nouvelle-Zélande pesant 3,5kg. Les poils se trouvant sur la cuisse gauche du lapin ont été coupés puis rasés à l'aide d'une crème épilatoire. L'anesthésie a été effectuée par une injection intramusculaire de 10mg/kg de tiletamine chlorhydrate et 10mg/kg de zolezapam chlorhydrate. Durant le chauffage, l'anesthésie a été maintenue par un flux d'air contenant 2 à 4% d'isoflourane. Simultanément la température de l'animal a été suivie par un thermocouple endo-rectal compatible IRM.

L'imagerie IRM utilisée était une séquence en écho de gradient 3D de 3,6s avec un temps d'écho de 15ms, un temps de répétition de 50ms et un champ de vue de $128 \times 128 \times 60 \text{mm}^3$ avec des voxels de $1 \times 1,6 \times 5 \text{mm}^3$. La figure 3-15 montre un exemple de cartographie thermique obtenue à la fin de la quatrième et dernière spirale dont la consigne est de 13°C au dessus de la température de référence de 38°C .

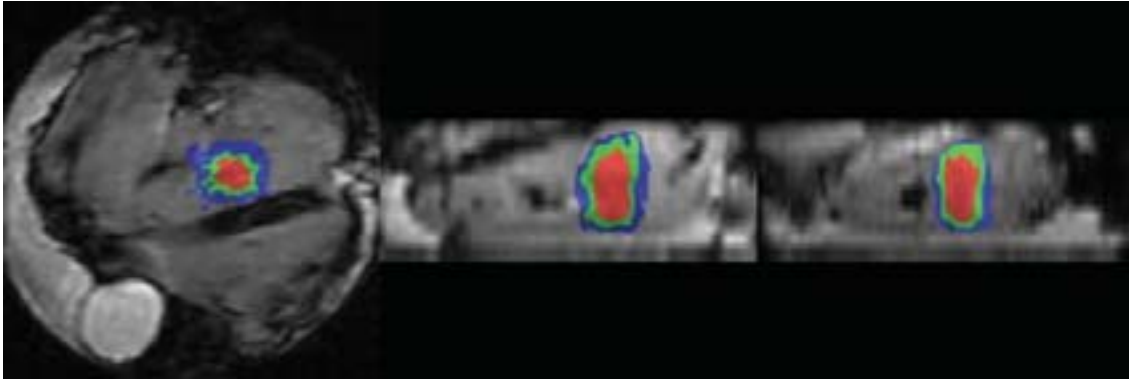


Figure 3-15 : *Température atteinte durant le traitement pour 3 plans orthogonaux centrés sur la spirale. Les températures sont affichées en bleu entre 5° et 8°, en vert entre 8° et 11°, en rouge au-dessus de 11°.*

Les isocontours des cartographies thermiques indiquent une forme elliptique allongée le long de l'axe de propagation. Cette forme elliptique apparaît aussi très clairement sur la cartographie pondérée en T1 (figure 3-16) acquise juste après une injection d'un agent de contraste 10 jours après le chauffage multispirale.

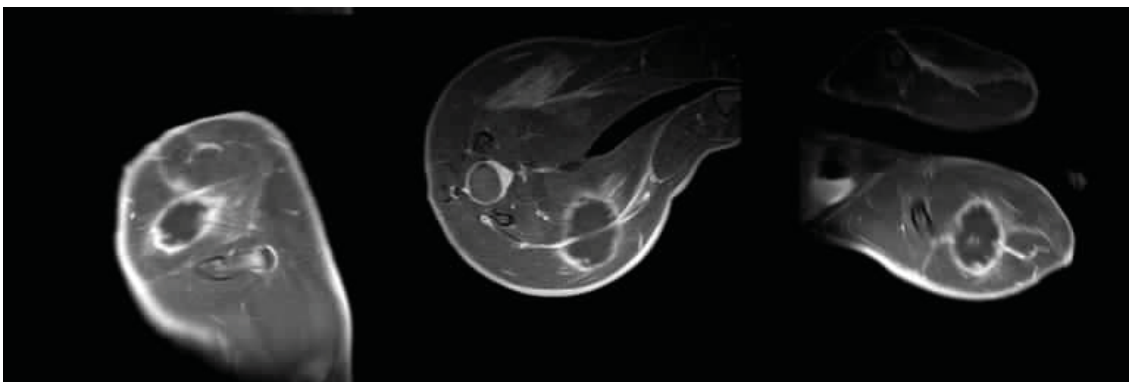
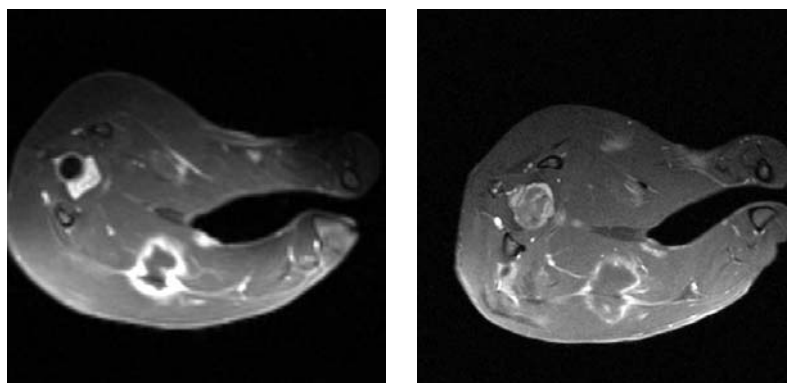


Figure 3-16 : *Nécrose 10 jours après le traitement, $a=b=5,5\text{mm}$ et $c=7,3\text{mm}$*

Les spirales utilisées pour effectuer cette nécrose étant circulaires de 5,5 mm de rayon, la demi-hauteur mesurée est bien de 7,3mm comme le prédit la théorie (Eq 3-6) soit $5,5\text{mm}/0,75$.



$a=5\text{mm} / b=7\text{mm} / c=6,7\text{mm}$ $a=7\text{mm} / b=7\text{mm} / c=9,4\text{mm}$

Figure 3-17 : *Dimension du volume elliptique nécrosé obtenu sur deux lapins*

La figure 3-17 montre la nécrose obtenue de la même façon sur deux autres lapins avec des spirales de dimensions différentes, $a=5\text{mm}$ ou 7mm et $b=7\text{mm}$. La formule (Eq 3-6) est toujours bien respectée. Toutefois la hauteur du volume chauffé est difficile à déterminer précisément compte tenu du fait qu'entre le jour du traitement et le jour du contrôle du volume nécrosé, le lapin n'est pas positionné exactement de la même façon. De plus ce volume nécrosé semble être déformé par les forces musculaires exercées de part et d'autres.

3.4 Contrôle spatial 3D de la température électronique

Jusqu'à présent le contrôle de la température présenté est effectué en 2D et induit un chauffage homogène moyennant de nombreuses approximations. Par exemple le fait de négliger l'atténuation de l'onde ultrasonore lors de sa propagation à l'intérieur du tissu se traduit par un décalage vers le transducteur du volume chauffé observé par rapport au volume chauffé théorique.

Pour mieux contrôler le volume chauffé il est préférable d'effectuer un contrôle spatial 3D de la température en utilisant l'équation (Eq 3-5) sur tout le volume. Cependant cela nécessite de pouvoir déposer la répartition spatiale d'énergie 3D ainsi calculée. Ceci est assez complexe compte tenu du grand nombre de voxels contenus dans le volume et surtout de l'effet de chevauchement décrit précédemment.

3.4.1 Plateforme de déplacement électronique du point focal

Le déplacement électronique du point focal est très utile pour contrôler spatialement la température puisqu'il permet d'augmenter de façon conséquente le nombre de points chauffés par seconde. En plus comme le transducteur reste immobile, ce déplacement du point focal ne crée aucun artefact d'imagerie lié à une modification de la susceptibilité magnétique.

3.4.1.1 Description du transducteur matriciel

Pour cette application, un transducteur matriciel ultrasonore a été développé en collaboration avec la société Imasonic [Mou03]. Ce transducteur de focale 80mm et de rayon d'ouverture 55mm fonctionne à $1,5\text{Mhz}$ et peut émettre jusqu'à 4 Watt acoustique par mm^2 . Il est composé de 256 éléments de rayon $2,9\text{mm}$ de façon à avoir une liberté de positionnement du point focal de $\pm 14\text{mm}$ le long de l'axe de révolution et de $\pm 7,5\text{mm}$ le long des deux axes orthogonaux. La répartition des éléments est asymétrique compacte comme décrit au chapitre 1 de façon à minimiser les lobes secondaires à moins de 7% lors du déplacement du point focal.



Figure 3-18 : Transducteur matriciel de 256 éléments devant un aimant 1,5T

Ce transducteur présenté en photo figure 3-18 a été conçu pour être parfaitement compatible avec un IRM 1,5T. Chacune des pièces utilisées pour la fabrication de ce transducteur ainsi que les câbles et les connecteurs associés ont été étudiés pour interférer le moins possible avec le champ magnétique. Pour cela les matériaux choisis, cuivre, étain, plomb, céramique, résine, silicone, plastique ont une susceptibilité magnétique comprise entre celle de l'eau et de l'air [Sch96]. La figure 3-18 montre les images du transducteur immergé acquises avec une séquence en écho de spin de temps de répétition 5s et de temps d'écho 100ms. Le transducteur n'induit aucune distorsion puisque ses contours apparaissent clairement jusqu'au moindre détail des presse-étoupes. Seule l'eau se trouvant sur la partie supérieure du transducteur est assombrie puisque le signal RMN peut difficilement traverser le transducteur pour atteindre l'antenne de réception C1 placé en dessous.

La qualité des images obtenues permet de repérer clairement et précisément la position du transducteur et par conséquent le point de focalisation par rapport au tissu à traiter.

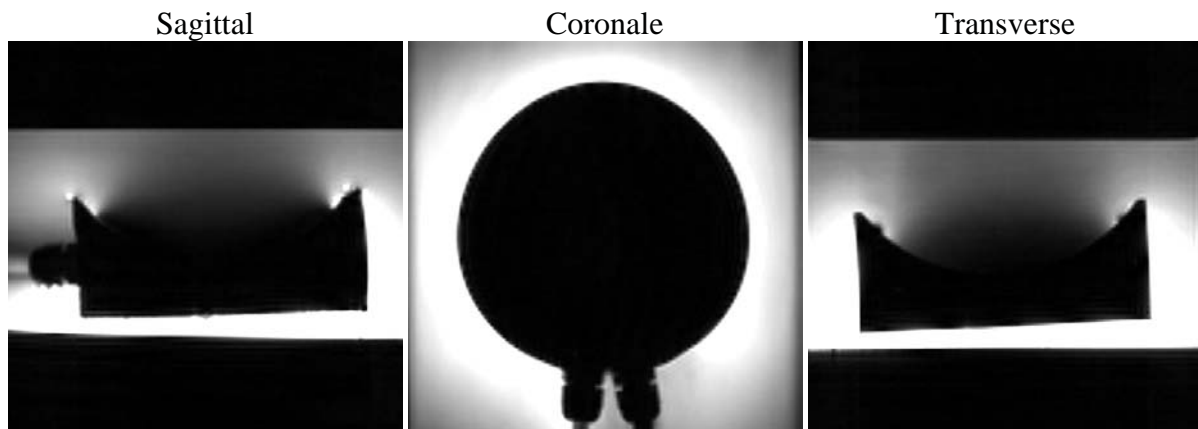


Figure 3-19 : Image en écho de spin du transducteur ($T_{\text{Répétition}} = 5s$ et $T_{\text{Écho}} = 100ms$)

Cependant l'imagerie thermique pour le contrôle de la température nécessite l'acquisition d'images en écho de gradient beaucoup plus sensible aux inhomogénéités du champ magnétique. En effet, ce type de séquence produit des cartographies complexes dont le module est représentatif de l'anatomie et la phase de la température selon l'équation PRF. La figure 3-20 présente les images du transducteur immergé acquises avec une séquence en écho de gradient de temps de répétition 300ms et de temps d'écho 18ms.

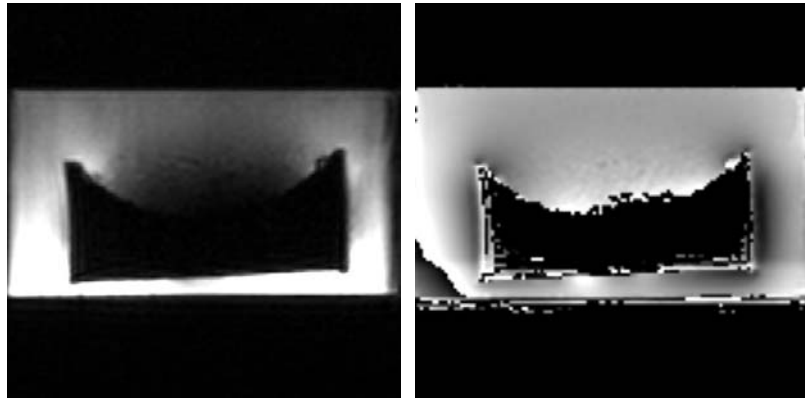


Figure 3-20 : Image en écho de gradient du transducteur ($T_{\text{Répétition}}=300\text{ms}$ et $T_{\text{Écho}}=18\text{ms}$)

Malgré la forte sensibilité des séquences en écho de gradient aux inhomogénéités du champ magnétique, le transducteur induit très peu de distorsion sur l'image de module. De même la phase qui est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique reste assez homogène sur l'ensemble de l'image. En dépit de l'excellente compatibilité des matériaux choisis, la principale source d'incompatibilité restante réside dans le volume d'air contenu à l'intérieur du transducteur. Celui-ci forme une interface avec l'eau qui peut devenir très gênante au niveau des points anguleux comme sur la périphérie de la face active. Concernant ce transducteur, le point anguleux formé par la bordure de la face active n'est pas très élevé puisqu'elle induit seulement un saut de phase à quelques millimètres. Compte tenu du fait qu'en pratique les coupes sont acquises à 80mm (la focale) du transducteur, les cartographies thermiques n'en sont pas affectées. Ceci est d'autant plus vrai que le transducteur est utilisé dans une position fixe, puisque le point de focalisation est déplacé électroniquement.

3.4.1.2 Description du générateur multivoie

L'architecture électronique du générateur de 256 signaux permettant l'utilisation de transducteur matriciel est décrite figure 3-21 :

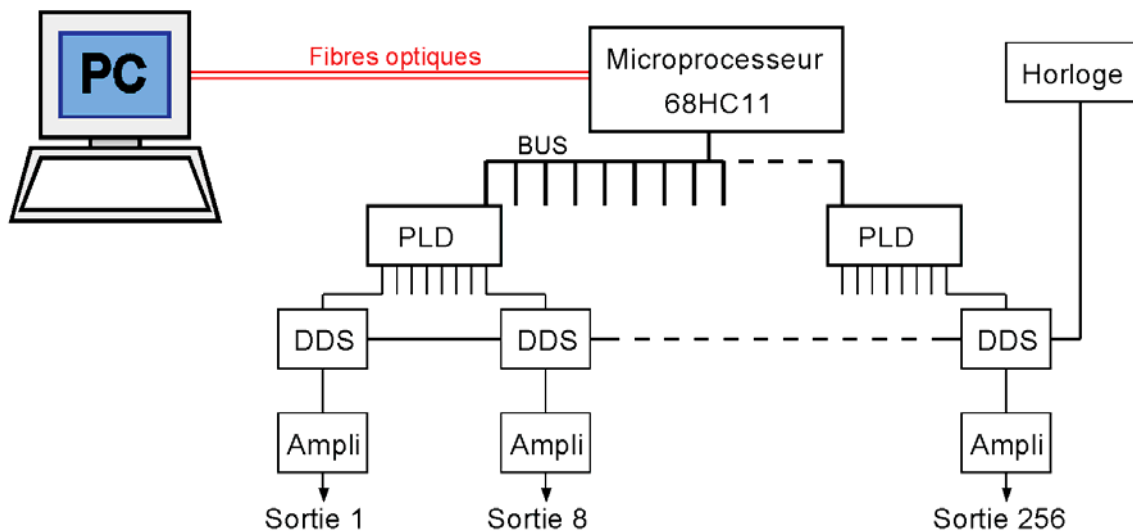


Figure 3-21 : Architecture du générateur de signaux 256 voies

Une carte MOXA C104H incluse dans le PC permet d'augmenter la vitesse du port série de 115200 Kb/s à 460800 Kb/s. En transmettant uniquement les informations

essentielles, fréquence, phases et amplitudes, toutes les informations pour redéfinir les sinusoides sont transmises en 22ms.

D'autre part, les fibres optiques présentent un double avantage. Elles permettent non seulement un haut débit sur des grandes distances, mais réalisent également une excellente protection vis à vis des interférences électromagnétiques. Celles-ci permettent de faire traverser les informations à travers la Cage de Faraday de l'IRM sans apporter de perturbation provenant de l'extérieur. De cette façon la connexion entre la console de monitoring à l'extérieur de la salle IRM et le générateur à l'intérieur de la salle IRM est assurée sans interférer avec le fonctionnement de l'IRM.

De plus le générateur est développé pour fonctionner à l'intérieur d'une salle IRM. Les cartes ont été conçues pour générer un faible rayonnement électromagnétique. Ainsi son installation nécessite juste l'installation de deux fibres optiques au lieu de 256 boîtiers de filtrages muraux pour que chaque câble puisse traverser la cage de Faraday comme cela se faisait auparavant.

Ce générateur est géré par un microprocesseur 68HC11. Il va distribuer les données aux PLD sur les 32 cartes qui génèrent 8 sinusoides chacune. Les circuits logiques programmables (Programmable Logical Device) vont ensuite adresser les informations concernant la phase et la fréquence aux DDS et la puissance aux amplificateurs. Les générateurs de signaux numériques (Direct Digital Synthesis) originellement conçus pour la modulation de phase et de fréquence assurent une commutation rapide et précise des signaux. Ceci représente une grande modification par rapport aux autres générateurs de signaux ultrasonores qui avec des lignes à retard ne dépassent pas une précision en phase supérieure à $\pm 5^\circ$. Les amplitudes des sinusoides sont ensuite ajustées par des amplificateurs à gain variable. L'utilisation d'une horloge commune à tous les DDS assure une utilisation parfaitement synchrone de tous les étages de sorties. Autrement dit, grâce à cette horloge commune la phase de chacune des sinusoides est référencée de la même façon.

La définition des signaux se fait par la transmission d'un fichier comportant les données suivant cet ordonnancement :

- 4 octets optionnels pour coder la fréquence commune à toutes les sorties dont la valeur est :

$$F = 24\text{MHz} \times \frac{\text{Nb codé sur 32 bits}}{2^{32}}$$

La fréquence est ainsi définie entre 0 et 24Mhz avec une précision de $\pm 3\text{MHz}$.

- 512 octets définissent sur 2 octets la phase respective de chaque signal suivant la formule :

$$\phi = 360^\circ \times \frac{\text{Nb codé sur 16 bits}}{2^{12}}$$

Ceci permet d'ajuster toutes les phases entre 0 et 360° avec une précision de $\pm 0,04^\circ$.

- 256 octets permettent de régler la puissance de sortie de chaque voie selon la relation :

$$P = 4\text{W} \times \frac{\text{Nb codé sur 8 bits}}{2^8}$$

La puissance de sortie peut ainsi varier jusqu'à 4W avec une précision de $\pm 8\text{mW}$.

Le protocole de communication est au format X-MODEM en mode connecté half-duplex. Chaque paquet transmis de 128 octets est acquitté par le récepteur qui contrôle la réception par un CRC (Cycle Redondance Check) codé sur 1 octet. De cette façon, l'ordinateur peut émettre un fichier définissant la fréquence, les phases ou les amplitudes toutes les 22ms avec un protocole sécurisé.

Ces informations sont ensuite stockées sur une carte-mémoire à proximité du microprocesseur 68HC11 puis redistribuées vers chacune des 32 cartes logiques PLD.

Lorsque tous les circuits logiques ont reçu leur information, un signal de commutation est envoyé pour toutes les cartes simultanément. A partir de cet instant chaque circuit logique modifie la fréquence, la phase et l'amplitude de toutes les sinusoïdes en même temps. Ceci permet d'éviter les états transitoires où le faisceau ultrasonore est partiellement défocalisé et donc néfaste à la sécurité du patient.

Cependant, en raison des limitations imposées par le programme implémenté dans le microprocesseur, le temps minimal de modification de l'état de toutes les sorties est limité à 60ms.

En résumé, ce générateur a été conçu de façon à associer :

- Rapidité de redéfinition des signaux
- Changement simultané des signaux
- Faible rayonnement électromagnétique
- Précision de la définition des sinusoïdes de sorties
- Un échange de données sécurisé
- Portabilité

3.4.1.3 Limitations Matérielles

Le déplacement mécanique du point focal permet d'effectuer des mouvements de grande amplitude et donc de traiter des tumeurs de très grande dimension. De plus le prix matériel d'une plateforme mécanisée est moindre comparativement à l'électronique nécessaire pour alimenter un transducteur matriciel. En revanche le déplacement mécanique provoque des modifications de la susceptibilité magnétique qui biaisent la ligne de base des cartes de températures. La plus grande contrainte des mouvements mécanisés est leur limitation en vitesse. A l'opposé comme la télétransportation, le déplacement électronique du point de focalisation ne possède aucune limitation en vitesse mais il est en contrepartie soumis à d'autre type de limitation:

- Il n'y a plus de limitation de vitesse puisque la position du point focal est redéfinie à chaque instant par la phase des signaux électriques appliqués sur le transducteur. Le temps de transfert des données de configuration (amplitudes et phases) nécessite une durée de 60ms. Par conséquent le temps minimum entre chaque modification de la position du point focal est de 60ms.
- D'autre part l'effet de focalisation ne peut se produire uniquement que là où les éléments piezo composites émettent un signal. Cette région est définie par l'effet de diffraction, qui dépend de la taille des éléments [Shi98], de la fréquence utilisée, de la focale du transducteur et en moindre mesure de sa forme. Pour le transducteur matriciel utilisé, le déplacement du point focal est confiné dans un ellipsoïde de dimension 15mm × 15mm × 28mm.

Les autres limitations matérielles concernant l'IRM et les puissance maximales sont les mêmes que celles décrites pour la plateforme mécanisée au paragraphe 3.3.1.2. La limitation sur l'amplitude de déplacement imposée par le transducteur associée à la limitation sur la cadence de déplacement imposée par le générateur définit indirectement une limitation en vitesse de 0,5m/s. Comme il n'y a plus de réelle contrainte sur la vitesse du mouvement, l'asservissement spatial PID peut être optimisé. En revanche le principal inconvénient pour les déplacements électroniques est leur faible amplitude de mouvement qui limite le chauffage à des petits volumes.

3.4.1.4 Exemple de déplacement électronique du point focal

Pour tester le principe de déplacement électronique du point focal et le bon fonctionnement du transducteur matriciel, le point de focalisation a été déplacé en 4 points

selon un carré de coté de 8mm. Cette trajectoire est répétée de façon cyclique toutes les 0,5s en changeant la position du point de focalisation toutes les 125ms avec une puissance constante de 200W électrique. En effectuant simultanément 5 coupes de 4mm (temps d'écho 18ms) toutes les 3,9s, le chauffage observé figure 3-22 semble provenir de 4 points de focalisation simultanément.

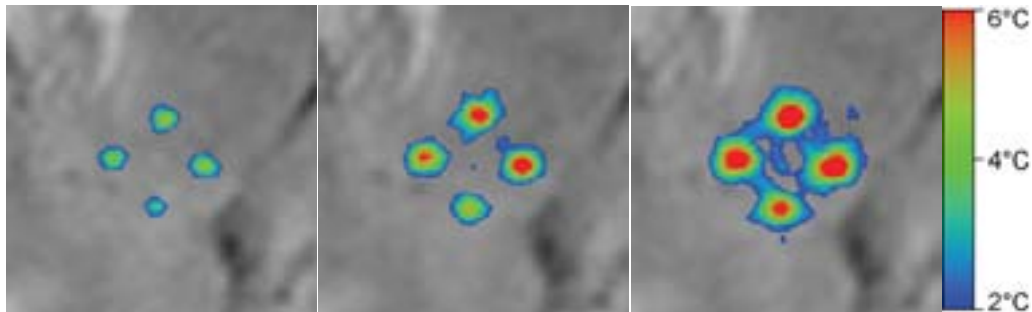


Figure 3-22 : Déplacement électronique du point de focalisation en 4 points

Cette méthode de déplacement du point focal est très rapide puisqu'il n'y a plus de vitesse maximale de déplacement mais juste un temps minimal de commutation électronique des signaux (60ms avec le générateur utilisé). Cette technique est aussi très précise. La résolution de la consigne de phase des signaux produits est une fraction de 2^{12} d'une période correspondant à une longueur d'onde de 1mm. De plus les erreurs de phase entre les 256 signaux se moyennent entre eux. La résolution de positionnement théorique du point focal est de $1\text{mm}/(256 \times 2^{12}) = 1\text{nm}$. Ce résultat reste toutefois difficile à vérifier même par des simulations qui nécessiteraient un très petit maillage et une très grande précision numérique. De plus en pratique de nombreuses sources d'erreurs se rajoutent : les non linéarités, le bruit de phase ainsi que la précision d'usinage du transducteur.

Le type de trajectoire réalisable peut être choisi de façon quelconque à condition que chaque point ne s'écarte pas de plus de 7,4mm de sa position centrale. La figure 3-23 montre toutes les cartographies thermiques obtenues durant deux chauffages spiralés successifs. Chaque spirale de diamètre 10mm est constituée de 96 points et dure 20s. La séquence utilisée est la même que précédemment à raison d'une acquisition toutes les 3,9s.

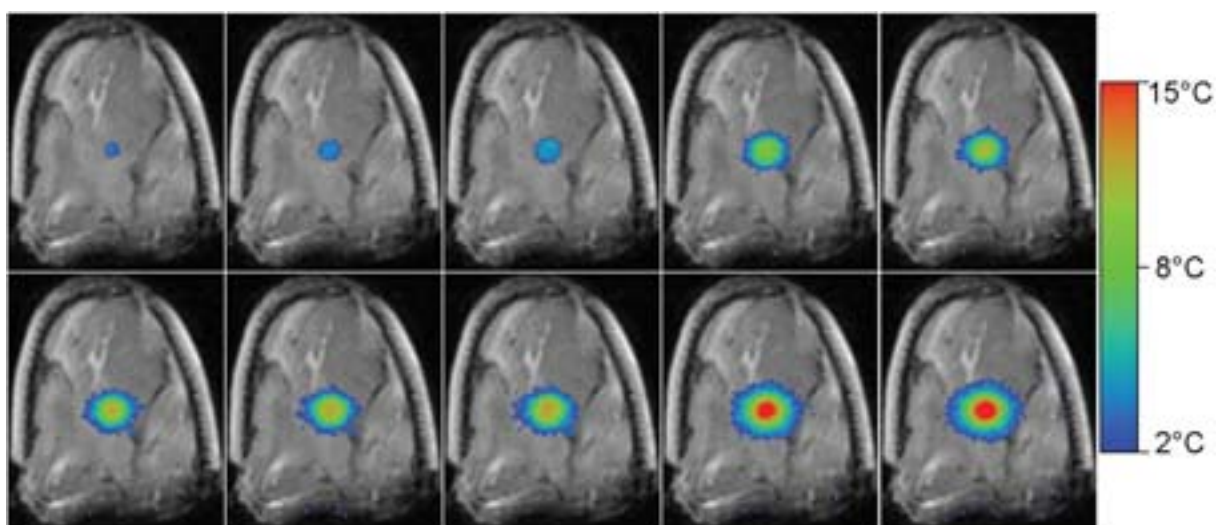


Figure 3-23 : Réalisation de deux trajectoires spiralées de 10mm de diamètre en 40s

La puissance appliquée en chacun des points est constante de 50W électrique compensée en intensité en fonction de l'amplitude du déplacement. De cette façon le

chauffage obtenu est homogène tant que le tissu ne présente pas d'hétérogénéité, ce qui semble être le cas sur cette expérience. Le cas échéant la puissance ou la densité de points peuvent être contrôlées par l'algorithme d'asservissement de la température 2D présenté précédemment. Cependant le point focal pouvant être déplacé électroniquement dans toutes les directions de l'espace, il est préférable d'effectuer un asservissement 3D de la température.

3.4.2 Méthode de dépôt énergétique 3D

L'équation générique (Eq 3-5) permet de calculer dans tous les cas l'énergie requise pour obtenir la température voulue en trois dimensions. Bien que le transducteur matriciel associé à un générateur de signaux multivoies soit un outil très rapide, il n'est pas toujours simple de produire cette énergie.

3.4.2.1 Espace engendré par le point focal

Compte tenu des limitations matérielles, certaines répartitions spatiales énergétiques ne sont pas réalisables. Par exemple, le calcul de l'équation PID (Eq 3-5) en un point largement plus chaud que sa température de consigne aboutit en général à une valeur énergétique négative. Bien qu'il existe des outils cryothérapeutiques, les transducteurs ultrasonores ne permettent pas d'extraire une quantité d'énergie. Par conséquent, l'asservissement PID n'est plus faisable en ce point. Il ne reste alors plus qu'à attendre que l'effet de diffusion ou de perfusion refroidisse suffisamment le tissu.

De même si la répartition spatiale énergétique requise est un dirac de $1 \times 1 \times 1 \text{mm}^3$, elle n'est pas réalisable avec un point de focalisation de $0,76 \times 0,76 \times 3,47 \text{mm}^3$ trois fois plus allongé. Il est donc nécessaire de prendre en compte la répartition spatiale de l'énergie E^{1pt} induite par un point de focalisation. Comme le décrit le premier chapitre, si le déplacement du point focal peut être assimilé à une translation, l'énergie déposée par une trajectoire E^{Traj} se calcule rapidement dans l'espace de Fourier par la formule suivante:

$$\tilde{E}^{Traj} = \tilde{\Gamma} \times \tilde{E}^{1pt} \quad (\text{Eq 3-7})$$

Dans cette expression la fonction trajectoire Γ est la répartition spatiale de la densité de points. Jusqu'à présent pour le contrôle de la température en 2D, l'énergie produite par une trajectoire était assimilée à la densité de points puisque dans le plan coronal le point focal correspondait à un voxel. Cette règle est vérifiée tant que la largeur du voxel acquis par l'IRM dans le plan coronal ne dépasse pas 0,76mm. Pour une étude tridimensionnelle, cette approximation n'est jamais vérifiée à cause de l'effet de chevauchement du cône ultrasonore de propagation. Cet effet peut induire des chauffages de plusieurs centimètres le long de l'axe de propagation comme le montre l'exemple des trajectoires spiralées. L'ensemble des répartitions énergétiques est par conséquent aussi limité par ce phénomène de chevauchement qui dépend de la répartition spatiale du champ acoustique. D'après l'équation (Eq 3-7), cet ensemble est directement lié à la transformée de la forme du point focal représenté dans la figure 3-24.

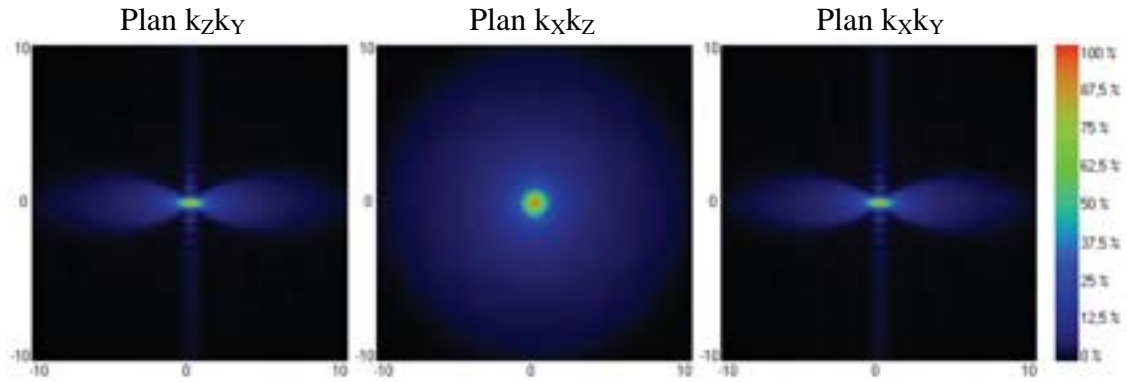


Figure 3-24 : Transformée de Fourier du point focal dans trois plans orthogonaux

Puisque la transformée de E^{1pt} est nulle pour la majorité des points où k_Y est non nulle, il en va de même pour la transformée de E^{Traj} . En revanche E^{1pt} couvre complètement le plan k_Xk_Z . En d'autres termes l'ensemble des répartitions énergétiques réalisables ne peut comporter de hautes fréquences dans la direction Y mais peut en comporter dans les directions X et Z. De façon générale dans l'espace de Fourier, l'ensemble des répartitions énergétiques réalisables sont nulles là où la transformée de E^{1pt} est nulle. De plus il faut qu'il existe une fonction trajectoire positive vérifiant l'équation (Eq 3-7) puisque la densité de points ne peut être négative.

Pour effectuer un contrôle de la température il faut effectuer le travail inverse à celui décrit au chapitre 1 sur la simulation du champ acoustique. Au lieu de calculer la répartition énergétique à partir de la trajectoire, il faut déduire la trajectoire d'une répartition énergétique. Compte tenu des contraintes énoncées précédemment, ce problème peut se résoudre par une déconvolution comme le décrit l'équation suivante:

$$\begin{aligned} \tilde{\Gamma} &= \tilde{E}^{Traj} / \tilde{E}^{1pt} \quad \text{si} \quad \tilde{E}^{1pt} \neq 0 \\ \tilde{\Gamma} &= 0 \quad \text{si} \quad \tilde{E}^{1pt} = 0 \end{aligned}$$

(Eq 3-8)

Dans le domaine fréquentiel si \tilde{E}^{Traj} est non nulle alors $\tilde{\Gamma}$ correspond au rapport de \tilde{E}^{Traj} par \tilde{E}^{1pt} et si \tilde{E}^{Traj} est nulle $\tilde{\Gamma}$ est choisie égale à zéro pour minimiser l'énergie déposée par cette trajectoire. Ensuite dans le domaine spatial, seules les valeurs positives de la fonction trajectoire sont conservées.

Malheureusement, cette solution minimisant la différence entre l'énergie requise et l'énergie produite sur toute la fenêtre d'observation, tend à diminuer l'énergie sur le volume cible pour minimiser l'énergie déposée à l'extérieur. Selon la taille de la fenêtre d'observation et donc le nombre de voxels en dehors du volume cible, la sousévaluation de l'énergie à déposer est plus ou moins importante. De plus, le produit de convolution par une fonction positive E^{1pt} est un filtre passe bas. La déconvolution par E^{1pt} produit l'effet inverse ce qui rehausse les contours et amplifie le bruit. La fonction trajectoire obtenue par la méthode de la déconvolution étant dépendante de la taille de la fenêtre d'observation et présentant un rapport signal sur bruit inférieur à celui de la répartition énergétique calculée, il est nécessaire d'utiliser une autre solution pour conserver la stabilité de l'asservissement PID.

3.4.2.2 Algorithme de détection du maximum

La solution triviale utilisée pour le contrôle de température 2D consiste à choisir la fonction trajectoire égale à la répartition spatiale d'énergie requise. Cette solution est efficace tant que l'effet de chevauchement est négligeable. Pour illustrer cela la figure 3-25 présente

trois formes de point focaux additionnées dans le but de réaliser une répartition spatiale carrée.

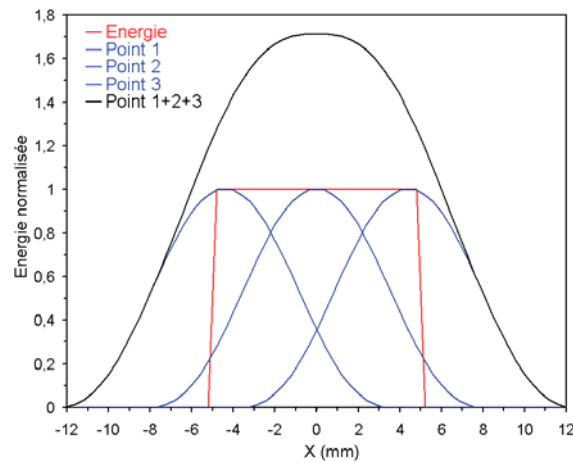


Figure 3-25 : Exemple de dépassement de l'énergie produite (en noir) par rapport à l'énergie requise (en rouge) à cause du chevauchement des points de focalisations (en bleu)

Sur ce graphique la courbe rouge représente l'énergie requise et la courbe noire présente l'énergie produite par les points de focalisation translatés. Les pieds de chaque point focal s'additionnent aux autres points de focalisation qui en leur centre atteignent déjà la valeur de l'énergie requise. Par conséquent l'énergie produite sur cet exemple dépasse de 70% le niveau souhaité. La forme du point focal ici utilisé correspond à l'intensité relevée le long de l'axe de propagation de l'onde élargie d'un facteur 2 pour accentuer le chevauchement. En pratique la superposition se faisant en trois dimensions, ce dépassement atteint des valeurs bien plus grandes.

Une solution moins radicale consiste à déduire chaque point par itération en observant l'influence des autres points. Le but de cet algorithme est de trouver la trajectoire de plus faible énergie pour atteindre le niveau d'énergie requis en tous les points de l'espace.

Le principe de la focalisation est de concentrer toute l'énergie émise en un point. De ce fait pour une énergie requise ponctuelle, le meilleur rendement est obtenu en focalisant en ce point. De même, dans le cas d'une répartition spatiale quelconque de l'énergétique requise, il est optimal de focaliser au point d'énergie requise maximal. Cependant l'énergie de la focalisation appliquée en ce point dépend des points de focalisation réalisés autour de celui-ci. Pour ne pas reproduire l'erreur illustrée figure 3-25, l'énergie appliquée en ce point doit être inférieure au niveau énergétique requis. De façon arbitraire l'énergie à appliquer en ce point est alors choisie égale à un pourcentage R de la valeur de l'énergie requise. Une fois ce point de focalisation à appliquer pris en compte, l'algorithme est itéré en cherchant le point maximal de l'énergie requise retranché du ou des points de focalisations précédemment déduits. La figure 3-26 présente les trois premières itérations de cet algorithme appliqué sur une fonction carrée avec un pourcentage R de 90%.

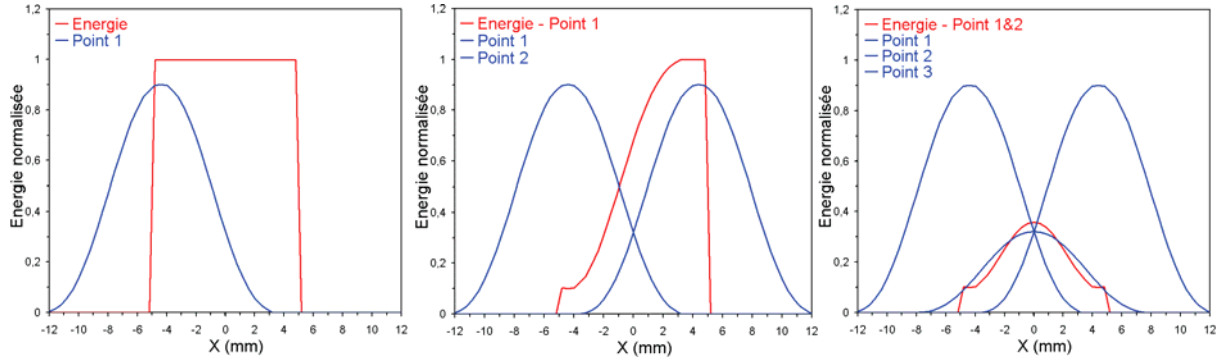


Figure 3-26 : Trois itérations de l'algorithme de détection du maximum appliqué à une fonction carrée avec un facteur de convergence $R=90\%$

En notant E^n la différence entre l'énergie requise et l'énergie produite par les n points de focalisations antérieurement déduits et Γ^n la fonction trajectoire correspondante, cet algorithme s'écrit mathématiquement sous la forme de la suite suivante:

$$E^0(\vec{r}) = E^{REQUIS}(\vec{r}) \quad \text{et} \quad \Gamma^0(\vec{r}) = 0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{soit } \vec{r}_n \text{ tel que } E^n(\vec{r}_n) = \max(E^n(\vec{r})) \\ E^{n+1}(\vec{r}) = E^n(\vec{r}) - R \cdot E^n(\vec{r}_n) \cdot E^{1pt}(\vec{r} - \vec{r}_n) \\ \Gamma^{n+1}(\vec{r}) = \Gamma^n(\vec{r}) + R \cdot E^n(\vec{r}_n) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_n) \end{array} \right.$$

(Eq 3-9)

Dans cette équation, la fonction de Dirac δ vaut 0 partout excepté à l'origine où elle vaut 1. Le contrôle de la température étant effectué sur un nombre fini de voxels N , après N itérations le maximum de l'énergie restante E^n décroît d'au moins un facteur $1-R$:

$$\max(E^{n+N}(\vec{r})) \leq (1-R) \cdot \max(E^n(\vec{r}))$$

(Eq 3-10)

Cette inégalité certifie une convergence géométrique telle que le maximum de l'énergie restante converge vers 0. L'énergie du point focal à appliquer au maximum est choisie égale à un pourcentage de l'énergie restante pour obtenir une convergence géométrique. En revanche un pas constant aurait fourni seulement une convergence arithmétique. D'autre part la convergence de la suite de fonction trajectoire Γ^n est garantie puisque chacun de ses points représente une suite croissante bornée par la fonction triviale énoncée figure 3-25.

À la convergence, la fonction trajectoire Γ obtenue correspond à celle de plus petite énergie atteignant en chacun des points l'énergie requise. Si la répartition énergétique requise ne fait pas partie de l'ensemble des fonctions réalisables (comme la fonction carrée) l'énergie produite par cette trajectoire dépasse en certains points le niveau énergétique voulu (sur les bords extérieurs du carré). Mais au moins la nécrose est obtenue sur tous les voxels voulus à moindre énergie.

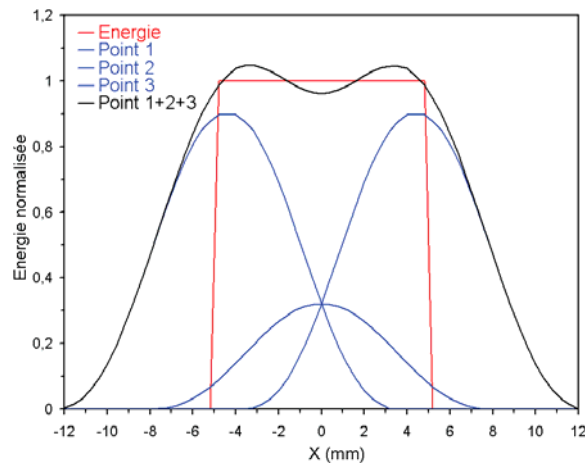


Figure 3-27 : Énergie produite par les trois points de focalisation calculée figure 3-26

La figure 3-27 montre l'énergie produite par les trois points de focalisation établis à la figure 3-26. La convergence n'est pas atteinte puisque le point central n'atteint pas l'énergie requise. L'itération suivante consisterait à augmenter la valeur du point central. Dans tous les cas la convergence n'est jamais atteinte puisque à chaque étape il reste toujours un pourcentage $1-R$ du maximum. Pour cette raison il est indispensable d'utiliser un critère d'arrêt. Celui retenu est la comparaison du dernier maximum avec un pourcentage du maximum initial, ce qui permet de définir la précision de l'énergie produite obtenue.

D'autre part le facteur R définit la vitesse de convergence de l'algorithme selon l'équation (Eq 3-10). Plus R est proche de 1 et plus la convergence est rapide, mais plus il y a de risque d'obtenir une valeur trop élevée pour l'estimation de l'énergie à déposer au point maximum détecté. Pour éviter un tel dépassement inutile de l'énergie produite, $1-R$ peut être choisi supérieur ou égal à la somme des pieds des points de focalisations connexes normalisés à un. Comme ce résultat dépend de l'espacement des points de focalisation et donc de la résolution de l'imagerie IRM, il est plus simple de choisir R relativement faible. Ce choix n'est pas très contraignant puisque même avec un facteur de convergence de 10% pour une précision de 2% le temps de calcul n'excède pas 10ms pour un processeur 1GHz. Ceci nécessite toutefois d'optimiser le code en cherchant le maximum et en calculant l'énergie restante uniquement sur les N voxels où l'asservissement est effectué. Dans le cas contraire le code est ralenti d'un facteur 100 ou plus selon la taille de la fenêtre d'observation.

La fonction trajectoire obtenue est identique quelque soit le facteur R choisi à condition qu'il ne dépasse pas une certaine valeur. La seule ambiguïté réside dans le choix du maximum en cas d'égalité, ce qui est le cas pour la première itération appliquée à une énergie requise uniforme comme le carré précédemment présenté. Hormis ce cas singulier, en pratique cela ne se produit pas fréquemment et le choix d'un maximum plutôt qu'un autre n'a pas de réelle conséquence puisque les deux nécessitent un dépôt énergétique. La solution retenue est le premier maximum rencontré car les points situés à la périphérie du volume chauffé nécessitent une densité de points plus élevée.

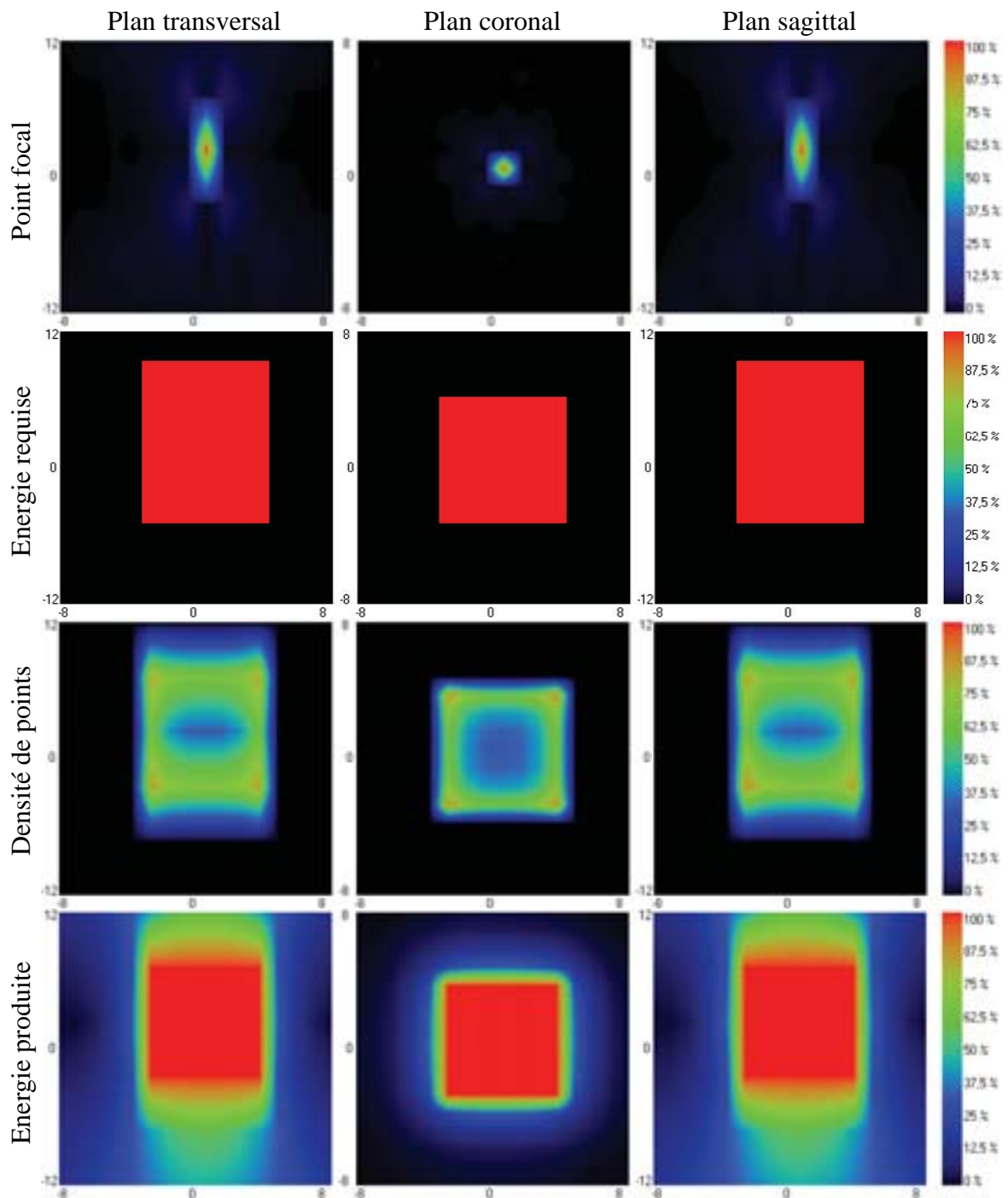


Figure 3-28 : Densité de points établie par l'algorithme de détection du maximum d'énergie produite par cette densité de points pour une répartition cubique de l'énergie requise.

La figure 3-28 présente la mise en application de cet algorithme de détection du maximum sur un volume 3D cubique de $7 \times 7 \times 9 \text{ mm}^3$ avec un facteur R de 10% et une précision de 5%. Similairement à l'IRM la résolution utilisée est de 6 coupes composées de voxels de $1 \times 1 \times 4 \text{ mm}^3$. La densité de points obtenue se situe principalement dans les coins du cube puis sur les arêtes et préférentiellement sur la face supérieure et inférieure. En bref c'est une forme creuse. En général quelle que soit la forme de l'énergie requise, la majeure partie de la densité de points se situe à sa périphérie.

Pour vérifier l'exactitude du résultat, l'énergie produite calculée selon l'équation (Eq 3-7) avec cette densité de points est aussi reportée figure 3-28. Comme prévu celle-ci

correspond à l'énergie requise à 5% près sur la totalité du cube. En revanche une énergie est inévitablement produite à l'extérieur du cube. Celle-ci est surtout située le long de l'axe de Y, là où se chevauchent les cônes de propagation ultrasonore.

L'algorithme de détection du maximum permet de définir la densité de points précisément, rapidement et de façon stable. Comme les hautes fréquences du bruit présentent des gradients élevés non réalisables (surtout selon l'axe Y), le rapport signal sur bruit de la fonction trajectoire obtenue est supérieur ou égal à celui de la répartition énergétique requise. De plus, dans le cas où cette répartition n'est pas réalisable, l'énergie produite excède en certains points l'énergie requise de façon à atteindre la température voulue en tous les points avec une énergie minimum. Tous ces avantages correspondent parfaitement au besoin thérapeutique, le seul inconvénient réside dans le dépassement moyen de l'énergie requise qui augmente avec le niveau de bruit et le nombre de voxels contrôlés.

3.4.2.3 Extraction d'une trajectoire

Une fois la répartition spatiale de la densité de points calculée à partir de l'algorithme de détection du maximum, il faut en extraire une trajectoire qui prend en compte toutes les limitations matérielles énoncées précédemment.

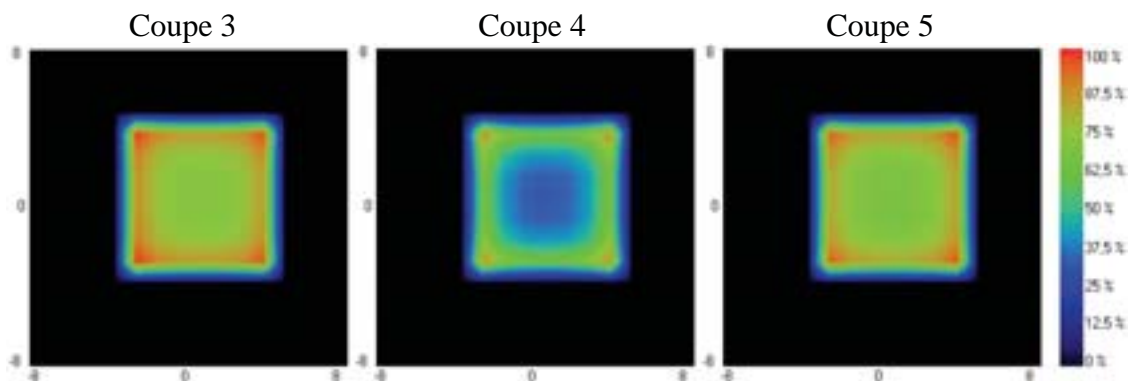


Figure 3-29 : Densité de points établie par l'algorithme de détection du maximum figure 3-28

La fonction trajectoire obtenue précédemment dans la figure 3-29 est composée de 3 coupes sur lesquelles un carré de 7×7 voxels est non nul. L'idéal serait de réaliser une trajectoire de 147 points de façon à produire l'énergie requise à 5% près. Cependant la durée de la trajectoire est choisie égale à la durée d'une dynamique pour pouvoir effectuer la contre réaction le plus fréquemment possible. Ainsi le temps d'asservissement est choisi égal à la durée d'acquisition d'une dynamique soit ici 2,4s. Compte tenu du fait que le temps minimal de commutation du générateur est de 60ms, cela ne permet de réaliser qu'au maximum 40 points durant cet intervalle de temps. De plus il faut utiliser une trajectoire de durée plus courte que le temps d'acquisition d'une dynamique puisque le temps de transmission et de traitement d'une image n'est pas parfaitement régulier. Il est aussi très utile de garder une marge de flexibilité d'un facteur 2 quant à la durée des points. Cette liberté permet de réaliser les points nécessitant des niveaux d'énergie très élevés avec une longue durée et une puissance modérée plutôt qu'un chauffage court et avec une puissance très élevée. En effet les forts niveaux de puissance acoustique même très brefs suffisent à déclencher un effet de cavitation qui modifie le comportement du tissu [Sok03], ce qui n'est pas l'effet recherché ici. Au final, seule une trajectoire durant 2,2s avec 12 points, comme celle décrite figure 3-30, est retenue parmi les 147 points de la fonction trajectoire initiale.

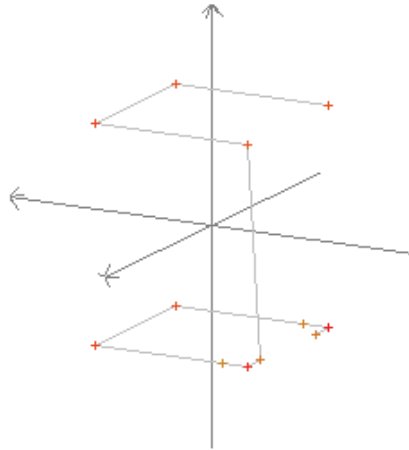


Figure 3-30 : Trajectoire de 12 points extraite de la densité de points figure 3-29

Les points conservés sont ceux de plus haut niveaux énergétiques, les autres points sont en général réalisés à la trajectoire suivante si le calcul de la contre-réaction le juge nécessaire. L'ordonnance temporelle de ces points parmi la trajectoire ne semble pas avoir d'effet significatif sur le chauffage induit compte tenu des faibles durées mises en jeux.

Une fois la position des points et leur niveau énergétique définis, il est possible de réaliser cette trajectoire en ajustant la durée ou la puissance de chacun de ces points. Lorsque ce choix est possible, il est préférable de modifier la durée plutôt que la puissance. Il est bien plus prudent d'utiliser des émissions de longue durée que de fortes puissances, aussi bien pour l'usure du matériel que pour la sécurité du patient. Evidement la durée d'un point ne doit pas dépasser 2,2s puisque la somme de tous les points doit être égale à la durée de la trajectoire choisie. De même une limitation minimale est imposée pour chacun des points à 80ms puisque le temps de commutation de tous les signaux du générateur est limité. Concernant les puissances utilisées, elles sont ici limitées au maximum à 200W électrique mais elles ne possèdent pas de limite inférieure. Evidement lorsqu'une puissance nulle est associée à un des points de la trajectoire celui ci est automatiquement supprimé de la liste.

En bref toutes ces contraintes parfois contradictoires nécessitent l'utilisation d'un algorithme pour définir la durée et la puissance de chacun des points. Cet algorithme est initialisé en associant une puissance identique à chaque point mais avec une durée variable calculée de façon à avoir la répartition énergétique souhaitée. La constante de puissance initialement choisie n'a aucune importance puisqu'elle est modifiée par la suite.

La première étape de la boucle d'itération consiste à modifier la durée de tous les points par un même facteur de façon à obtenir la durée de la trajectoire voulue. La puissance de chacun des points est divisée par ce même facteur pour conserver l'énergie voulue en chacun d'eux.

La seconde étape a pour but d'imposer un temps minimum à tous les points de trop courte durée. Pour les points dont la durée a été rallongée, la puissance est diminuée pour conserver l'énergie initialement définie.

La troisième et dernière étape est de tronquer la puissance de tous les points excédants la puissance maximum choisie. Pour préserver l'énergie prédéfinie, la durée des points modifiés est alors augmentée.

Ces deux dernières étapes ayant augmenté la durée totale de la trajectoire, l'algorithme réitère le calcul à la première étape une dizaine de fois. Cet algorithme s'exécute très rapidement (en un temps inférieur à la milliseconde) puisque le nombre de points traités est faible (12 points). Toutefois dans certains cas, il n'existe pas de trajectoire respectant ces limitations avec l'énergie voulue. Par exemple si l'énergie totale voulue est supérieure au produit de la puissance maximum par la durée de la trajectoire, ou si le nombre de points

multiplié par le temps minimum dépasse la durée de la trajectoire. Mais en sortant de la boucle d'itération, les limitations sur la puissance maximum et le temps minimum sont toujours vérifiées. Seule la durée de la trajectoire peut être plus longue que prévue. Dans ce cas, les derniers points ne sont pas réalisés. Comme les autres points de la fonction trajectoire initiale, ces points sont réalisés durant la dynamique suivante.

Le passage de l'énergie requise à la fonction densité de points est limité par la forme du point focal et donc du transducteur. Ensuite la conversion de la fonction trajectoire en une trajectoire discrétisée est plutôt limitée par le générateur de signaux utilisé.

3.4.2.4 Décalage temporel de la consigne de température

Les méthodes décrites jusqu'à présent permettent de calculer la trajectoire pour atteindre la température voulue. Il suffit alors de choisir convenablement la température de consigne pour effectuer le chauffage voulu. Le plus souvent celle-ci est définie temporellement par une température cible de 12° à 15° durant quelques minutes de façon à obtenir la dose thermique nécessaire à l'ablation des tumeurs. Cette consigne peut être choisie beaucoup plus faible pour une utilisation non destructive comme l'expression génique ou le dépôt local de médicament. La phase transitoire de la montée en température est obtenue par un cosinus sur élevé. Ceci permet de ne pas créer de discontinuité de la courbe de consigne et de sa dérivée, ce qui est plutôt favorable à la stabilité de l'asservissement.

Concernant la répartition spatiale de la consigne de température, elle est choisie en général uniforme sur toute la tumeur et nulle en dehors dans le but d'obtenir un traitement homogène sur la région cible tout en protégeant au mieux les tissus voisins. Ainsi la consigne de température est une fonction carrée dont l'amplitude varie selon la consigne temporelle définie préalablement.

Toutefois la montée en température de tout un volume nécessite souvent une quantité d'énergie importante, ce qui peut durer une à deux minutes compte tenu des limitations matérielles et de la taille du volume. Cependant, durant cet intervalle de temps le chauffage se propage vers l'extérieur par effet de diffusion. Une méthode pour limiter cet effet consiste à modifier la répartition de la consigne de façon à terminer la montée en température par les points situés à la périphérie du volume comme pour la spirale. Pour cela la même consigne temporelle est utilisée pour chacun des points avec un léger décalage proportionnel à sa distance par rapport au point central. De cette façon le point central est chauffé en premier. Ce chauffage est ensuite propagé aux points voisins avec une vitesse définie par l'opérateur. La figure 3-31 montre l'exemple de consigne utilisée par la suite pour chauffer un segment de 11 voxels (de -5mm à +5mm) en décalant cette consigne de 5s pour chaque millimètre.

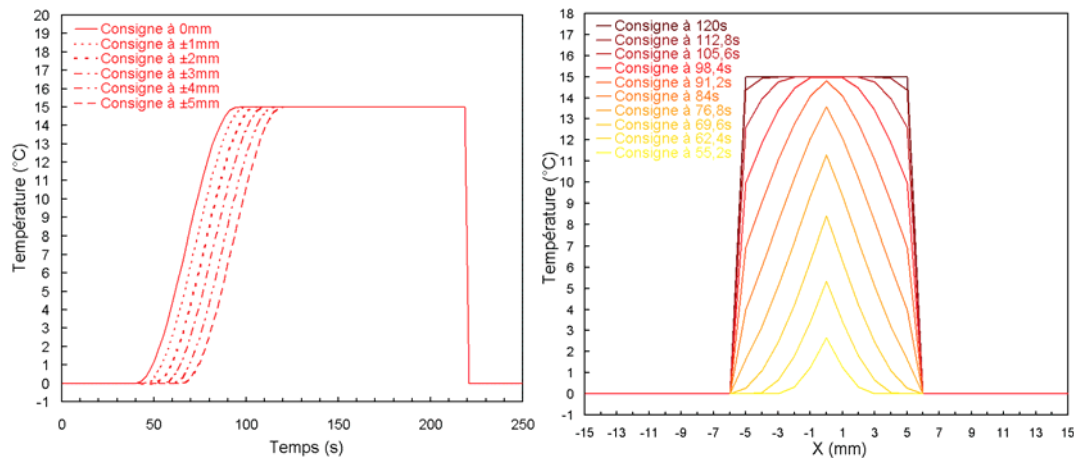


Figure 3-31 : Consigne de température temporelle à gauche et spatiale à droite décalé de 5s/mm pour les points excentrés

Par conséquent les consignes temporelles sont translatées les unes des autres à l'exception de la fin du traitement qui est synchronisée pour l'ensemble des points. En effet, les points centraux ne peuvent pas refroidir avant les points périphériques. La répartition spatiale de la consigne de température prend une forme similaire à la consigne temporelle sur un intervalle de 25s. Si la montée en température est linéaire au cours du temps, la consigne spatiale forme une droite. Par effet de symétrie par rapport au point central la consigne spatiale de température forme initialement un triangle d'amplitude et de largeur croissantes. Une fois la largeur et l'amplitude voulues atteintes cette consigne spatiale s'arrondit pour former progressivement la fonction carrée permettant par la suite le traitement homogène.

3.4.3 Résultats expérimentaux

Pour évaluer l'efficacité de cette méthode de contrôle de la température plusieurs asservissements ont été effectués avec le transducteur matriciel et le générateur 256 voies présenté précédemment. La séquence d'acquisition utilisée est toujours la même avec 6 coupes de 128×128 voxels de dimension $1 \times 1 \times 4 \text{ mm}^3$. La séquence en écho de gradient utilisée a un temps d'écho de 18ms et un temps de répétition de 300ms. De plus les techniques de traitement d'image présentées au chapitre 2 ont été systématiquement appliquées aux résultats présentés ci dessous.

3.4.3.1 Contrôle de la température linéaire

Le premier contrôle spatial effectué couvre un segment de 11 mm aligné le long de l'axe X. La consigne de température utilisée est un chauffage homogène de 15°C durant 120s pour obtenir 3,5 fois la dose thermique. La montée en température est dans un premier temps effectuée de façon synchronisée pour les 11 voxels contrôlés.

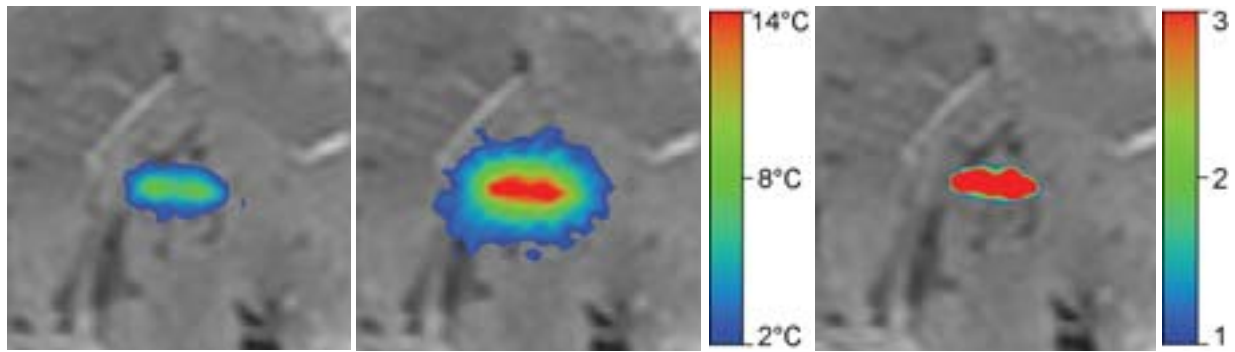


Figure 3-32 : Contrôle de la température sur un segment de 11mm.
 Les deux cartographies de gauche présentent la température à la dynamique 32 et 48.
 La cartographie de droite est la dose thermique obtenue à la fin du chauffage.

La figure 3-32 présente deux cartographies de température acquises au milieu et à la fin de la montée en température. La forme chauffée correspond exactement à celle voulue, soit un segment de largeur 11mm de température homogène. Comme toujours la diffusion thermique propage la température au tissu voisin ce qui élargit légèrement la nécrose obtenue qui comme le montre la carte de dose thermique dans la figure 3-32 à la fin du chauffage mesure $12 \times 4 \text{mm}^2$.

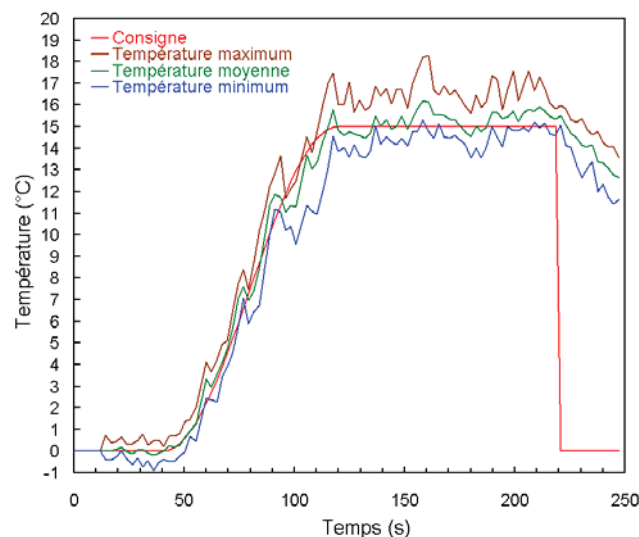


Figure 3-33 : Température maximum, moyenne et minimum au cours du temps pour les 11 voxels asservis par rapport à la température de consigne

Pour une étude plus statistique que visuelle, la figure 3-33 présente la température minimum, moyenne et maximum pour les 11 voxels où l'asservissement PID est effectué. L'ensemble de ces points suit la consigne de température à $0,6^\circ\text{C}$ près en moyenne. L'écart entre le minimum et le maximum est d'environ 2°C durant tout le chauffage. Par conséquent tous les points contrôlés induisent la dose thermique voulue selon la consigne choisie.

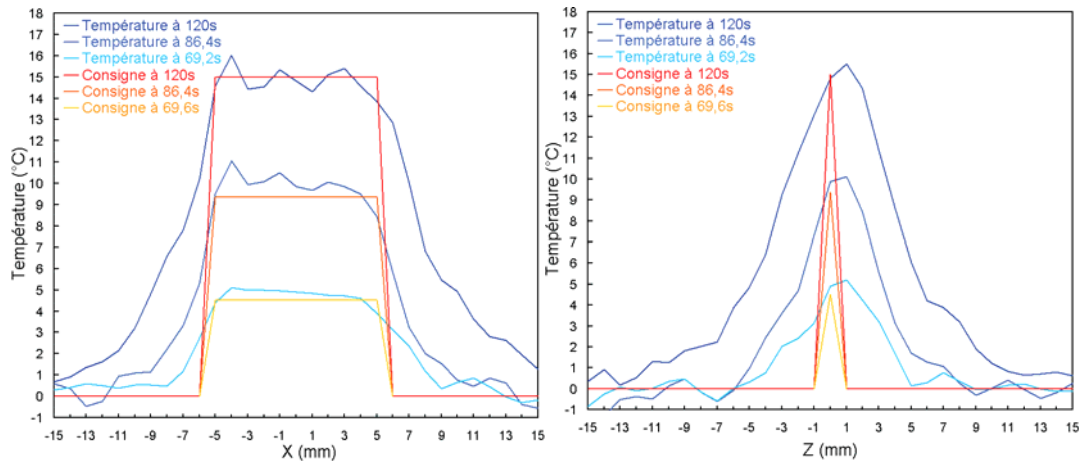


Figure 3-34 : Répartition spatiale de la température le long des axes X et Z au début, au milieu et à la fin de la montée en température

La Figure 3-34 montre la répartition de la température au début, au milieu et à la fin de la montée en température le long des axes X et Z. L'élévation de température produite par les multiples points de focalisation forme un chauffage homogène dont l'amplitude varie selon la consigne spatiale et temporelle préalablement choisie. Seul l'effet de la diffusion thermique qui s'oppose constamment à l'établissement de gradients de température, empêche la réalisation d'une fonction carrée. La diffusion thermique élargit la zone chauffée dans toutes les directions de l'espace.

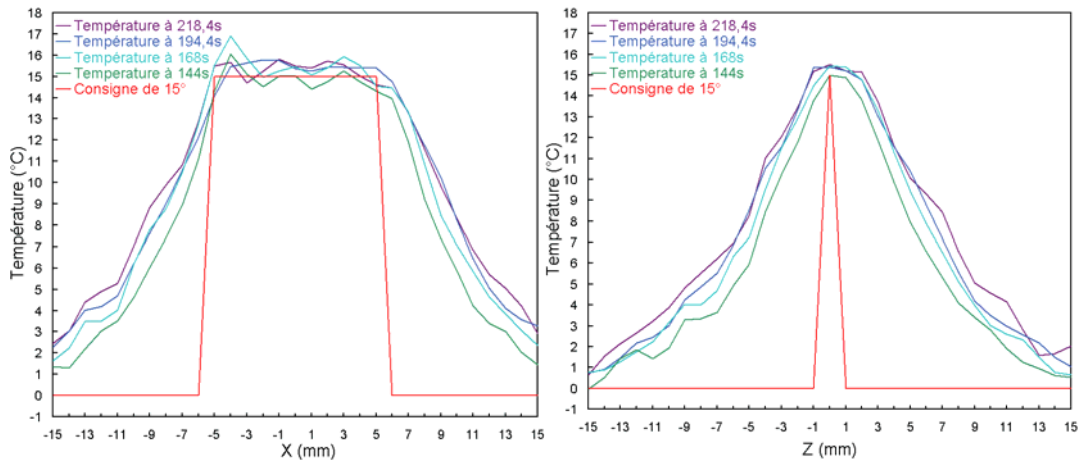


Figure 3-35 : Répartition spatiale de la température le long des axes X et Z à 4 instants durant le maintien de la température à 15°C

Comme le décrit la figure 3-35, une fois la consigne de température de 15°C atteinte celle-ci est maintenue précisément jusqu'à la fin du chauffage. La seule différence entre les différentes cartographies thermiques est l'élargissement progressif de la zone chauffée par diffusion thermique.

3.4.3.2 Contrôle de la température linéaire avec un décalage

L'expérience précédente a été reproduite en remplaçant la consigne de température par celle décrite dans la figure 3-31 dont la montée en température est légèrement différée pour les points éloignés du centre. Le but de cette modification est de diminuer l'étalement de la température. Pour être comparable au chauffage précédent cette nouvelle consigne a été

choisie comme précédemment avec une montée en température durant 80s pour l'ensemble des points. De même la température de consigne maximale est de 15°C durant 100s pour produire la même dose thermique sur les points périphériques. Les points centraux sont légèrement plus nécrosés puisqu'ils atteignent le maximum de 15°C légèrement plus tôt.

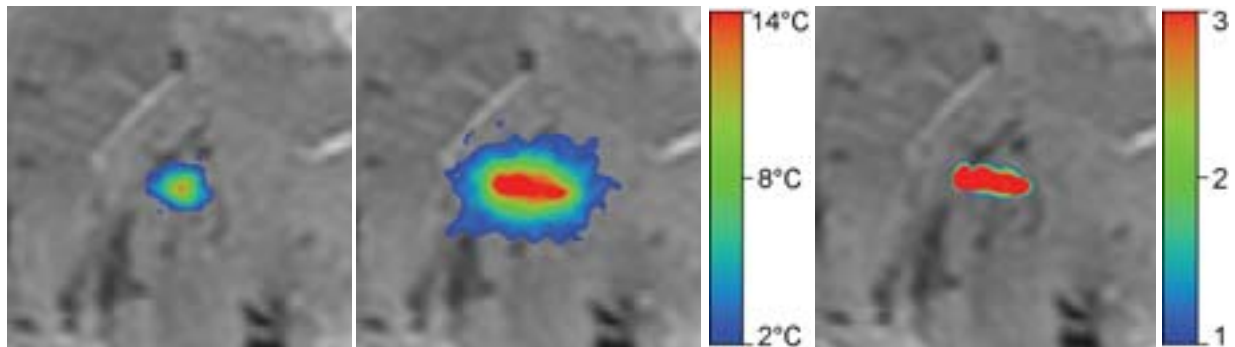


Figure 3-36 : Contrôle de la température sur un segment de 11mm de largeur avec la consigne de température dans la figure 3-31 temporellement décalée pour chaque point. Les deux cartographies de gauche présentent la température à la dynamique 32 et 48. La cartographie de droite est la dose thermique obtenue à la fin du chauffage.

La figure 3-36 montre les deux cartes thermiques obtenues au milieu et à la fin de la consigne de température. Comme prévu le point central est chauffé en premier puis les points voisins suivent pour obtenir finalement le chauffage uniforme d'un segment de 11mm comme souhaité. Comme toujours le chauffage s'élargit par diffusion thermique mais cette fois ci de façon moindre le long de l'axe X à l'extrémité du segment, comparativement à la carte de thermiques présenté figure 3-32. La nécrose obtenue en fin de chauffage de 11×4mm² présenté figure 3-36 est similaire à la précédente à la différence près qu'elle est légèrement plus courte d'un millimètre.

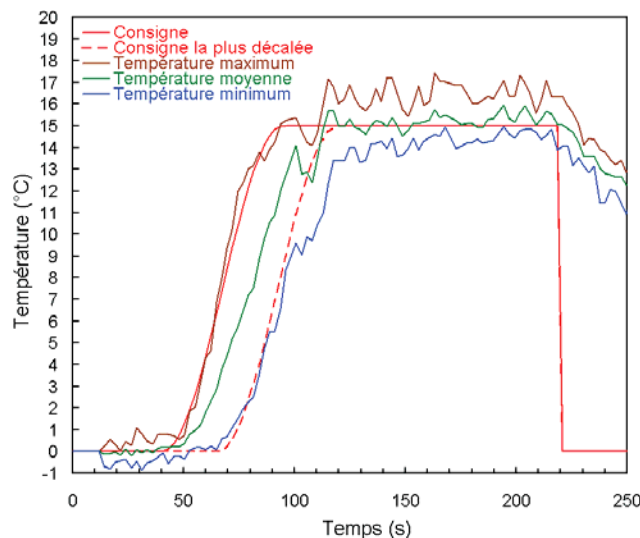


Figure 3-37 : Température maximum, moyenne et minimum au cours du temps pour les 11 voxels asservis par rapport à la température de consigne. La consigne de température la plus décalée temporellement est représentée en pointillé.

L'étude statistique de la température minimum, moyenne et maximale de la température des 11 voxels sous contrôle est légèrement différente puisque la consigne n'est pas la même pour chacun des points. Par conséquent durant la montée en température le point

central correspond systématiquement au point le plus chaud et les deux points périphériques aux points les plus froids. Pendant cette phase l'écart entre la température maximum et minimum est élargi de façon à correspondre à la différence entre la consigne centrale et la consigne la plus décalée. Une fois la montée en température finie cet écart entre la température maximum redevient de 2°C comme précédemment. De même le plateau de température à 15°C est suivi avec une précision moyenne de 0,5°C.

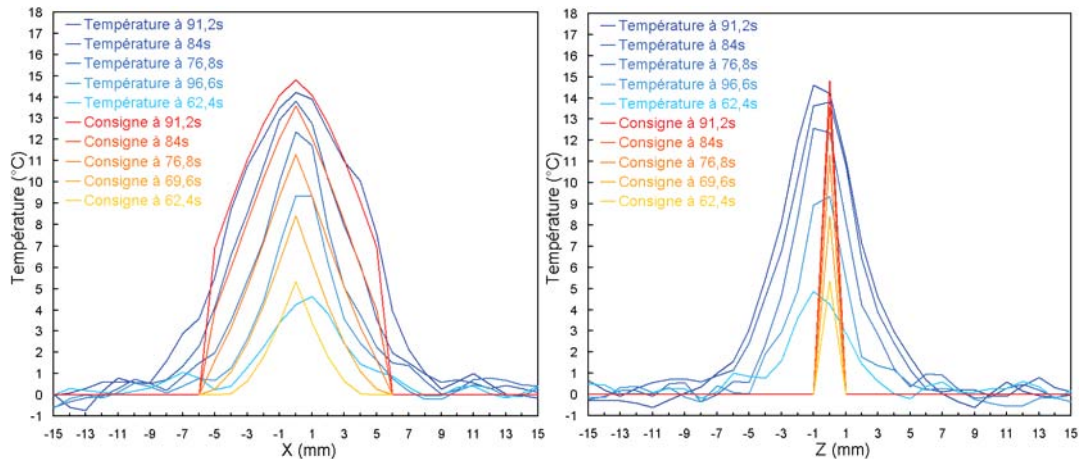


Figure 3-38 : Répartition spatiale de la température le long des axes X et Z à 5 instants différents de la montée en température

Pour observer la flexibilité avec laquelle l'algorithme d'asservissement spatial peut contrôler la température, 5 des consignes triangulaires et des températures correspondantes obtenues sont représentés figure 3-38. La répartition spatiale de la température suit précisément la consigne de température quelque soit sa forme, tant que les gradients de température imposés ne dépassent pas ceux produits par la diffusion thermique. Dans cet exemple avec une pente maximale de 2°C/mm cette limitation n'est pas gênante. De plus la température à l'extérieur du volume chauffé le long de l'axe X est moindre puisqu'elle ne dépasse pas 4°C à l'instant 90s. L'élargissement du volume chauffé le long de l'axe Z est en revanche légèrement plus élevé que précédemment puisque la montée en température au point central est effectuée plus rapidement.

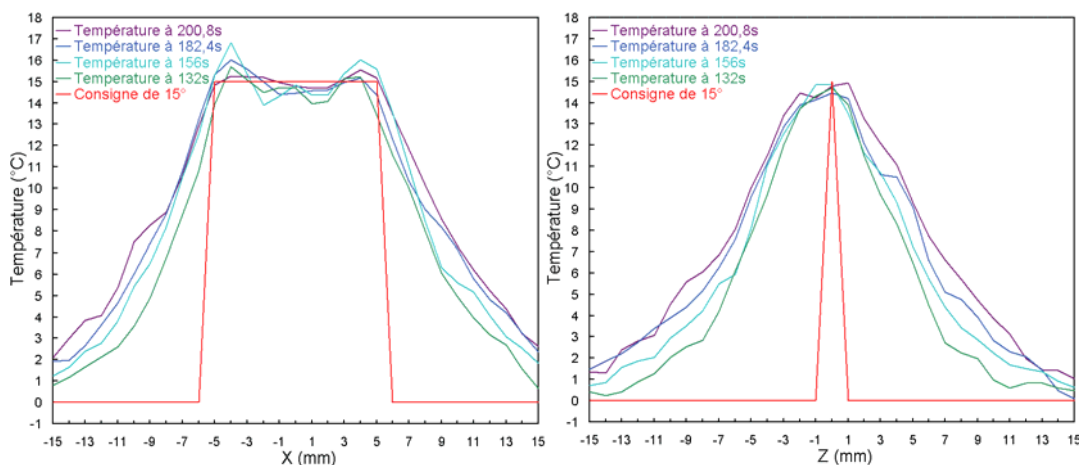


Figure 3-39 : Répartition spatiale de la température le long des axes X et Z à 4 instants durant le maintien de la température à 15°C

Comme le décrit la figure 3-39, la température est maintenue constante et homogène sur le volume chauffé, seule la température extérieure augmente progressivement. Pour

évaluer cet élargissement du chauffage par diffusion thermique et comparer les deux expériences précédentes, la figure 3-40 reporte la largeur à mi-hauteur soit 7,5°C du volume chauffé le long des axes X et Z.

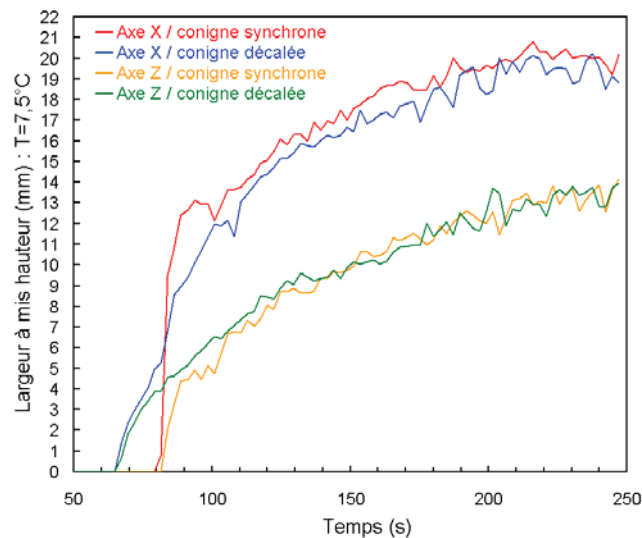


Figure 3-40 : Largeur à mi-hauteur soit 7,5°C des chauffages dans les figures 3-36 et 3-32 réalisés avec une température de consigne synchronisée ou décalée en chaque point.

Durant la montée en température de 60s à 120s, les largeurs à mi-hauteur des deux expériences sont très différentes. Le chauffage réalisé avec une consigne de température synchronisée fait franchir la valeur de 7,5°C à l'ensemble des points simultanément, ce qui explique l'augmentation brutale de la largeur à mi-hauteur à 80s. D'une autre façon, le chauffage réalisé avec une consigne décalée amène d'abord la température centrale au dessus de 7,5°C puis ensuite les points voisins de proche en proche, ce qui induit une augmentation progressive de la largeur à mi-hauteur jusqu'à 11mm. C'est ensuite la diffusion thermique qui fait croître la largeur à mi-hauteur. Au bilan, la largeur à mi-hauteur le long de l'axe X pour le chauffage avec une consigne décalée est inférieure à celle obtenue pour une consigne synchronisée de 1mm. En effet les points excentrés sont chauffés plus tardivement. Le long de l'axe Z, le phénomène inverse est observé de façon moindre puisque le point central est chauffé plus rapidement. Avec l'avancement du chauffage ces différences s'estompent. Ceci justifie la taille de la nécrose obtenue avec une consigne décalée qui est plus longue d'un millimètre et de largeur identique à celle obtenue avec une consigne synchronisée.

3.4.3.3 Contrôle de la température 3D cubique

Pour évaluer les performances de l'algorithme de contrôle de température sur un volume 3D, le cube de 147 points décrit précédemment figure 3-28 a été chauffé avec une consigne synchronisée de 12°C durant 220s pour obtenir une dose thermique sur l'ensemble de ce volume. Les résultats obtenus durant cette expérience sont reportés figure 3-41.

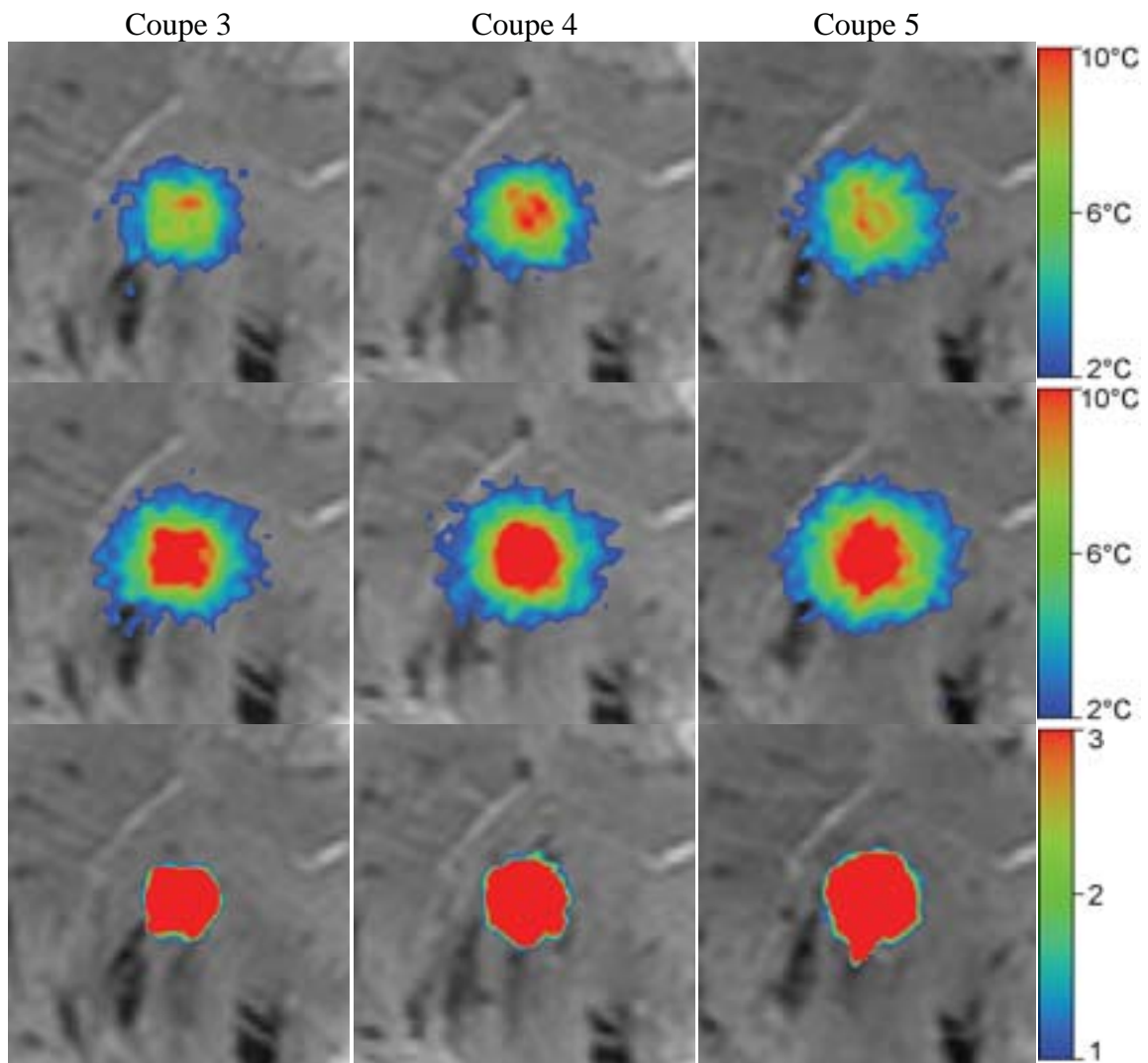


Figure 3-41 : Contrôle de la température sur un volume cubique de $7 \times 7 \times 3$ voxels.
 Les deux premières lignes présentent les cartes thermiques
 au milieu et à la fin de la montée en température.
 La dernière ligne montre la dose thermique obtenue à la fin du chauffage

Les cartographies de température des 3 coupes d'intérêt indiquent un chauffage cubique de 6° puis de 10° comme escompté. La forme carrée apparaît distinctement sur la coupe 3 (la plus en profondeur dans le tissu) et s'arrondit de plus en plus sur les coupes 4 et 5. Il en va de même pour la nécrose obtenue en fin de chauffage qui forme un carré de côté 8mm qui s'arrondit progressivement sur les coupes 4 et 5.

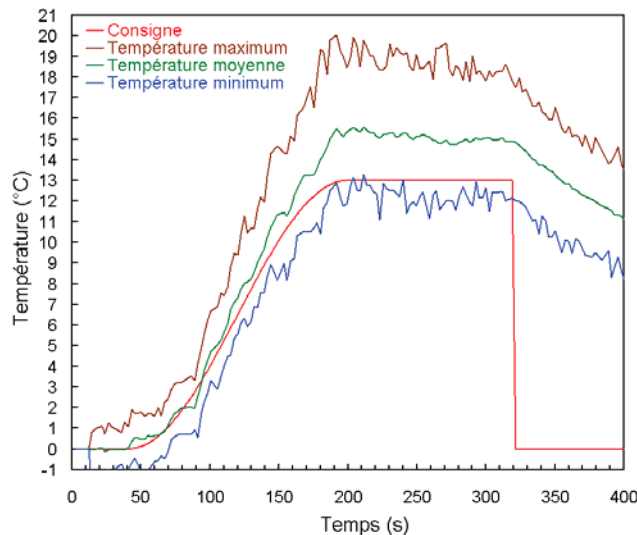


Figure 3-42 : *Température maximum, moyenne et minimum au cours du temps pour les 147 voxels asservis par rapport à la température de consigne.*

L'analyse statistique de la température minimum, moyenne et maximum sur l'ensemble du volume chauffé présenté figure 3-42 indique des écarts plus importants que ceux obtenus précédemment. En effet la différence entre la température maximum et la température minimum est en moyenne de 6°C au lieu de 2°C puisqu'il y a $147/11=13$ fois plus de points contrôlés. L'influence du bruit sur cette différence est par conséquent plus de 3 fois plus importante. La température moyenne calculée est par contre d'autant moins bruitée. Cependant elle indique clairement un dépassement constant de 3° de la température de consigne. Cet effet provient de l'algorithme d'asservissement PID et détection du maximum de l'énergie requise qui force le voxel le plus froid à atteindre la consigne de température au dépens des voxels trop chauds. En outre le voxel de température minimum se situe systématiquement sur la coupe 3 et celui de température maximum sur la coupe 4. Pour observer cet effet plus en détail, la figure 3-43 montre le chauffage réalisé sur les trois coupes centrales le long des axes X et Z au début, au milieu et à la fin de la montée en température.

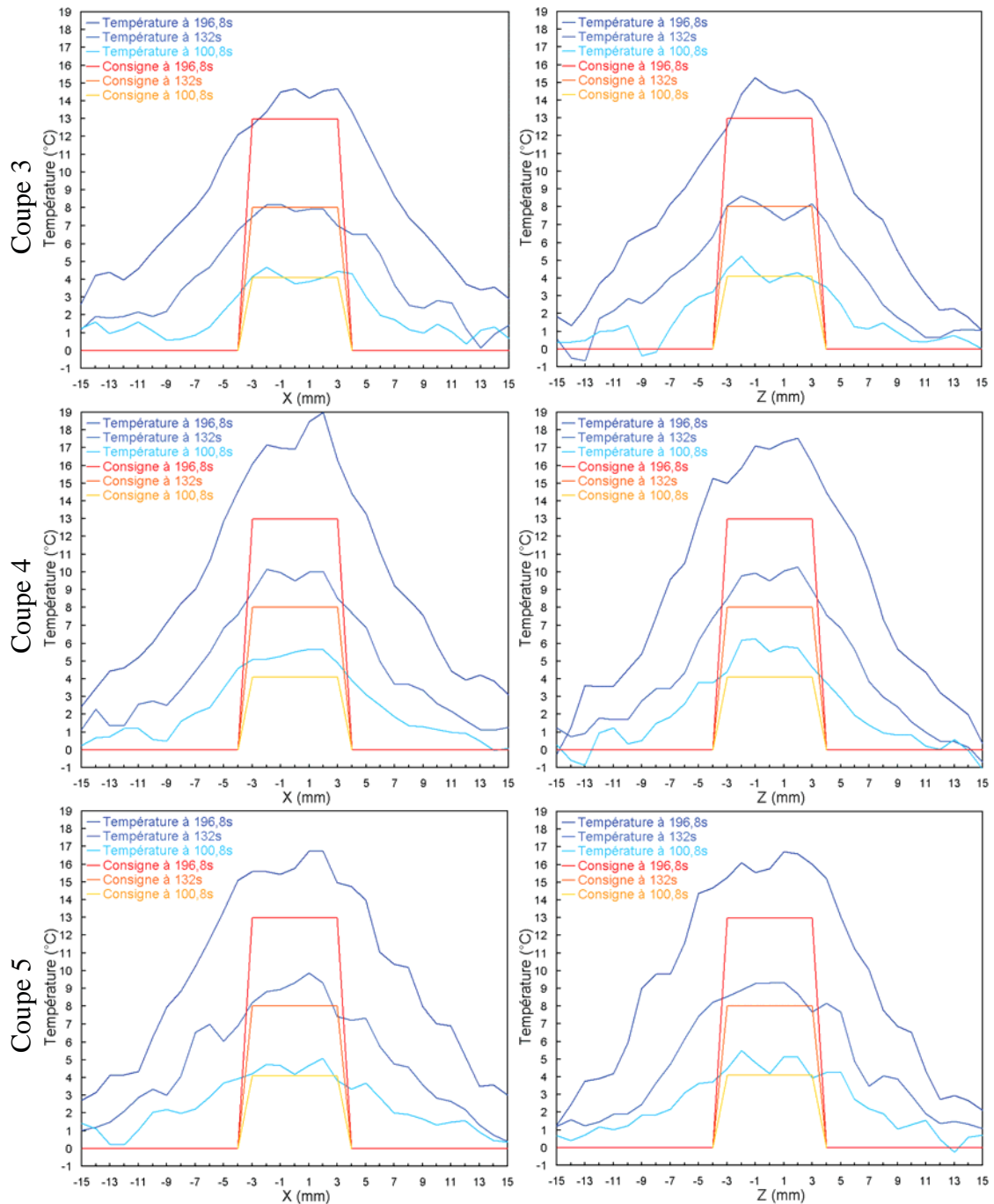


Figure 3-43 : Répartition spatiale de la température le long des axes X et Z sur les coupes 3, 4 et 5 au début, au milieu et à la fin de la montée en température

La consigne de température est atteinte précisément sur la coupe 3. Toutefois, cette coupe est de façon globale plus froide que les coupes 4 et 5. En effet, la température mesurée sur ces deux autres coupes dépasse la consigne de température. Sur la coupe 4, la plus chaude de toutes, ce dépassement peut atteindre 6°C.

De part l'effet de superposition des différents cônes de propagation ultrasonore, le chauffage d'une surface induit un chauffage 1,3 fois plus allongé. Ainsi chaque chauffage réalisé sur la coupe 3 induit un chauffage équivalent sur les coupes 4 et 5. Avec en plus l'effet d'atténuation de l'onde ultrasonore durant la traversée du tissu, l'énergie arrivant sur la coupe 3 (la plus en profondeur dans le tissu) est inférieure à celle ayant traversé les coupe 4 et 5. Au final seule la température sur la coupe 3 est contrôlée, puisqu'un chauffage sur la coupe la

plus en profondeur induit un chauffage plus important sur les autres coupes. En effet comme le montre le tableau 3-1, 85% de l'énergie totale émise est focalisée dans la coupe 3

	Coupe 3	Coupe 4	Coupe 5
Energie déposée	85,25%	8,03%	6,72%

Tableau 3-1 : Répartition en profondeur de l'énergie déposée pour un chauffage cubique

Malgré tout, comme le montre la figure 3-44, la température maximum relevée le long de l'axe Y se trouve sur la coupe 4. Aussi à l'extérieur des coupes 3, 4 et 5, la température décroît. Evidemment cette décroissance reste très limitée, surtout sur la coupe 6 entre le transducteur et le volume chauffé. La nécrose obtenue sur cette coupe est de taille équivalente à celle obtenue sur les autres coupes. L'absorption du tissu et l'effet de chevauchement imposent l'obtention d'un chauffage plutôt allongé vers la source d'énergie (le transducteur). En pratique cette conséquence est néfaste pour la sécurité du traitement, puisqu'il peut provoquer des brûlures cutanées si le traitement est appliqué à moins de 15mm de la peau.

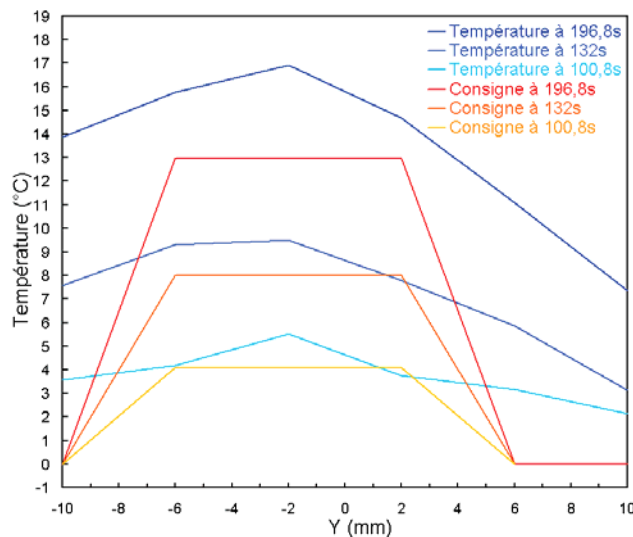


Figure 3-44 : Température le long de l'axe Y au début, au milieu et à la fin de la montée en température

En dépit de ces contraintes physiologiques et matérielles, l'asservissement PID permet de définir l'énergie strictement nécessaire pour nécroser la coupe la plus en profondeur. L'algorithme peut être encore optimisé en utilisant un modèle de la forme du point de focalisation qui tient compte du coefficient d'absorption et d'atténuation du tissu, mais même sans cela le résultat voulu est obtenu.

	Coins	Arêtes	Autre
Energie déposée	63%	33,3%	3,7%

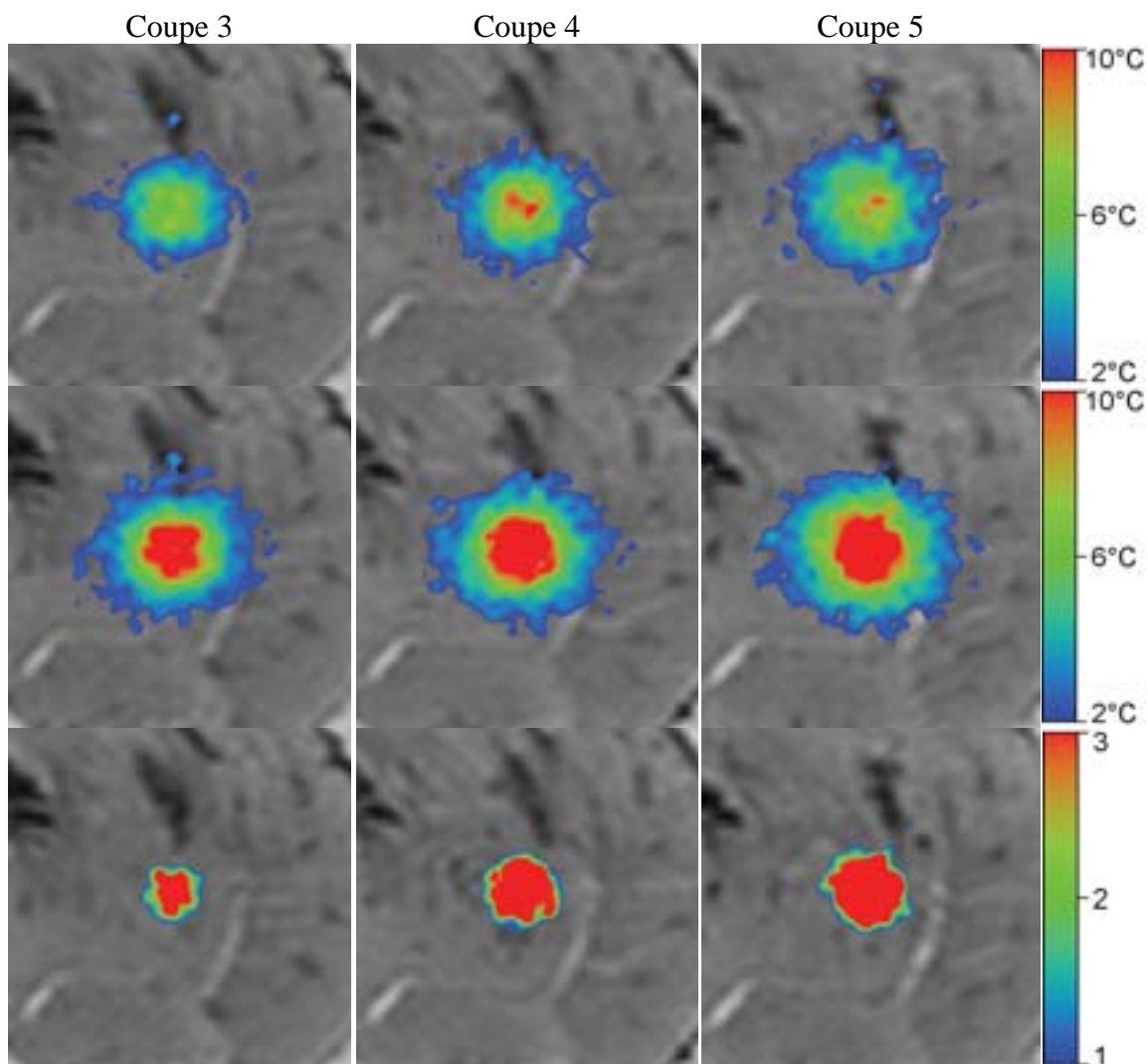
Tableau 3-2 : Répartition géométrique de l'énergie déposée pour un chauffage cubique

D'autre part l'étude de la répartition géométrique de l'énergie déposée (tableau 3-2) indique que deux tiers de l'énergie totale est situé dans les coins, un tiers sur les arêtes et un pourcentage négligeable au centre. Cette répartition est similaire à la densité de points obtenue avec l'algorithme de détection du maximum figure 3-29. De façon générale pour une topologie 3D, il est inutile de focaliser à l'intérieur du volume puisque celui ci est toujours chauffé lors de la focalisation sur les points périphériques. Pour cette raison l'utilisation d'une

consigne de température décalée en trois dimensions ne présente aucune différence notable sur le chauffage produit.

3.4.3.4 Contrôle de la température 3D sphérique

L'obtention d'un chauffage cubique est théoriquement très instructive, mais ne correspond pas vraiment à la forme des tumeurs qui sont en général plutôt sphériques. De plus la quasi-totalité de l'énergie est déposée dans les coins et les arêtes du cube. Pour obtenir une répartition du dépôt énergétique plus homogène et un chauffage plus réaliste l'expérience précédente a été reproduite avec un chauffage sphérique. La consigne temporelle de température est identique mais les coins et les arrêtes du cubes ont été retirés de la consigne spatiale.



*Figure 3-45 : Contrôle de la température sur un volume sphérique de 87 voxels.
Les deux premières lignes présentent les cartes thermiques
au milieu et à la fin de la montée en température.
La dernière ligne montre la dose thermique obtenue à la fin du chauffage*

Similairement aux autres expériences, deux cartographies de température obtenues au milieu et à la fin de la montée en température ainsi que la dose produite à la fin du chauffage sont reportées figure 3-45. Étant donné la nouvelle consigne sphérique choisie, les formes de

montée en température et de dose thermique obtenues sont arrondies de diamètres plus ou moins grands selon la coupe observée. Seul le diamètre du chauffage et de la nécrose produite sur la coupe 5 est légèrement plus grand que prévu. D'autre part, le chauffage est assez homogène sur le volume cible excepté sur la coupe 4 qui est un peu plus chaude au centre de la sphère. Comme pour chaque volume chauffé, la température centrale est plus élevée compte tenu de l'effet de diffusion thermique et de la superposition des faisceaux acoustiques.

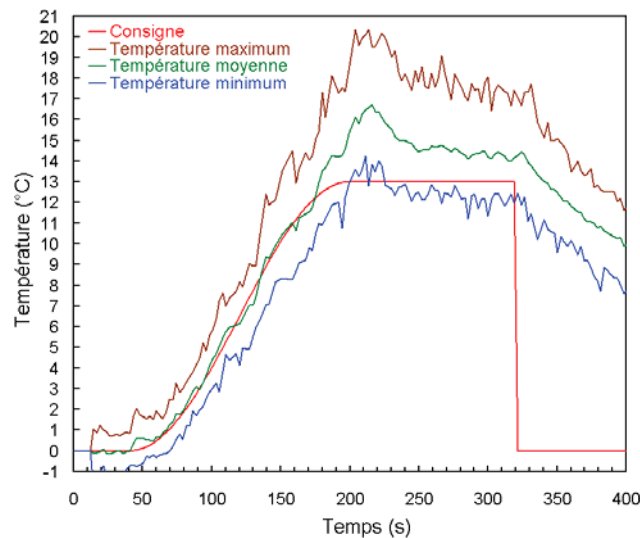


Figure 3-46 : Température maximum, moyenne et minimum au cours du temps pour les 87 voxels asservis par rapport à la température de consigne.

La différence entre la température maximum et minimum sur le volume asservi présenté figure 3-46 est maintenant de 5°C. Cet écart bien que plus faible que précédemment, reste toujours assez important car le nombre de voxels contrôlés (89) est bien plus grand que le nombre de points réalisés par trajectoire d'une part et la forme sphérique recherchée ne fait pas partie des formes rigoureusement réalisables. Les volumes réalisables avec cette géométrie de transducteur sont plutôt une ellipsoïde allongée dont le rapport de la hauteur sur largeur doit être supérieur ou égale à 1,3. Toutefois la forme sphérique est tout de même plus réalisable que la forme cubique, et par conséquent le dépassement de la température moyenne par rapport à la température de consigne est de 2°C au lieu de 3°C précédemment.

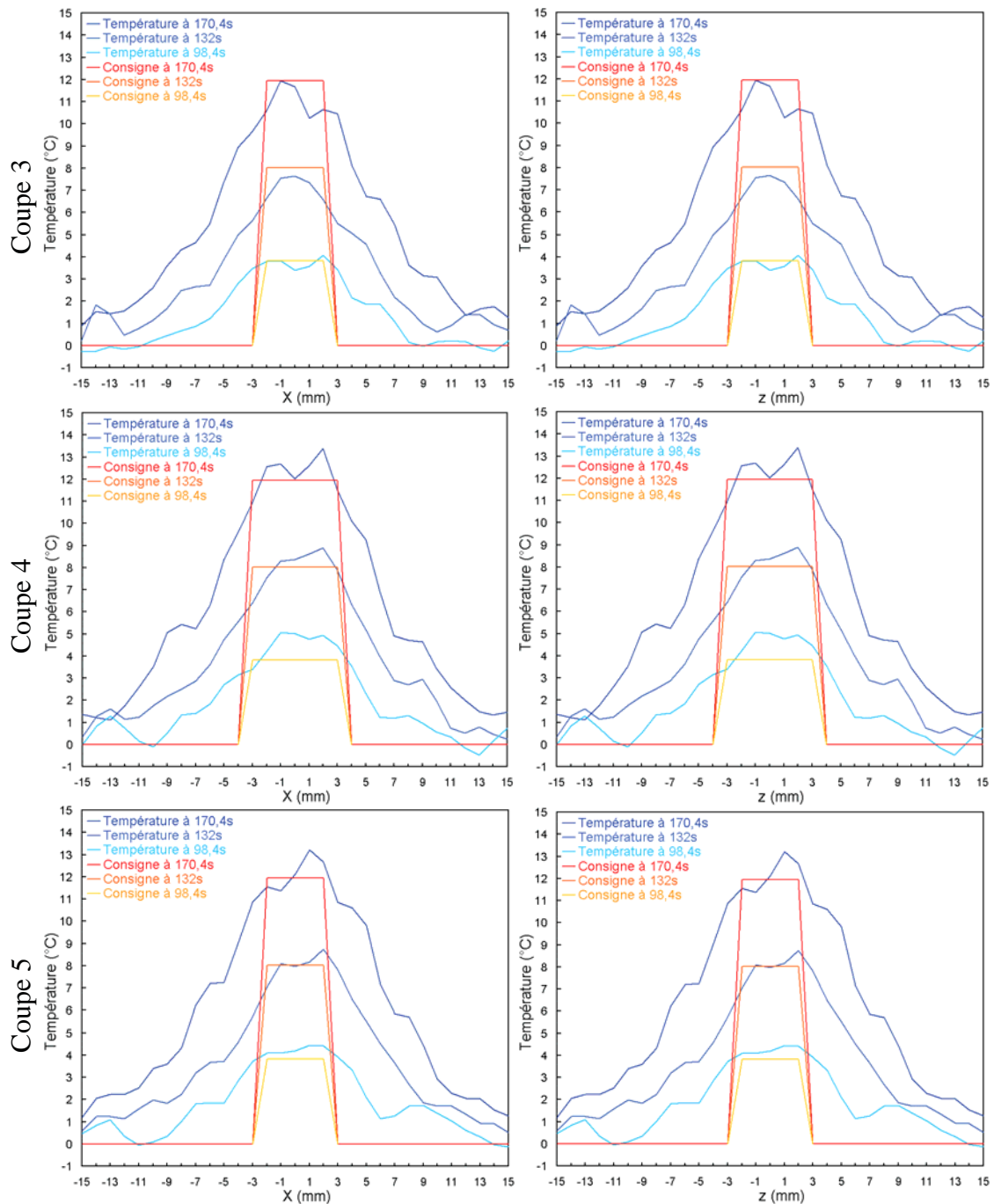


Figure 3-47 : Répartition spatiale de la température le long des axes X et Z sur les coupes 3, 4 et 5 au début, au milieu et à la fin de la montée en température

La figure 3-47 montre plus en détail les températures mesurées le long des axes X et Z pendant la montée en température. Comme précédemment la coupe 3 est la plus froide et la coupe 4 la plus chaude. Par contre le chauffage réalisé est beaucoup plus proche de la consigne de température. Bien que le tissu et le transducteur soient identiques, l'effet d'atténuation à la traversée du tissu et l'effet de superposition des cônes de propagation sont moins importants. L'atténuation est moindre car la coupe 3 la plus en profondeur comporte 21 points au lieu de 47 précédemment. Le chevauchement est plus faible puisque les points les plus éloignés du centre, les coins et les arrêtes du cube ont été retirés de la consigne spatiale. La répartition en profondeur de l'énergie déposée est maintenant plus homogène.

	Coupe 3	Coupe 4	Coupe 5
Energie déposée	46,88%	49,5%	3,62%

Tableau 3-3 : Répartition en profondeur de l'énergie déposée pour un chauffage sphérique

Comme le détaille le tableau 3-1, les points de focalisation sont répartis à peu près à part égale entre les coupes 3 et 4. Ce choix conduit au chauffage voulu de la coupe 5, bien qu'il ne comporte quasiment aucun point de focalisation. Par contre cette coupe ayant été chauffée en focalisant dans les coupes supérieures, la zone qui est chauffée ne peut pas être de diamètre inférieur à celle de la coupe 4. C'est pour cette raison que la nécrose finale obtenue sur la coupe 5 est largement plus grande que celle définie sur la consigne spatiale de température.

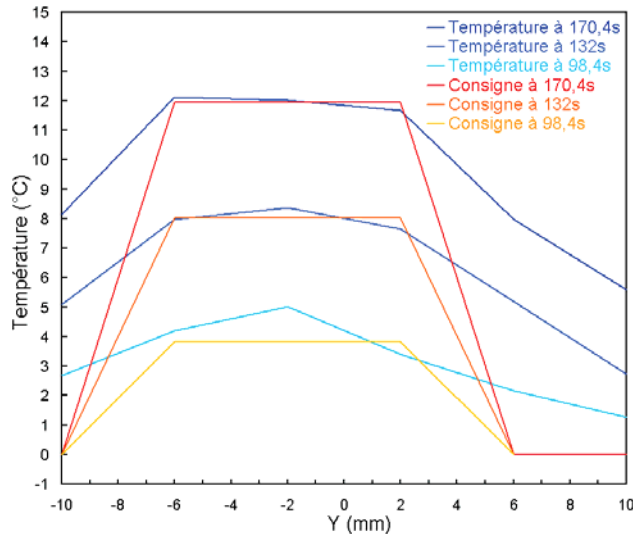


Figure 3-48 : Température le long de l'axe Y au début, au milieu et à la fin de la montée en température

La figure 3-48 indiquant la température centrale relevée le long de l'axe Y confirme la bonne homogénéité du chauffage entre les coupes 3, 4 et 5. De plus la température décroît plus rapidement sur les autres coupes puisque le volume chauffé est de dimension plus faible. D'autre part, ce n'est pas un hasard, si la température sur la coupe 3 est légèrement au dessus de la température de consigne au début de la montée en température comme indiqué précédemment dans la figure 3-44. Cette erreur liée à l'incomplétude de la forme du point de focalisation vis-à-vis du coefficient d'atténuation est rapidement compensée par l'algorithme d'asservissement PID.

3.5 Conclusion

L'extension de l'algorithme de contrôle ponctuel de la température décrit au chapitre 2 s'étend en théorie simplement à tout l'espace pour définir le contrôle spatial de la température. Sa mise en application par la production de la répartition énergétique ainsi calculée reste cependant plus complexe compte tenu des limitations matérielles.

L'utilisation d'une plateforme mécanisée de déplacement du point focal est très intéressante pour traiter de larges volumes. L'utilisation de trajectoires spiralées permet de compenser en partie la limitation en vitesse imposée par l'inertie des pièces à mouvoir. En répétant plusieurs fois cette trajectoire tout en modifiant la densité de points, la température est contrôlable en 2D. Le volume total chauffé et nécrosé est alors un ellipsoïde de hauteur proportionnelle au plus petit diamètre de la spirale.

La plateforme électronique de déplacement du point focal est extrêmement rapide et précise mais elle ne permet pas de traiter de grands volumes. En associant l'algorithme de détection du maximum avec l'asservissement spatial PID pour prendre en compte la forme du point focal, le contrôle de la température est réalisable en 3D. Le contrôle de la température est alors plus précis avec en plus une meilleure résolution spatiale et temporelle.

Le système de rétroaction 3D défini dans ce chapitre a pour but de contrôler la température minimum plutôt que la température moyenne du volume de consigne. Ceci est pratique pour effectuer l'ablation d'une tumeur maligne puisque la nécrose est ainsi garantie sur chaque voxel du volume. En revanche pour une utilisation non destructrice comme l'activation des liposomes thermosensibles cet asservissement devrait être modifié pour assurer plutôt une température maximale à ne pas dépasser. L'idéal étant bien sur un asservissement qui réalise les deux simultanément. Cela est plus ou moins réalisable selon la taille et la forme du volume chauffé. Par exemple un segment de quelques points s'en approche assez bien. Pour obtenir un contrôle précis de tout un volume quelle que soit sa forme, l'idéal est d'avoir un transducteur avec un grand angle d'ouverture comme celui présenté chapitre 5 associé à un générateur pouvant commuter très rapidement, de manière à pouvoir réguler la température de chacun des points indépendamment les uns des autres à chaque dynamique. Cette limitation technologique bien qu'améliorable ne sera jamais parfaite. Il est donc recommandé avant de commencer un traitement d'effectuer une simulation du chauffage induit pour anticiper et ajuster le volume de l'ablation.

Chapitre 4 : Traitement d'organes mobiles

4.1 Introduction

L'association des ultrasons focalisés et de l'IRM offre de nombreuses perspectives dans le traitement thermique des tumeurs cancéreuses de façon complètement non invasive. Cependant les systèmes non invasifs ont souvent une position fixe tandis que les organes sont animés de mouvements.

Les mouvements des organes peuvent se classer principalement suivant deux catégories selon leur occurrence temporelle : les mouvements accidentels comme lors de contraction d'un muscle et les mouvements périodiques qui sont liés au cycle respiratoire ou au cycle cardiaque, comme le foie ou le rein. Chacun de ces mouvements peut être vu sommairement comme un mouvement rigide (translation et rotation) mais ils sont en fait des mouvements élastiques plus complexes.

La mesure de température par IRM basée sur la fréquence de résonance des protons de l'eau est très sensible aux artefacts de mouvements (mouvements accidentels du patient, respiration, activité cardiaque). Une mesure de température précise permet d'évaluer correctement la position du point de focalisation et la dose thermique déposée au cours de l'expérience afin de permettre l'évaluation de la nécrose tissulaire en ligne. La sensibilité de cette méthode de thermométrie limite son application aux organes peu mobiles ou facilement restreints comme les muscles [Haz02], le sein [Hyn01] la prostate [Pet00] et le cerveau [Fin03][Per03]. Lorsque les causes physiques du mouvement sont réduites grâce à l'utilisation de technologies d'imagerie rapide qui limitent les artefacts de mouvement intrascan ou par synchronisation de l'acquisition à une phase stable du mouvement. (« Gating respiratoire » [Mor02], échos navigateurs [Zwa01, Brevet US 5938600]), des techniques de traitement d'images peuvent être employées afin d'améliorer la qualité de la thermométrie.

De plus, lors d'une intervention sur un organe mobile, la position du point focal peut être corrigée afin de suivre le mouvement du tissu. Ce chapitre décrit comment effectuer ainsi un chauffage ultrasonore sur tissu en mouvement. L'ensemble des techniques mises en oeuvre pour quantifier le mouvement et corriger les cartographies IRM ont été réalisées par Baudouin de Senneville qui les explique plus en détail dans sa thèse.

4.2 Monitoring du mouvement par IRM

4.2.1 Matériel de suivi du Mouvement

4.2.1.1 Plateforme ultrasonore synchronisée avec l'IRM

Cette étude sur le traitement d'organe mobile utilise l'ensemble de l'équipement ultrasonore matriciel présenté au chapitre précédent pour focaliser en un point déplaçable rapidement. Comme indiqué sur la figure 4-1, un module supplémentaire de synchronisation précis avec L'IRM est requis.

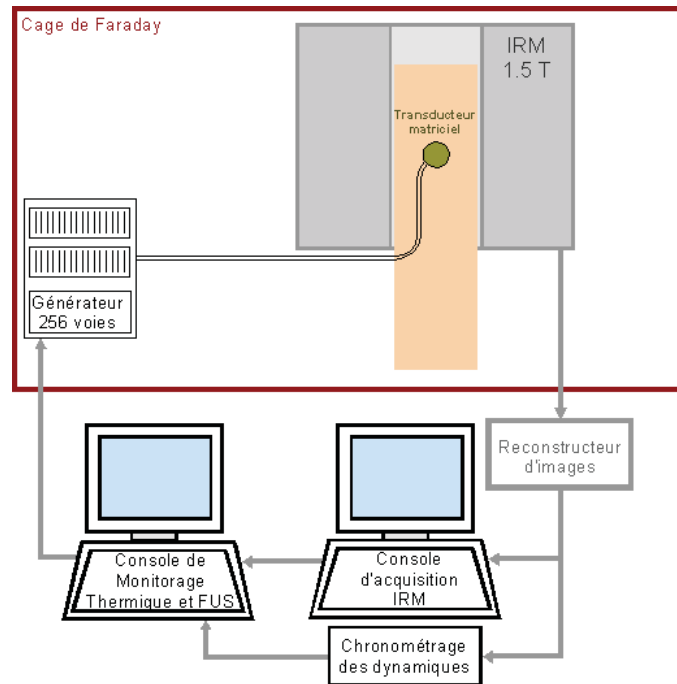


Figure 4-1 : Environnement de monitoring par IRM des ultrasons focalisés

L'IRM de 1,5 Tesla (Intera Philips) fournit simultanément des cartes anatomiques et des cartes de température en 3D de la région d'intérêt du patient, avec une résolution spatiale de l'ordre du millimètre, une précision de l'ordre de 0,5°C et une résolution temporelle de l'ordre de la seconde.

Les mesures acquises à l'intérieur de l'aimant sont converties en image par le reconstructor IRM qui effectue une transformée de Fourier et des filtrages avant d'afficher celle-ci sur la console d'acquisition.

Des cartographies de température incluant la zone à chauffer sont effectuées par l'IRM. Ces données sont transférées en temps réel par une connexion réseau haut débit de la console d'acquisition IRM vers une seconde console dédiée au monitoring des cartographies de température et au pilotage du système ultrasonore. Cette console est un Athlon 3,2GHz XP équipé de 1Go de RAM avec pour système d'exploitation Windows XP. A partir de ces données un programme évalue le mouvement de la zone d'intérêt pour recalibrer l'image, corriger les artefacts de mouvements sur les cartes thermiques et définir la position et l'intensité du prochain point cible pour focaliser toujours au même endroit.

Les mouvements périodiques nécessitent de plus la connaissance exacte de leur date d'acquisition afin de pouvoir anticiper le déplacement de la cible. Pour cela un micro contrôleur PIC fonctionnant à 20 MHz chronomètre à la micro seconde près les pulses de synchronisation émis par le reconstructor au démarrage d'une dynamique. Cette date est transmise en quelques millisecondes à la console de monitoring par une connexion RS232.

Les coordonnées et la puissance des prochains points cibles sont transmises à un générateur de signaux 256 voies, via des fibres optiques en quelques millisecondes. Ce générateur produit et amplifie les signaux électriques ultrasonores déphasés de sorte que le transducteur matriciel qui y est connecté émette une onde ultrasonore focalisée au point choisi. L'élévation de température induite à l'intérieur du point de focalisation permet ainsi d'obtenir la dose thermique nécessaire à l'obtention d'une nécrose [Sap84].

4.2.1.2 Plateforme d'évaluation du mouvement

Les algorithmes de recalage d'image et de correction de cartographie thermique ont été testés directement sur des patients. Cependant une plateforme d'évaluation détaillée figure 4-2 a été installée dans l'IRM afin de pouvoir focaliser dans un muscle de porc ex vivo mobile. Cette cible est déplacée à distance par un arbre de transmission. Les mouvements simulés sont alors accidentels si l'arbre est déplacé manuellement ou périodiques s'il est entraîné par un moteur. En faisant varier la tension d'alimentation du moteur, il est alors possible de choisir la période du mouvement. De plus le mouvement de la cible peut être rigide si elle est placée sur un support glissant ou élastique si elle est en face d'une butée.

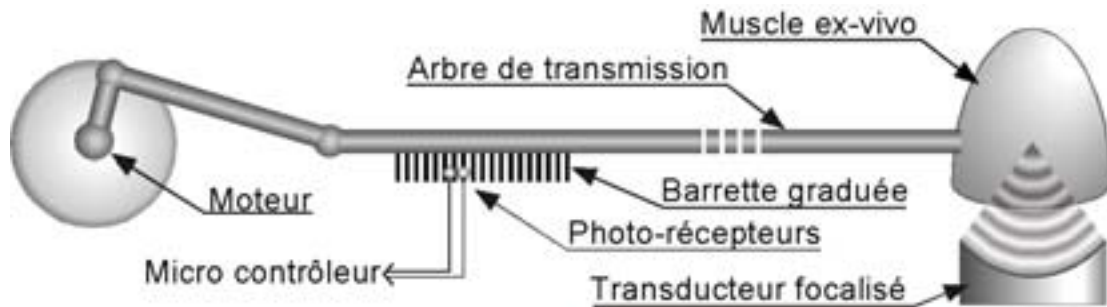


Figure 4-2 : Mécanisme utilisé pour déplacer la cible

Dans le cas de l'étude du mouvement rigide, translation de la cible, la position de l'arbre de transmission est mesurée par le biais d'une barrette graduée tous les millimètres. Deux photos diodes émettrice et réceptrice permettent de relever la position de cette règle avec une précision de 0,5mm. Le décomptage des graduations est effectué par un microcontrôleur PIC à 20MHz qui chronomètre à la microseconde près le déplacement de la cible. A chaque changement de position de la règle graduée, l'heure et la position de la cible sont transmises à la console de monitoring par le biais d'une connexion RS232 en quelques microsecondes. Ces relevés en temps réel de la position de la cible servent de référence pour évaluer la qualité du déplacement estimé et anticipé à partir des images provenant de l'IRM.

4.2.2 Méthodologie de suivi du mouvement

Les méthodes utilisées dans ce chapitre permettent d'une part de corriger les artefacts de thermométrie générés par le mouvement pour permettre le monitoring en temps réel de la température, d'autre part de corriger la position du point focal afin de suivre le déplacement de l'organe ciblé. Pour cela une estimation robuste du champ de déplacement des organes est nécessaire.

Le traitement d'une image doit être fait rapidement pour assurer le monitoring en temps réel de l'évolution de la température. En pratique, cela implique que le traitement des images doit être effectué dans l'intervalle de temps situé entre deux acquisitions successives.

4.2.2.1 Estimation du mouvement des organes

L'approche proposée consiste à utiliser des techniques d'imagerie pour estimer en ligne le déplacement des organes sur les images anatomiques. Plusieurs algorithmes de recalage d'images permettent de faire correspondre les coordonnées de chaque point d'une image à recaler avec les coordonnées de leurs homologues sur une image de référence.

En pratique, à cause des contraintes de temps réel, il est très difficile d'obtenir des images de température 3D isotropiques à cause des limitations techniques de la séquence

d'acquisition nécessaire. Ce chapitre se limite à l'estimation du déplacement sur des images 2D générées par des objets bougeant dans un espace tridimensionnel. De ce fait, la position et l'orientation des coupes doivent être choisies en sorte que l'axe du mouvement appartienne au plan image. Néanmoins, les techniques décrites peuvent être aisément généralisées pour estimer le champ de déplacement 3D présent entre deux volumes lorsque l'évolution technologique le permettra.

Parmi les algorithmes de recalage d'images on peut distinguer deux approches :

- L'estimation d'une transformation globale dans l'image [Hu62] [Wol00] [Fri95]. Ces méthodes permettent l'estimation du mouvement dans les régions homogènes de l'image (c'est à dire ne présentant pas des caractéristiques de contrastes convenables), mais sont restrictives dans le type de mouvement détecté (le mouvement dans une image IRM se résume rarement à une transformation globale)
- L'estimation d'une transformation locale dans l'image [Che95] [Sch81] [Luc81]. Ces méthodes sont moins restrictives dans le type de mouvement détecté mais génèrent des erreurs dans l'estimation du mouvement dans les régions homogènes de l'image ou si le voisinage du point, pour lequel on recherche la correspondance, est un motif qui se répète plusieurs fois dans ce voisinage.

La méthode de recalage la plus efficace n'est pas celle qui donne la meilleure similarité entre l'image de référence et l'image recalée mais celle qui fournit une estimation du champ de déplacement la plus proche du mouvement réel des organes. La démarche consiste à s'affranchir dans un premier temps du mouvement global dominant, présent dans l'image, puis à affiner localement les déplacements des organes. Le but est donc d'estimer le mouvement à l'aide d'une approche locale en se basant sur les résultats obtenus par une approche globale.

La recherche des paramètres optimaux de la transformation affine globale est effectuée à l'aide de la méthode différentielle de Gauss-Newton [Fri95]. Une approche hiérarchique de l'algorithme de Horn&Schunck [Sch81] permet ensuite une bonne estimation du déplacement local des organes car la contrainte de régularité, imposant que les vecteurs de déplacement doivent être similaires pour des pixels adjacents, coïncide avec le mouvement réel des organes (cf figure 4-3). Le recalage d'une image 128x128 pixels s'effectue ainsi en 200ms.

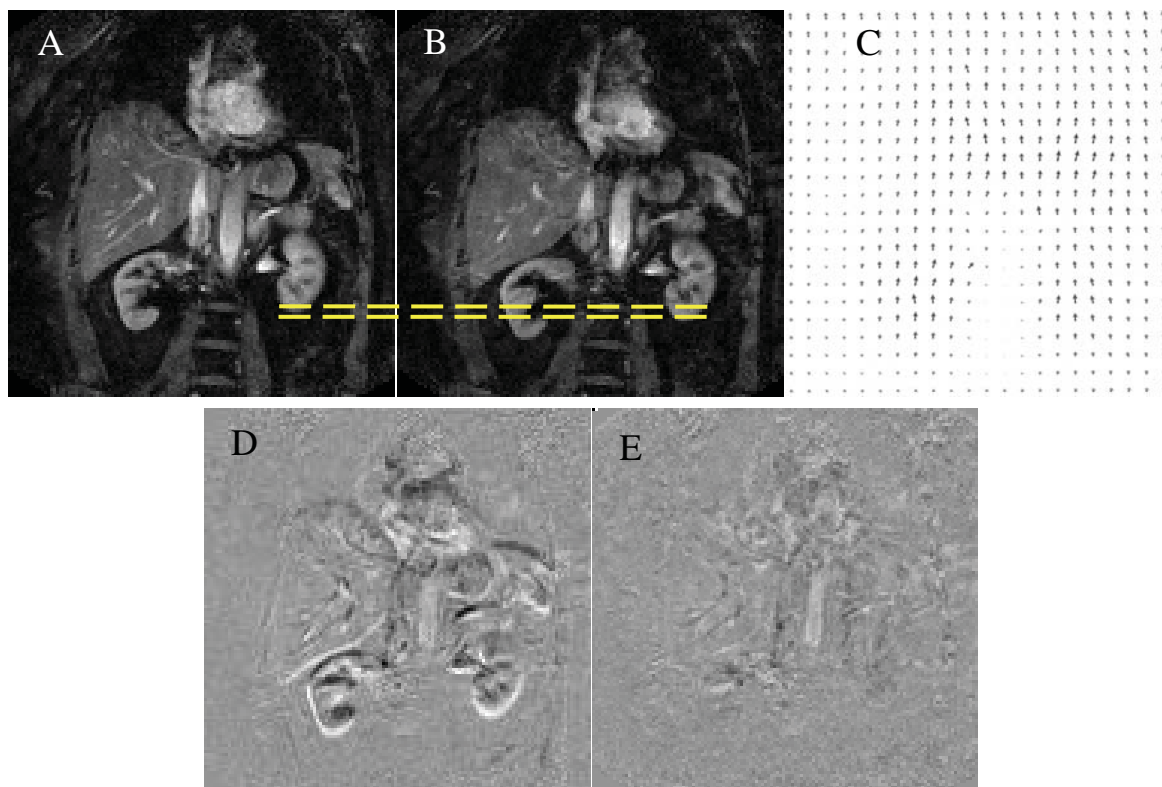


Figure 4-3 : Images anatomiques de l'abdomen d'un humain en respiration libre obtenues au début (A) et à la fin (B) de l'expiration.
 Champ de vecteur 2D estimé à l'aide d'un algorithme de recalage d'images (C).
 Soustraction de l'image de référence avec celle recalée (D) et l'image recalée (E).

4.2.2.2 Correction des cartographies de température

Pendant l'intervention plusieurs paramètres jouent un rôle dans le signal fourni par une image de phase :

- la variation de la température du tissu que l'on veut mesurer
- la transformation spatiale induite par le mouvement
- la perturbation induite par la modification du champ de susceptibilité générée par le mouvement.

La variation de la phase mesurée (et donc l'élévation de température apparente) est directement proportionnelle au changement de susceptibilité sur un pixel provoqué par le déplacement des organes [Sal03]. Les plus grandes variations du champ de susceptibilité se trouvent aux interfaces de tissus de différentes susceptibilités. L'influence de la susceptibilité dépend des paramètres d'acquisition de la séquence (intensité et homogénéité spatiale du champ magnétique statique de l'IRM, temps d'écho, etc...). Il est très difficile de séparer la contribution de ces 3 effets uniquement sur les images de phase.

Le champ des vecteurs de déplacement des organes estimé sur les images anatomiques peut être utilisé pour corriger la transformation spatiale induite par le mouvement entre une image de phase acquise pendant l'intervention et l'image de phase de référence.

Cependant, la modélisation des inhomogénéités du champ de susceptibilité *in vivo* est très difficile et son utilisation pour des applications cliniques doit être prouvée. Plusieurs stratégies permettent néanmoins de corriger cet artefact en évitant la modélisation explicite du champ de susceptibilité. La stratégie de correction à utiliser dépend du type de mouvement présent dans la séquence (mouvement accidentel ou mouvement périodique).

4.2.2.2.1 Correction des mouvements accidentels

Si un mouvement survient accidentellement entre les instants t_{n-1} et t_n , la cartographie de température après le mouvement sera erronée. Une méthode simple consiste à prendre l'image de phase acquise à l'instant t_n (φ_n) comme nouvelle image de phase de référence [Den04]. La carte de température à l'instant t_i ($i > n$) est calculée avec l'équation (Eq 4-1).

$$\Delta T_i = \Delta T' + (\varphi_i - \varphi_n)k \quad (\text{Eq 4-1})$$

Dans cette équation $\Delta T'$ est la cartographie de température $n-1$ après correction du mouvement.

4.2.2.2.2 Correction des mouvements périodiques

Pour corriger les artefacts de thermométrie générés par des mouvements périodiques, il est possible d'analyser la perturbation des images de phase en fonction du mouvement lors d'une phase de prétraitement effectuée avant l'intervention. Un atlas de mouvements est construit à partir des images acquises pendant la phase de prétraitement (pas d'hyperthermie, même séquence que l'intervention) [Sen04]. Pour cela, 50 images sont acquises pour permettre un échantillonnage précis du cycle respiratoire. L'image de référence choisie (magnitude et phase) est la première de la série temporelle. Pendant la phase de prétraitement, les images anatomiques sont stockées dans un atlas avec l'image de phase correspondante. Pendant l'intervention, l'image anatomique courante est comparée aux images anatomiques stockées dans l'atlas. L'image dans l'atlas la plus similaire est sélectionnée et l'image de phase correspondante est choisie comme référence pour le calcul de la température. Le déplacement des organes est ensuite estimé sur les images anatomiques afin d'être compensé à la fois sur les images anatomiques et les images de température.

4.2.2.3 Correction de la position du point focal

Lors d'une intervention sur un organe mobile, la position du point focal doit être ajustée de telle sorte que le point de focalisation cible la région initialement choisie par le radiologue. Chaque type de mouvement nécessite une stratégie de correction adaptée :

4.2.2.3.1 Mouvements accidentels

Le champ de vecteurs de déplacement estimé sur la dernière image anatomique acquise va être utilisé pour connaître la nouvelle position du point focal. La position du point focal est corrigée en suivant le déplacement estimé relatif à sa localisation.

4.2.2.3.2 Mouvements périodiques

La stratégie précédente impose que le mouvement réel est assimilé au mouvement estimé sur la dernière image acquise. L'intervalle de temps entre l'acquisition de l'image par l'IRM et la disponibilité des informations présentes dans cette image est supposée négligeable. Ce délai est composé par le temps d'acquisition, de reconstruction, de transfert, et de traitement (calcul des cartographies de température, estimation du mouvement). Comme ce délai est d'environ 2s et que la période typique d'un mouvement respiratoire est de 5s, la stratégie décrite pour les mouvements accidentels génère un mouvement estimé en quasi opposition de phase avec le mouvement réel mesuré. En conséquence, cette stratégie de correction peut doubler l'erreur de positionnement du point focal.

De plus la vitesse de transfert des données entre l'IRM et le PC étant variable, le mouvement périodique estimé par le PC est distordu de façon aléatoire dans le temps.

Pour ces raisons, il est indispensable d'anticiper le mouvement périodique en quantifiant le délai à compenser. Le critère retenu pour effectuer cette anticipation consiste à analyser la variation du mouvement global dominant présent dans l'image. Ce déplacement moyen présente l'avantage d'être stable par rapport au bruit car il est calculé sur l'ensemble des voxels de l'image. Un atlas de mouvements est construit à partir des champs de vecteurs de déplacements calculés sur les images acquises lors de la phase de prétraitement. A chaque champ de vecteurs est associé le mouvement global dominant qui lui correspond.

4.2.2.4 Anticipation du mouvement

Pour les mouvements périodiques, l'anticipation du déplacement nécessite plusieurs étapes :

4.2.2.4.1 Modélisation d'une période type

Une modélisation analytique de la périodicité du mouvement dominant est effectuée à la fin de la phase de prétraitement afin de permettre pendant l'intervention de :

- localiser temporellement dans la période type le déplacement estimé sur l'image en cours.
- anticiper mathématiquement les déplacements à venir jusqu'à la prochaine acquisition d'image.

Etant donné que le cycle respiratoire n'est pas parfaitement régulier, une moyenne des périodes acquises pendant la phase de prétraitement est effectuée pour établir la période type. Chacune de ces périodes est ajustée sur cette période type afin d'obtenir un échantillonnage précis d'un cycle respiratoire. Les mouvements M périodiques se décomposent en série de Fourier d'ordre N sous la forme :

$$M(t) = \sum_{n=0}^N a_n \cdot \cos(n\omega t) + b_n \cdot \sin(n\omega t) \quad (\text{Eq 4-2})$$

Dans cette équation a_n et b_n sont les composantes de chaque harmonique. En pratique $N=3$ s'est trouvé être un bon compromis pour modéliser efficacement une période type. Les harmoniques d'ordres supérieurs ont une amplitude inférieure à 0,1mm. La détermination des coefficients a_n et b_n se fait à partir de la méthode des moindres carrés (Eq 4-3) avec les points P acquis durant la phase de prétraitement selon la formule suivante :

$$a_n = \frac{\sum_{i=1}^P M(t_i) \cos(n\omega t_i)}{\sum_{i=1}^P \cos(n\omega t_i)^2} \quad \text{et} \quad b_n = \frac{\sum_{i=1}^P M(t_i) \sin(n\omega t_i)}{\sum_{i=1}^P \sin(n\omega t_i)^2} \quad (\text{Eq 4-3})$$

4.2.2.4.2 Localisation temporelle du mouvement estimé

Pour déterminer la position temporelle t_i de la dernière image acquise avec un déplacement D sur la période type, il faut déterminer la solution de l'équation $D=M(t_i)$. Cependant, cette équation possède plusieurs solutions : une indétermination existe en ce qui concerne la période ascendante ou descendante du cycle. Il est nécessaire de se référer à l'historique afin de lever cette indétermination. Pour cela, une distance euclidienne est calculée entre le déplacement dominant des L dernières dynamiques (dans cette étude L a été fixé à 5 dynamiques) et le polynôme trigonométrique. Cette méthode localise temporellement de manière stable et précise la dynamique acquise.

4.2.2.4.3 Anticipation sur la période type

La connaissance de l'instant t_i et du délai à compenser mesuré par le microcontrôleur permet d'anticiper sur le polynôme $M(t)$ les déplacements dominants à venir jusqu'au traitement de la dynamique suivante avec une résolution temporelle de 0,1s. 15 déplacements sont ainsi prédits de façon à suffisamment anticiper le mouvement jusqu'au traitement d'une nouvelle dynamique. Comme l'anticipation est établie pour une durée de 1,5s, cela laisse une marge pour une éventuelle variation du temps de transmission de 0,5s puisque une dynamique est acquise à chaque seconde.

Dans le cas très simple d'un mouvement de translation sur un seul axe, la connaissance du mouvement global dominant seul suffit à déterminer le champ de déplacement sur l'ensemble de l'objet.

En revanche, pour des mouvements plus complexes, le mouvement global dominant le plus proche est recherché dans l'atlas de mouvement pour déduire le champ des vecteurs de déplacements qui lui est associé.

4.3 Traitement d'organe mobile

Pour évaluer l'efficacité de la méthode, un muscle ex-vivo chauffé à l'aide du dispositif d'ultrasons focalisés a été disposé sur la plateforme d'évaluation afin d'être soumis successivement à différents types de mouvement au cours du chauffage.

La séquence IRM utilisée pour toutes les expériences décrites dans ce chapitre est du type écho de gradient avec un seul pulse dont le temps d'écho est de 40,9ms et le temps de répétition est de 1s. La résolution spatiale est composée d'une seule coupe de 128×128 voxels reconstruite à partir de 96×96 voxels acquis. Avec un fenêtrage d'observation de $192 \times 192 \times 4,5 \text{mm}^3$, la taille des voxels obtenus est de $1,5 \times 1,5 \times 4,5 \text{mm}^3$.

4.3.1 Chauffage avec suivi du mouvement

4.3.1.1 Les mouvements accidentels

Le muscle ex-vivo a dans un premier temps été soumis à un mouvement de translation accidentel de 14mm. Le muscle a été chauffé par le transducteur à ultrasons émettant une puissance de 75W électrique pendant 50 secondes. Le mouvement accidentel a été effectué au milieu de la durée du chauffage. La figure 4-4 permet de comparer les cartographies de température (pendant le chauffage) et de dose thermique (à la fin de l'expérience) obtenues avec et sans correction des artefacts de thermométrie et de positionnement du point focal.

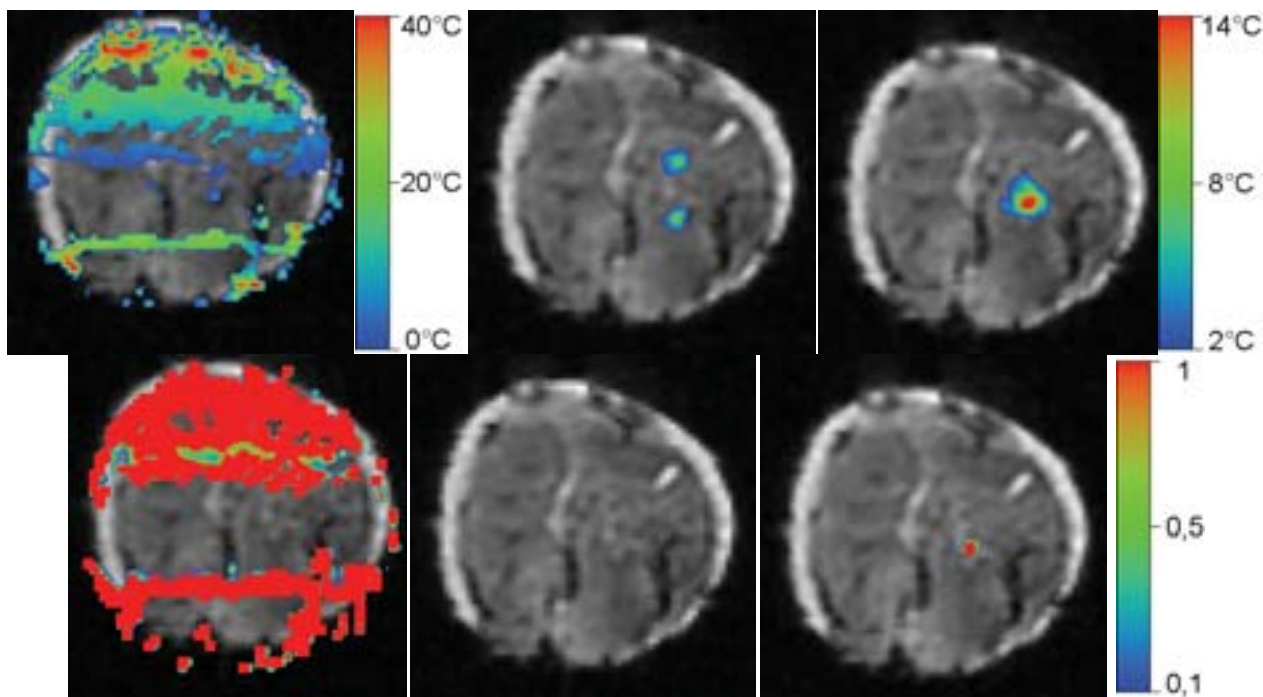


Figure 4-4 : Cartographies de température (haut) et de dose thermique (bas) durant un chauffage de muscle ex-vivo soumis à un mouvement de translation accidentel. sans correction de la thermométrie et de la position du point focal (à gauche) avec correction de la thermométrie, mais pas de la position du point focal (au milieu) avec correction de la thermométrie et de la position du point focal (à droite)

La figure 4-5 montre la répartition spatiale de la température le long de l'axe vertical passant par les points focaux présentés sur les cartographies de température reportées sur la figure 4-4.

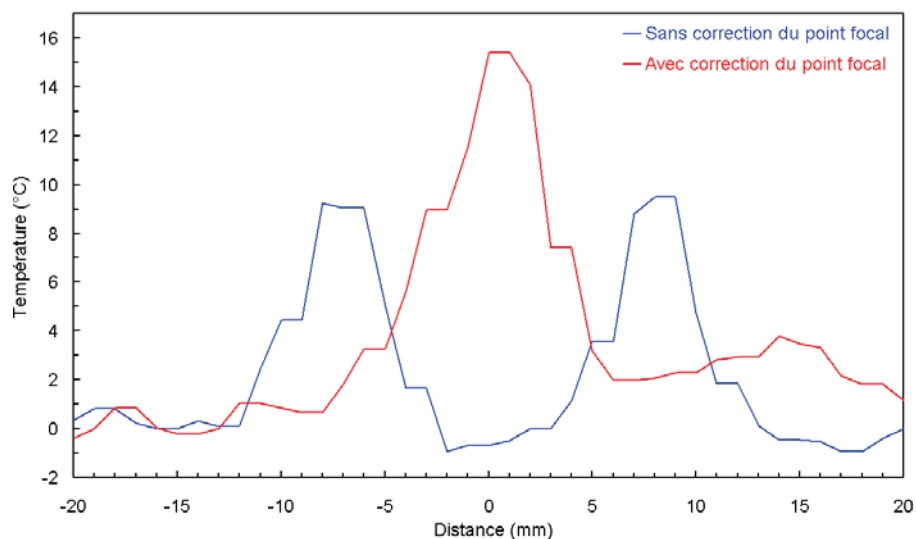


Figure 4-5 : Répartition spatiale de la température

La figure 4-6 montre l'évolution temporelle de la température dans les zones chauffées au cours de cette expérience avec et sans correction de la position du point focal.

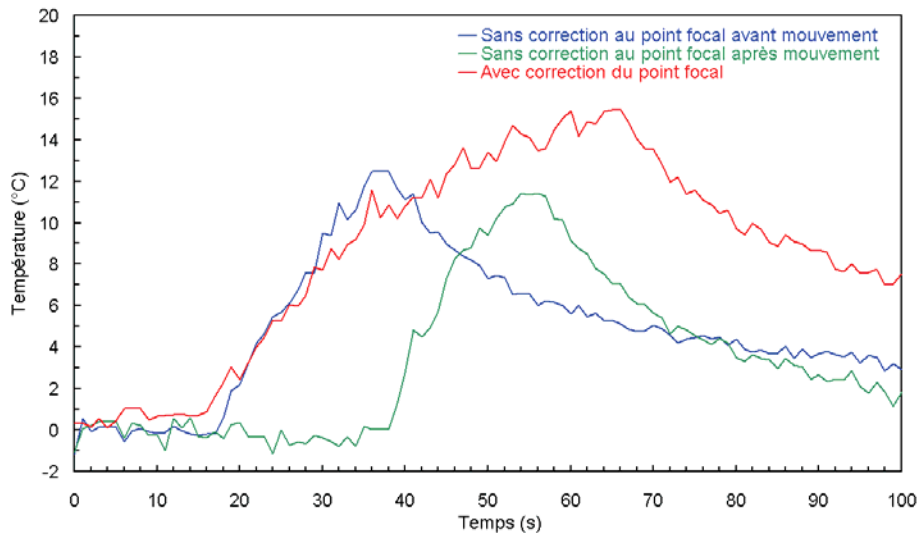


Figure 4-6 : Évolution temporelle de la température sans (courbe bleu et verte) et avec correction de la position du point focal (courbe rouge)

L'erreur de température, commise sans correction de la thermométrie, peut atteindre 40°C. Cet artefact masque complètement le chauffage effectué. De même la dose thermique calculée est inexploitable.

Lorsque aucune correction du point de focalisation n'est effectuée, deux zones chauffées apparaissent simultanément : l'ancienne zone chauffée en phase de refroidissement et la nouvelle zone ciblée en phase de chauffage. Ces deux zones sont espacées de 14mm conformément au mouvement effectué. Aucune d'elles ne mène à une nécrose tissulaire car l'accumulation locale d'énergie n'a pas été suffisante.

Lorsque le déplacement du point de focalisation compense le mouvement de la cible, une seule zone chauffée est observée. La forme logarithmique de la montée en température montre que le chauffage n'est pas affecté par le mouvement. De même, sa forme circulaire indique que le mouvement a été correctement corrigé. L'énergie étant toujours déposée sur la même région tissulaire, une nécrose a été induite.

4.3.1.2 Les mouvements périodiques

Le muscle ex-vivo a ensuite été soumis à un mouvement de translation périodique d'amplitude 14mm de période environ égale à 5.6s. Le muscle a été chauffé par le transducteur à ultrasons émettant une puissance de 100W électrique pendant 1 minute. La figure 4-7 permet de comparer les cartographies de température (pendant le chauffage) et de dose thermique (à la fin de l'expérience) obtenues avec et sans correction des artefacts de thermométrie et de positionnement du point focal.

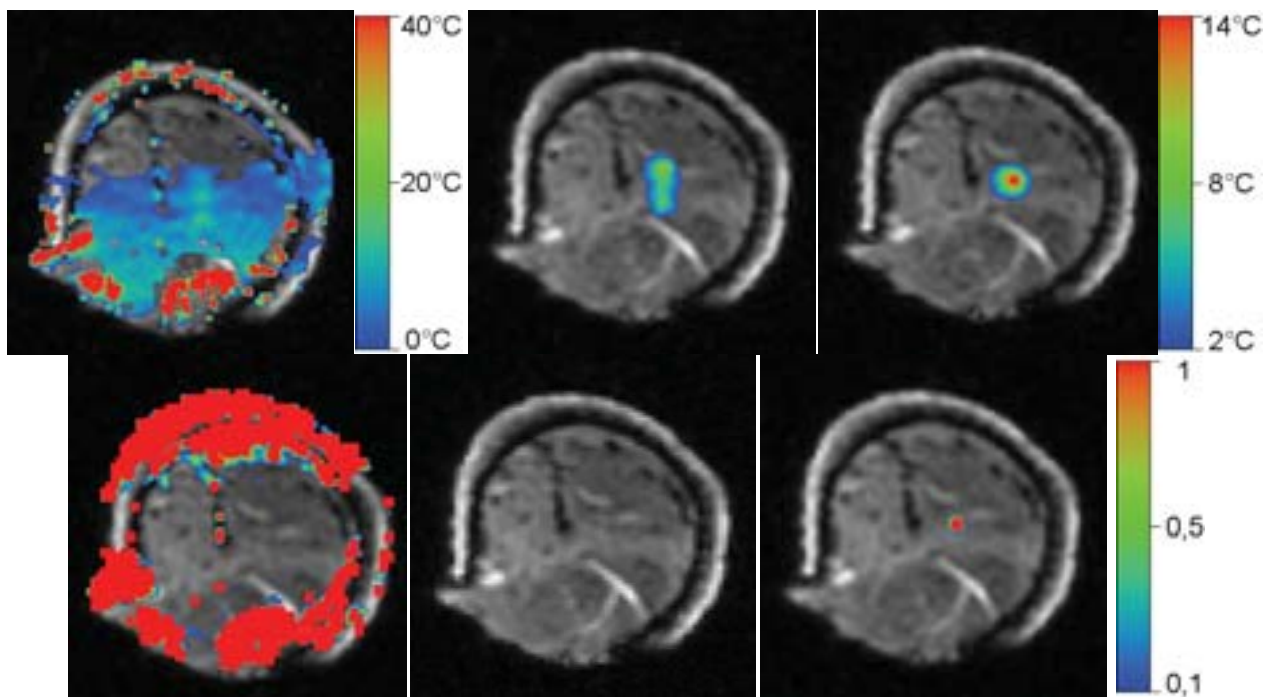


Figure 4-7 : Cartographies de température (haut) et de dose thermique (bas) durant un chauffage de muscle *ex-vivo* soumis à un mouvement de translation périodique, sans correction de la thermométrie et de la position du point focal (à gauche) avec correction de la thermométrie, mais pas de la position du point focal (au milieu) avec correction de la thermométrie et de la position du point focal (à droite)

La figure 4-8 montre la répartition spatiale de la température le long de l'axe vertical (correspondant à l'axe du mouvement effectué par le muscle) passant par les zones de chauffage présentées sur les cartographies de température reportées sur la figure 4-7.

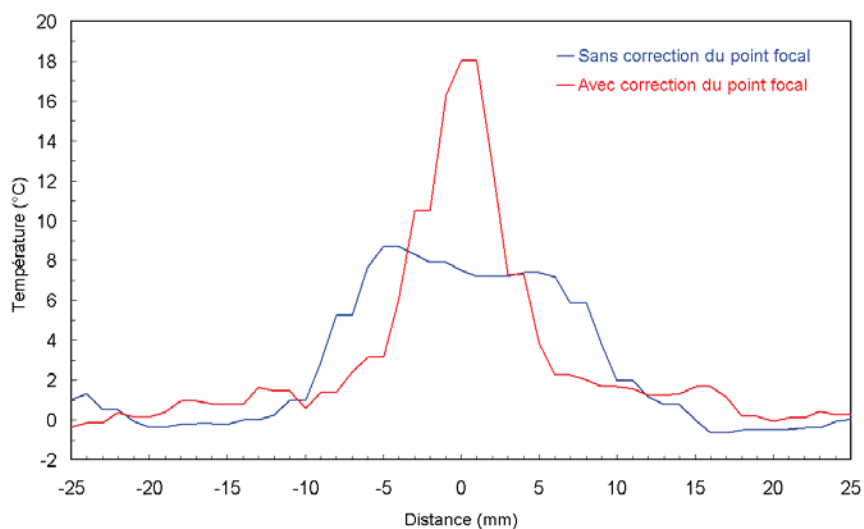


Figure 4-8 : Répartition spatiale de la température

La figure 4-9 montre l'évolution temporelle de la température dans les zones chauffées au cours de cette expérience avec et sans correction de la position du point focal.

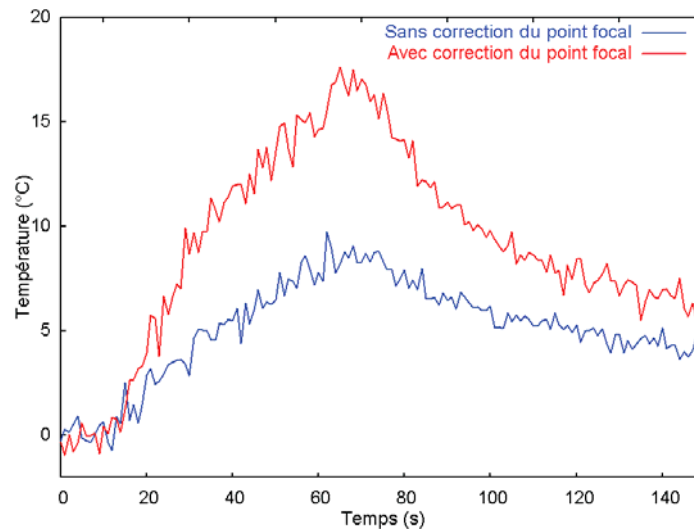


Figure 4-9 : Extraction temporelle de la température sans (courbe bleu) et avec correction de la position du point focal (courbe rouge)

Les résultats obtenus sont similaires aux précédents. L'erreur de température est réduite de 40°C à moins de 1°C lorsque la thermométrie est corrigée ce qui rend possible la localisation du point focal et le calcul de la dose thermique. Sans correction de la position du point focal la zone chauffée est étalée sur 14mm et ne mène pas à une nécrose tissulaire car la montée en température est insuffisante. En revanche avec la correction de la position du point focal, la zone chauffée est circulaire et l'énergie est déposée sur la même partie du tissu ce qui induit une nécrose.

4.3.1.3 Les mouvements élastiques

Le cas le plus fréquent et le plus complexe à corriger est le cas des mouvements élastiques périodiques. Pour étudier ces déplacements, le muscle ex-vivo a été soumis à un mouvement d'écrasement périodique de période environ égale à 5.6s. Le muscle a été chauffé par le transducteur à ultrasons émettant une puissance de 100W électrique pendant 1 minute.

La figure 4-10 montre les images anatomiques obtenues à différentes positions du mouvement ainsi que les champs des vecteurs de déplacements associés, estimés par rapport à une image centrale de référence.

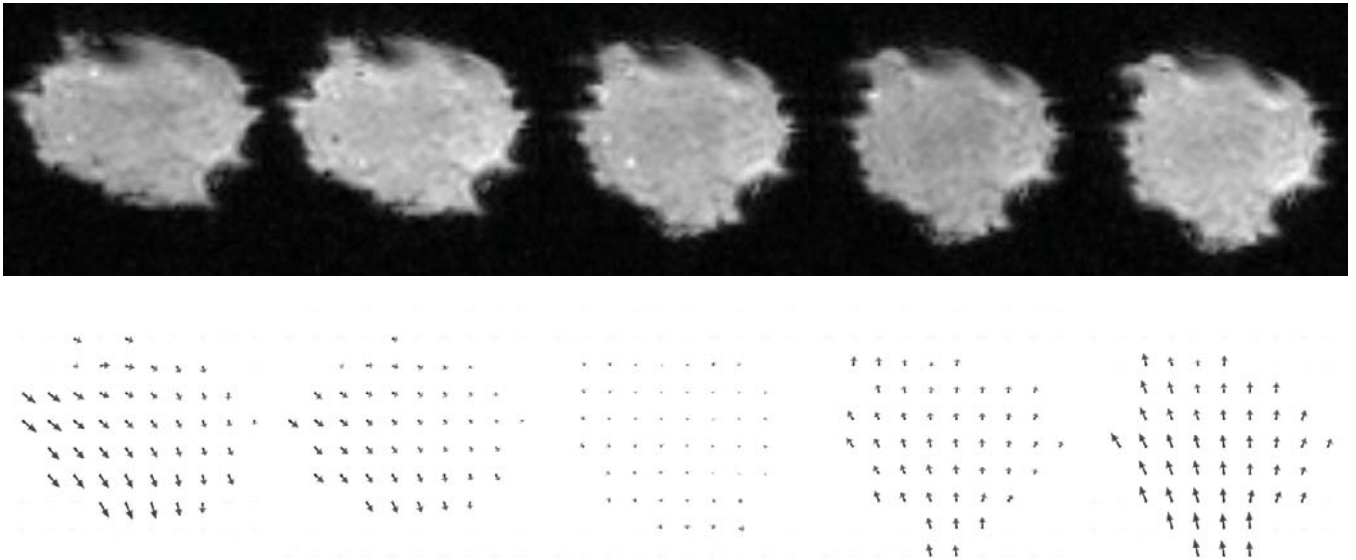


Figure 4-10 : Images anatomiques obtenues sur un muscle ex-vivo pour différentes positions du mouvement élastique périodique (en haut) et champs de vecteurs associés nécessaires pour recaler les images anatomiques sur l'image de référence (en bas)

La figure 4-11 permet de comparer les cartographies de température (pendant le chauffage) et de dose thermique (à la fin de l'expérience) obtenues avec et sans correction des artefacts de thermométrie et de positionnement du point focal.

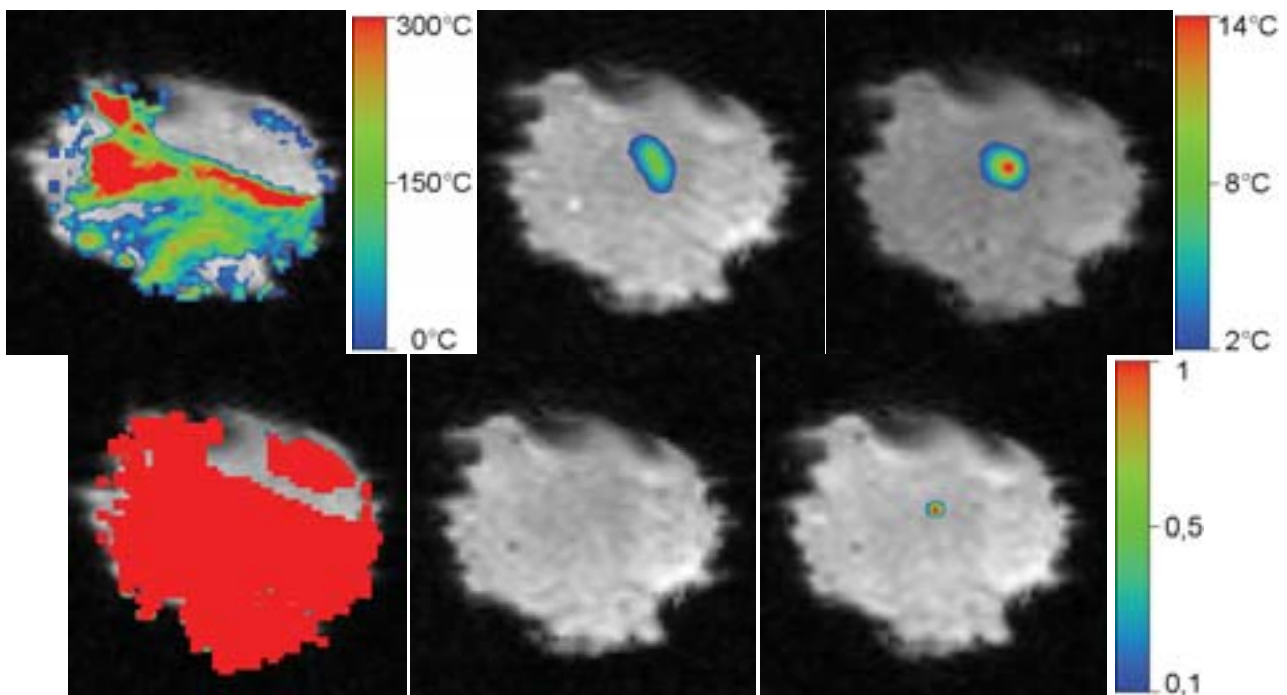


Figure 4-11 : Cartographies de température (haut) et de dose thermique (bas) durant un chauffage de muscle ex-vivo soumis à un mouvement élastique périodique, sans correction de la thermométrie et de la position du point focal (à gauche) avec correction de la thermométrie, mais pas de la position du point focal (au milieu) avec correction de la thermométrie et de la position du point focal (à droite)

La figure 4-12 montre la répartition spatiale de la température le long d'un axe vertical passant par les zones de chauffage présentées sur les cartographies de température reportées sur la figure 4-11.

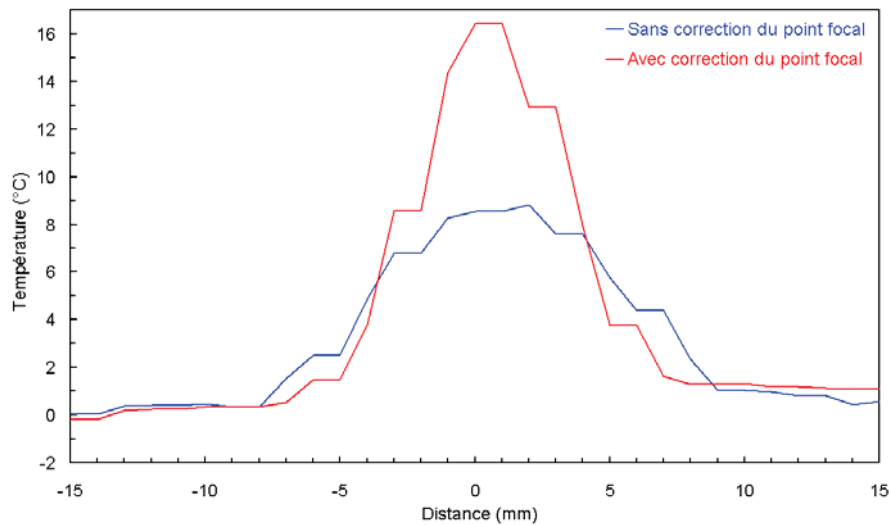


Figure 4-12 : Répartition spatiale de la température

La figure 4-13 montre l'évolution temporelle de la température dans les zones chauffées au cours de cette expérience avec et sans correction de la position du point focal.

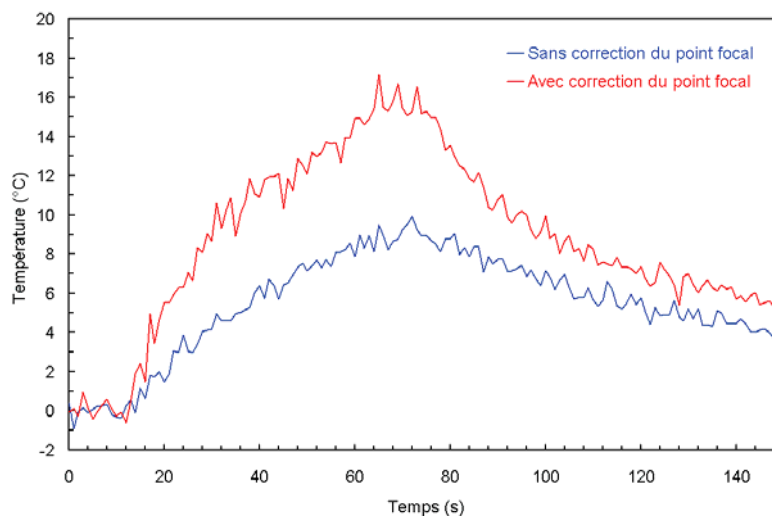


Figure 4-13 : Extraction temporelle de la température sans (courbe bleu) et avec correction de la position du point focal (courbe rouge)

L'erreur de température commise sans correction de la thermométrie peut atteindre 300°C en 1 minute. Des changements de phase supérieurs à 2π apparaissent entre deux dynamiques successives, ce qui induit une erreur de température qui s'accumule au cours du temps. Comme précédemment, ces artefacts masquent complètement le chauffage effectué et rendent la dose thermique calculée inexploitable. Sans correction de la position du point focal, la zone chauffée s'étale le long d'une trajectoire de 12mm et le chauffage induit ne produit pas d'ablation du tissu car la montée en température est insuffisante. Avec une correction de la position du point focal la zone chauffée est circulaire et l'énergie est toujours déposée sur la même région tissulaire ce qui induit une nécrose.

4.3.2 Asservissement de la température avec mouvement

La technique de chauffage avec suivi du déplacement présenté précédemment permet de focaliser à puissance constante toujours au point voulu quelle que soit la position du tissu. Ces méthodes de correction du mouvement donnent de plus des cartographies de température de qualité presque aussi bonne que celles obtenue sans mouvement. Ces cartes de températures corrigées peuvent servir à effectuer un asservissement de la température comme présenté aux chapitres précédents. Ainsi les techniques de contrôle de la température ponctuelle et spatiale ont été appliquées sur un muscle ex vivo soumis à un mouvement périodique rigide.

4.3.2.1 Asservissement ponctuel avec mouvement

Pour contrôler la température en un point fixe d'un tissu mobile, l'algorithme d'asservissement PID ponctuel de la température détaillé chapitre 2 est effectué avec les cartographies de température corrigées et recalées sur une position centrale du mouvement. Ainsi tous les calculs concernant la puissance nécessaire pour asservir la température sont établis comme si le tissu est immobile. Une fois la puissance requise déterminée la position du point de focalisation est ajustée toutes les 100ms avec l'algorithme d'anticipation du mouvement périodique décrit précédemment.

La figure 4-14 compare le contrôle de la température effectué sur un muscle ex-vivo immobile (à gauche) et soumis à un mouvement périodique rigide (à droite). Le mouvement de période 6s et d'amplitude 14mm est reconstruit sur une phase de prétraitement de 50 dynamiques. Comme précédemment chaque dynamique est acquise en 1s avec des voxels de $1,5 \times 1,5 \times 4,5 \text{mm}^3$. Le temps de réponse choisi pour effectuer la rétroaction est de 8s. Les paramètres tissulaires utilisés pour anticiper le comportement du tissu par transformée de Fourier sont de $0,1 \text{mm}^2/\text{s}$ pour le coefficient de diffusion et $0,006 \text{K/J}$ pour le coefficient d'absorption.

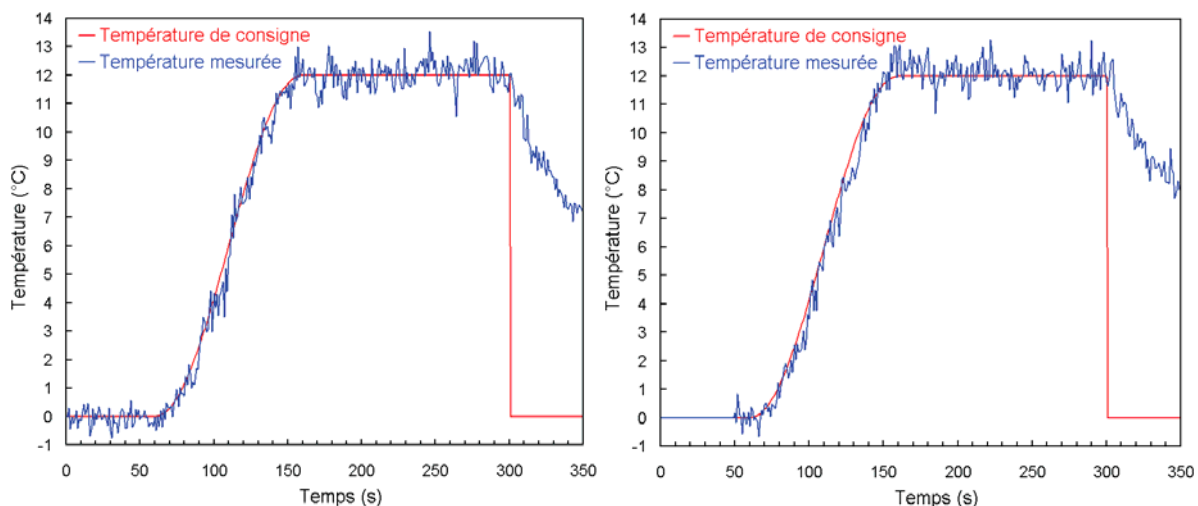


Figure 4-14 : Asservissement ponctuel de la température sur un muscle ex-vivo immobile (à gauche) ou soumis à un mouvement périodique rigide (à droite)

La consigne de température de 12°C entre 160s et 300s est atteinte avec et sans mouvement du tissu de la même façon avec une précision de $0,45^\circ\text{C}$. Compte tenu du fait que le bruit de mesure intrinsèque à la séquence utilisée est de $0,3^\circ\text{C}$, les méthodes de correction de la thermométrie et les calculs d'asservissement de la température induisent très peu de bruit sur la montée obtenue.

La figure 4-15 montre 4 cartographies thermiques correspondant aux dynamiques 114 (en haut) et 183 (en bas) de ces deux asservissements ponctuels de la température réalisés sans mouvement (à gauche) et avec mouvement (à droite).

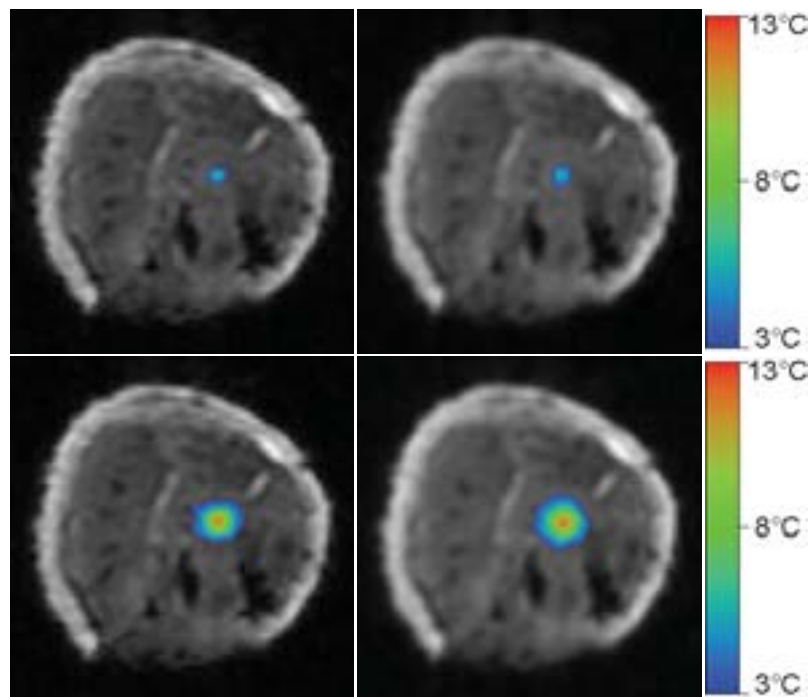


Figure 4-15 : Cartographie de température à 114s (en haut) et 183s (en bas) sur un muscle ex-vivo immobile (à gauche) ou soumis à un mouvement périodique rigide (à droite)

Grâce aux techniques de recalage de l'image et de correction des artefacts thermométriques, les dynamiques acquises sur le tissu en mouvement sont difficilement différenciables de celle acquise sur le tissu immobile. De plus dans les deux cas, les isovaleurs de la température indiquent les mêmes formes circulaires autour du point de focalisation. Ceci indique que le point de focalisation est correctement positionné à l'intérieur du tissu quelque soit son déplacement. Dans le cas contraire le chauffage aurait été allongé dans le sens du mouvement c'est le cas sur la figure 4-7 au milieu.

Pour quantifier plus précisément la répartition spatiale de la température entre ces deux expériences, la figure 4-16 montre la température le long des deux axes X et Z pour les dynamiques 103, 124 et 178.

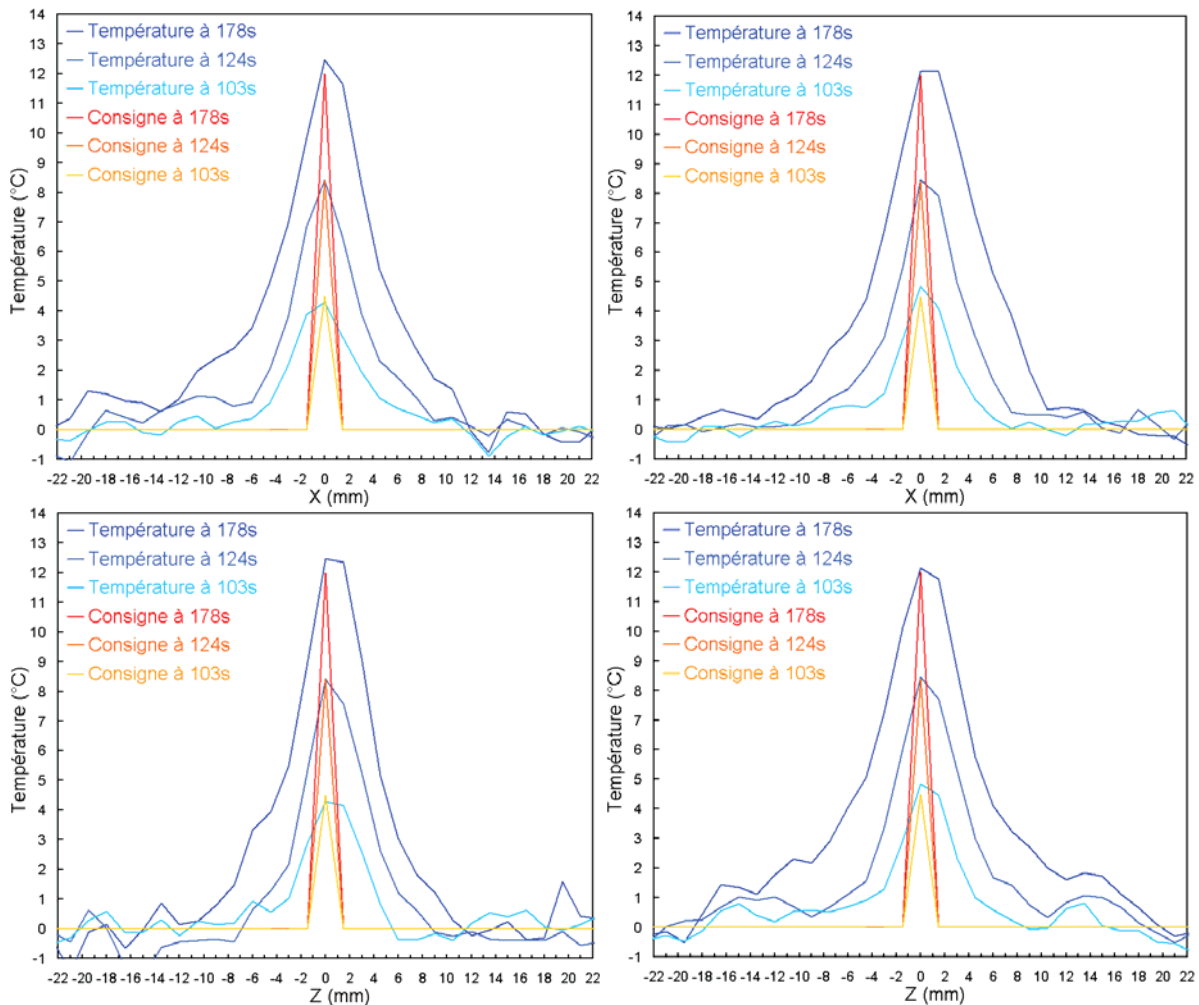


Figure 4-16 : *Température le long de l'axe X (en haut) et l'axe Z (en bas) à 103s, 124s et 178s sur un muscle ex-vivo immobile (à gauche) ou soumis à un mouvement périodique rigide (à droite)*

Sur chacun de ces graphes, la température de consigne au point central (temporellement détaillée figure 4-14) est précisément respectée. Aussi le point focal a été correctement recalé puisque la largeur du chauffage est la même suivant l'axe X et l'axe Z même si un mouvement de 14 mm à lieu le long de l'axe Z.

En revanche en comparant le chauffage sans mouvement avec celui soumis à un mouvement, la répartition spatiale de la température augmente d'environ 10% pour les axes X et Z. Cet élargissement apparaissant simultanément sur les deux axes ne se justifie pas par une imprécision de positionnement du point focal mais plutôt par l'addition de lobes secondaires liés au déplacement électronique du point focal. Hormis ces lobes secondaires, le contrôle de la température avec suivi du mouvement fonctionne aussi bien sur un tissu mobile qu'immobile.

4.3.2.2 Asservissement spatial avec mouvement

Comme pour l'asservissement ponctuel de la température, l'asservissement spatial de la température peut s'effectuer sur un tissu en mouvement. Pour ce faire le contrôle spatial de la température est tout d'abord calculé comme décrit au chapitre 3 avec les cartographies de température corrigées et recalées. Cette trajectoire fournie par l'algorithme d'asservissement spatial de la température est ensuite modifiée de sorte que les points de focalisation coïncident

avec ceux sélectionnés sur l'image recalée. Pour cela chaque point de la trajectoire est subdivisé en une succession de points de durée proche de 100ms. Puis chacun de ces points sont translatisés suivant la valeur de l'anticipation du mouvement calculée comme pour les autres chauffages. De cette façon l'énergie est déposée en chacun des points comme le définit l'algorithme de contrôle de la température et la position des points de focalisation est ajustée selon le mouvement avec un bon échantillonnage temporel.

La figure 4-17 montre de façon comparative deux chauffages réalisés avec un asservissement spatial de la température sur un tissu immobile ou animé d'un mouvement de translation périodique. L'amplitude du mouvement a été réduite à 8mm le long de l'axe Z de sorte que le point de focalisation puisse être dévié sur une plage de 9mm dans le sens perpendiculaire (l'axe X). De cette façon, même lorsque le tissu se situe en une position extrême du mouvement, le point de focalisation ne s'écarte pas de plus de 6mm de sa position centrale. La largeur des voxels étant de 1,5mm, le contrôle de la température a été effectué sur les 7 voxels centraux de l'axe Z, soit un segment de largeur 9mm. Les courbes bleu, vert et marron représentent respectivement la valeur minimum, moyenne et maximale de la température sur ces 7 voxels par rapport à la température de consigne en rouge.

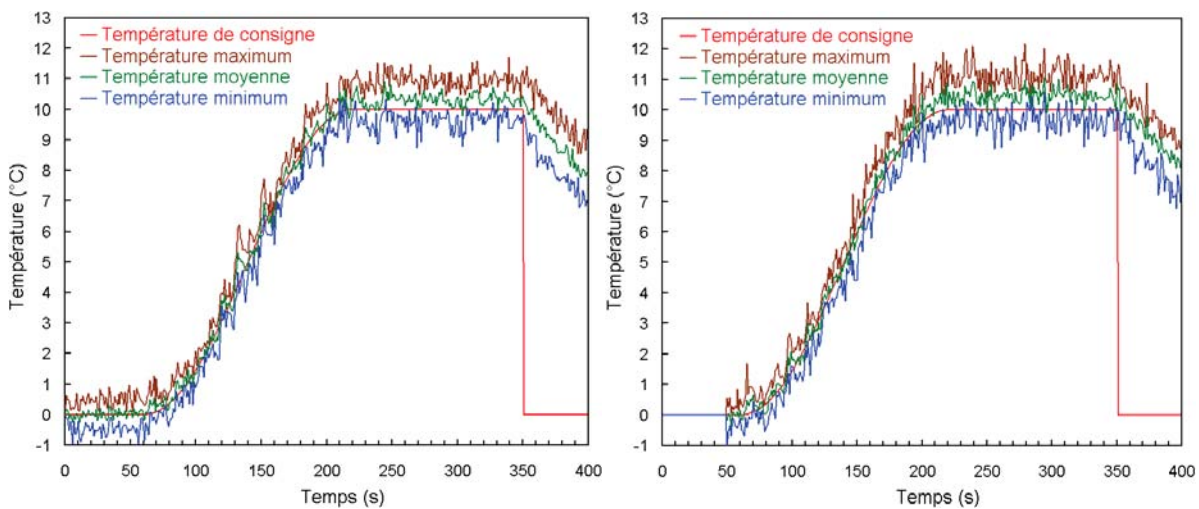


Figure 4-17 : Asservissement de la température sur une ligne de 9mm sur un muscle *ex-vivo* immobile (à gauche) ou en mouvement périodique rigide (à droite)

La montée en température suit la consigne sur toute la zone de contrôle avec une précision de 0,5°C. La différence entre la température maximum et la température minimum sur les 7 voxels asservis est de 1,2°C sur le tissu immobile et de 1,3°C sur le tissu en mouvement. Avec la technique de suivi du mouvement, le déplacement du tissu n'introduit quasiment aucun bruit sur la mesure thermométrique et sur la précision de contrôle du chauffage.

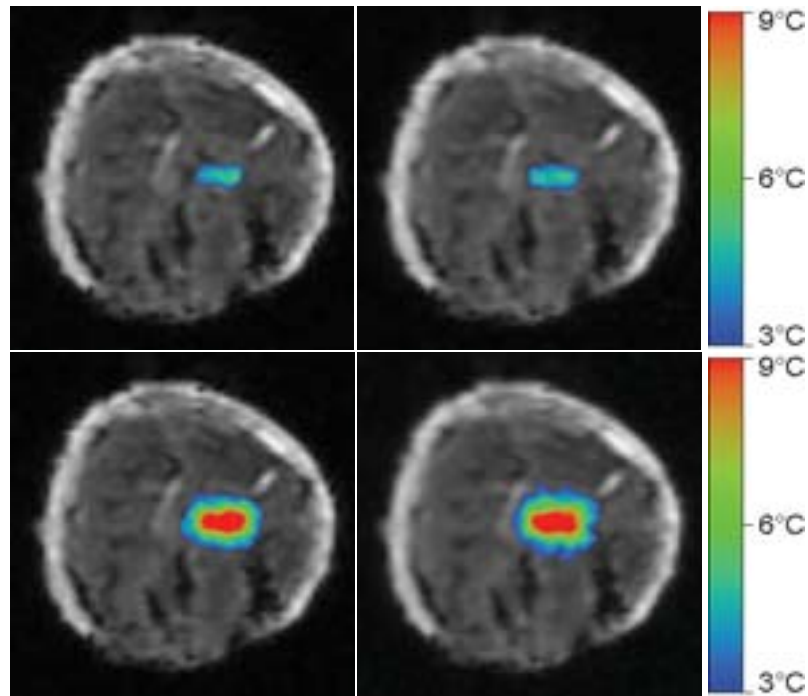


Figure 4-18 : Cartographie de température à 141s (en haut) et 215s (en bas) sur un muscle ex-vivo immobile (à gauche) ou soumis à un mouvement périodique rigide (à droite)

La Figure 4-18 compare les cartographies thermiques acquises à 141s et 215s sur le muscle ex vivo immobile et mobile. Le segment allongé de 9mm le long de l'axe X apparaît très distinctement même si le tissu est soumis à un mouvement périodique de 8mm dans une direction perpendiculaire. Puisque le segment chauffé n'est pas déformé les points de focalisations ont bien suivi le mouvement.

Pour observer plus en détail le contrôle spatial de la température, la figure 4-19 montre le chauffage obtenu le long des axes X et Z aux instant 145s, 172s et 219s avec et sans mouvement.

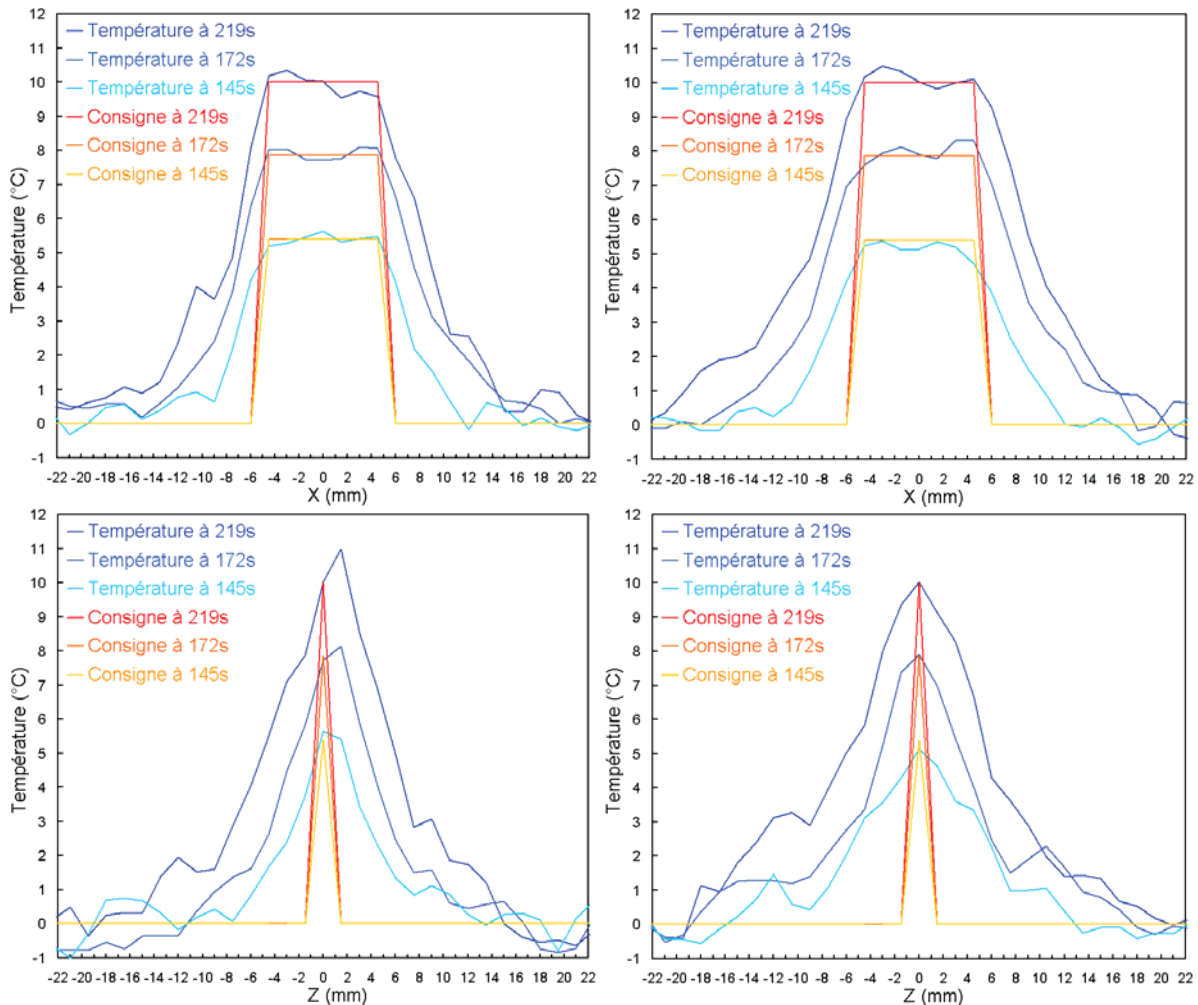


Figure 4-19 : Température le long de l'axe X (en haut) et l'axe Z (en bas) à 145s, 172s et 219s sur un muscle ex-vivo immobile (à gauche) ou soumis à un mouvement périodique rigide (à droite)

La montée en température obtenue correspond au plateau de consigne de température le long de l'axe X pour chaque dynamique même si l'effet de diffusion thermique s'y oppose, ou que le tissu se déplace dans une direction perpendiculaire à l'axe Z. Comme précédemment la répartition spatiale du chauffage sur le tissu en mouvement est légèrement plus large le long des axes X et Z comparativement au chauffage obtenu sur le tissu immobile. Ceci s'explique de même par la présence de lobes d'autant plus importants que le point de focalisation doit s'écarter de sa position centrale.

Concernant le chauffage effectué sur le tissu immobile, le point de focalisation est décalé d'un demi voxel dans le sens de l'axe Z. Ce léger décalage sans graves conséquences arrive fréquemment puisque la résolution spatiale des images IRM utilisées est volontairement proche de la dimension du point focal.

4.4 Analyse du suivi du mouvement

Pour évaluer les performances de la méthode de correction, il est intéressant de comparer le mouvement estimé sur les images IRM et celui anticipé avec le mouvement réel mesuré par un microcontrôleur sur la règle graduée disposée sur l'arbre de transmission.

4.4.1 Exemple de méthodes de corrections imprécises

4.4.1.1 Mouvement périodique supposé constant

La première technique consiste à supposer que la période est parfaitement constante au cours de l'intervention. Une approximation polynomiale d'ordre 3 du déplacement dominant anticipé sur la phase de prétraitement est utilisée pour corriger le mouvement. Ce polynôme coïncide bien avec le mouvement réel sur les premières dynamiques. Néanmoins, malgré la variation de la vitesse angulaire du moteur inférieure à 1%, le mouvement anticipé modélisé par une fonction polynomiale non réactualisée diverge rapidement du mouvement réel. La figure 4-20 présente le déplacement réel mesuré sur la règle graduée, le déplacement estimé sur les images anatomiques ainsi que le déplacement anticipé modélisé par une fonction polynomiale constante.

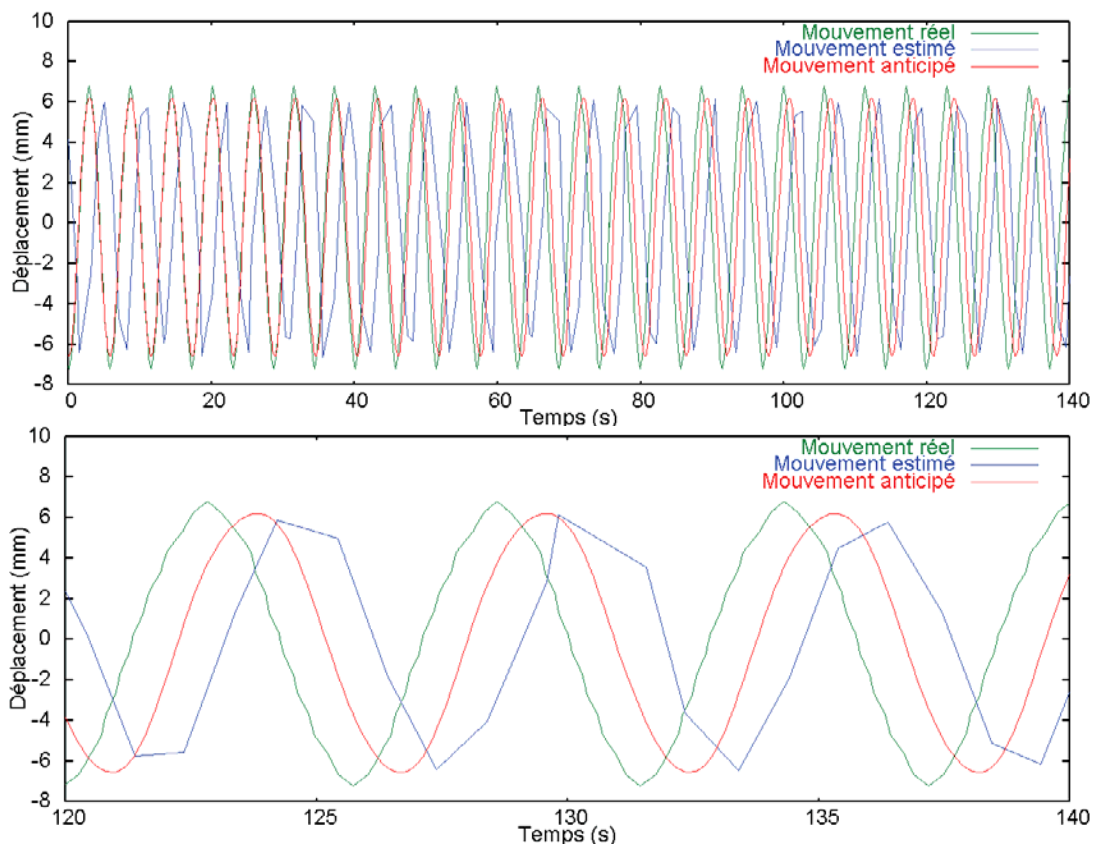


Figure 4-20 : Déplacement réel (vert) estimé (bleu) et anticipé (rouge) mesuré sur un mouvement de translation périodique durant 140s (haut) et 20s après 2mn (bas)

L'écart type entre le mouvement réel et le mouvement anticipé est très faible au début de l'expérience (0,33mm) augmente rapidement jusqu'à 4,5mm au bout de 2 minutes. Cette technique n'est par conséquent pas exploitable. Il est donc impératif de réactualiser l'anticipation du mouvement le plus fréquemment possible.

4.4.1.2 Délai à compenser supposé constant

Sur la plateforme de test utilisée le délai moyen à compenser est d'environ 1,9s. La figure 4-21 montre les résultats obtenus en réactualisant l'anticipation du mouvement à chaque dynamique de ce délai.

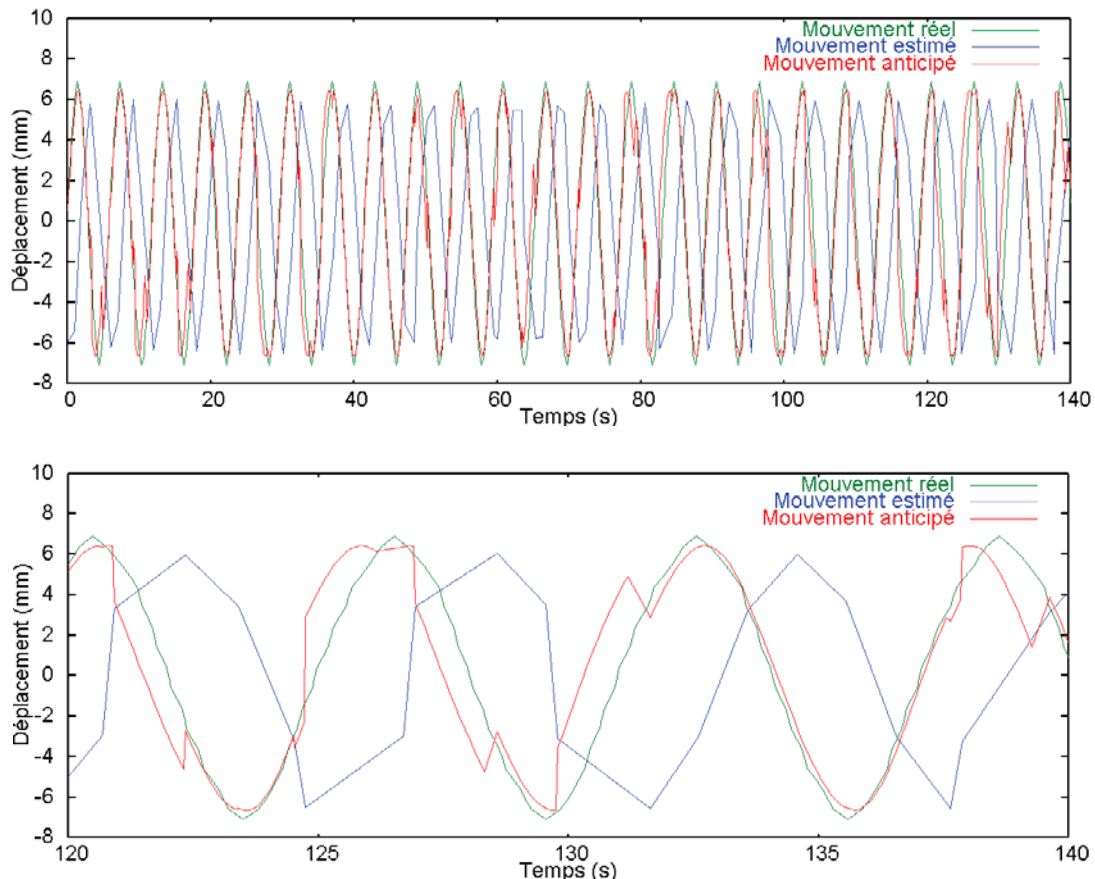


Figure 4-21 : Déplacement réel (vert) estimé (bleu) et anticipé (rouge) mesuré sur un mouvement de translation périodique durant 140s (haut) et 20s après 2mn (bas)

Cette méthode est plus efficace que la précédente car l'écart type mesuré entre le mouvement mesuré et anticipé oscille entre 1mm au début de l'expérience et 2mm à la fin.

Le délai à compenser est principalement composé de la durée d'acquisition d'une dynamique (1s) et du délai de transmission et de calcul variant de 0,3s à 1,1s (0,9 s en moyenne). Cette variation du temps de traitement des informations est en partie liée à l'utilisation d'un système d'exploitation qui n'est pas temps réel (Windows XP). Cette variation du délai de transmission induit une perturbation de la localisation temporelle du mouvement estimé qui se répercute sur le mouvement anticipé. Ainsi le mouvement anticipé est composé d'une succession d'arches trigonométriques disjointes.

Pour éviter ce type de discontinuités ne correspondant pas au mouvement réel, ce délai variable à compenser doit être mesuré pour chaque dynamique. Celui-ci est quantifié par un microcontrôleur qui chronomètre précisément l'heure du début de la dernière dynamique avec l'heure de la fin de son traitement.

4.4.2 Précision des méthodes de corrections utilisées

4.4.2.1 Précision pour un mouvement rigide

La figure 4-22 montre les résultats obtenus pour un mouvement rigide en réactualisant l'anticipation du mouvement à chaque dynamique du délai mesuré par un microcontrôleur.

Ces résultats correspondent à l'expérience effectuée sur le mouvement de translation périodique avec correction du point focal reportée à la figure 4-7 (images de droite).

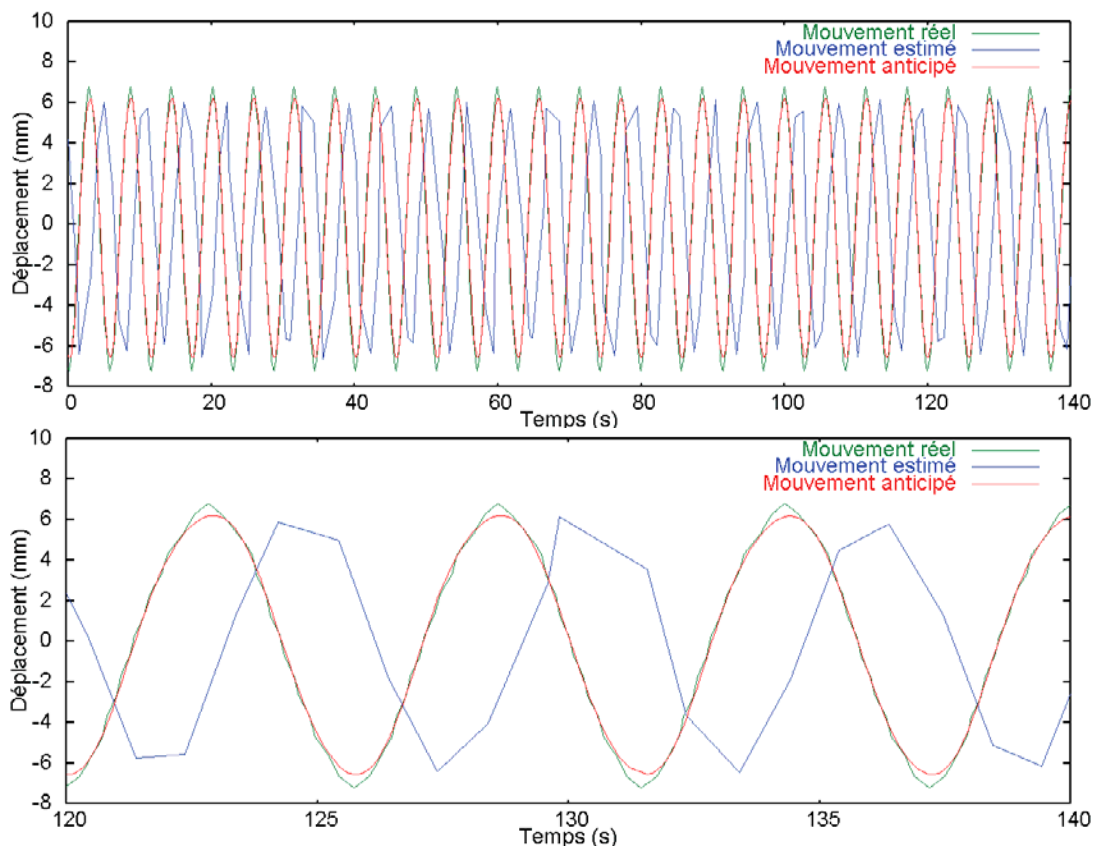


Figure 4-22 : Déplacement réel (vert) estimé (bleu) et anticipé (rouge) mesuré sur un mouvement de translation périodique durant 140s (haut) et 20s après 2mn (bas)

Cette méthode est très efficace car l'écart type mesuré entre le mouvement mesuré et anticipé est de 0,33mm. Le mouvement anticipé est continu à l'exception d'infimes discontinuités permettant l'ajustement de la période avec le mouvement de la cible.

4.4.2.2 Précision pour un mouvement élastique

Pour les déformations élastiques, le déplacement dominant ne suffit plus à caractériser le mouvement de la cible. De ce fait, le déplacement mesuré sur l'arbre de transmission ne permet plus de caractériser le mouvement du tissu. Il n'est alors plus possible de comparer le déplacement mesuré avec le mouvement anticipé.

Pour corriger un mouvement élastique, le déplacement dominant ne suffit plus mais sert de critère de sélection du champ de vecteur approprié dans l'atlas. Pour quantifier les performances de cette méthode, la figure 4-23 montre le mouvement anticipé obtenu en utilisant la technique de référence à un atlas sur le mouvement de translation précédemment étudié.

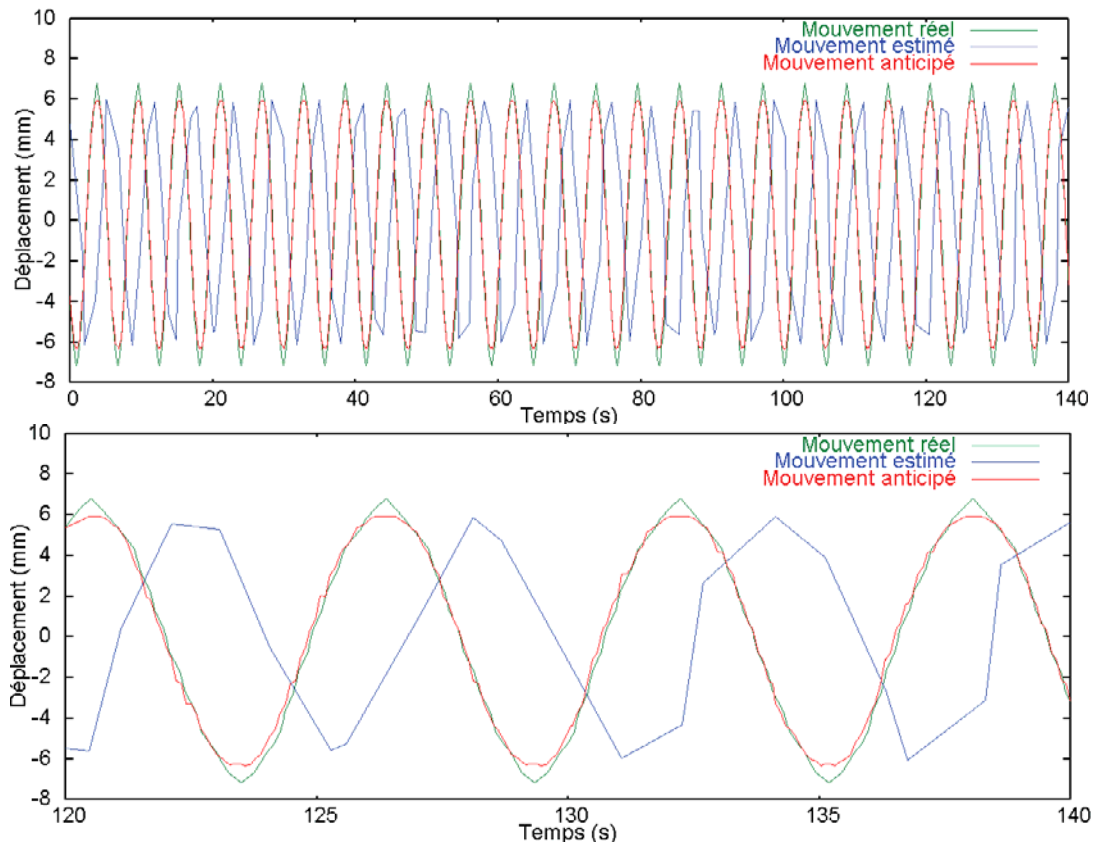


Figure 4-23 : Déplacement réel (vert) estimé (bleu) et anticipé (rouge) mesuré sur un mouvement de translation périodique durant 140s (haut) et 20s après 2mn (bas)

Le déplacement anticipé est discrétisé sur 50 valeurs correspondant aux 50 champs de vecteurs stockés dans l'atlas. Cette discrétisation du mouvement anticipé diminue très légèrement la précision de la détermination du mouvement. L'écart type entre le mouvement réel et le mouvement anticipé est de 0,41mm au lieu de 0,33mm obtenu en utilisant le mouvement dominant.

Dans le cas de mouvement élastique comme celui présenté figure 4-11, la précision du mouvement anticipé ne peut pas être quantifiée par rapport au mouvement mesuré sur l'arbre de transmission de la plateforme d'évaluation puisque les déplacements à l'intérieur du tissu sont hétérogènes.

4.4.2.3 Incertitude de la correction du mouvement

Lorsque aucune correction n'est effectuée, l'erreur moyenne de positionnement du point focal commise mesurée expérimentalement est de 4,76mm. L'estimation théorique de cette erreur peut se faire en approximant le mouvement réel par sa première harmonique et en décalant l'origine temporelle. L'équation (Eq 4-2) s'écrit alors :

$$M(t) \approx c_1 \cdot \cos(\omega t) \quad \text{avec} \quad c_1 = \sqrt{a_1 + b_1} = 6,5 \text{ mm} \quad \text{et} \quad T = \frac{2\pi}{\omega} = 5,6 \text{ s} \quad (\text{Eq 4-4})$$

L'erreur théorique induite par ce mouvement est donc :

$$\sigma_{\text{sans correction}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T (c_1 \cdot \cos(\omega t))^2 dt} = \frac{c_1}{\sqrt{2}} = 4,6 \text{ mm} \quad (\text{Eq 4-5})$$

Lorsque le point de focalisation est positionné selon le mouvement estimé sur la dernière image disponible, l'erreur expérimentale est en moyenne de 7,54mm. L'estimation théorique de cette erreur peut être effectuée en supposant le délai à compenser constant ($d_c=1,9s$). Le déphasage induit est :

$$\varphi_c = 2 \pi \frac{d_c}{T'} = 2,1 \text{ rad} = 120^\circ$$

(Eq 4-6)

L'erreur théorique induite par ce déphasage est :

$$\sigma_{\text{sans anticipation}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T (c_1 \cdot \cos(\omega t) - c_1 \cdot \cos(\omega t + \varphi_c))^2 dt} = c_1 \cdot \sqrt{2} \cdot \left| \sin \frac{\varphi}{2} \right| = 8 \text{ mm}$$

(Eq 4-7)

Lorsque le délai à compenser est correctement mesuré, l'erreur expérimentale mesurée est de 0,33mm avec l'algorithme pour les mouvements de translation et de 0,41mm avec l'algorithme pour les mouvements élastiques. En théorie il n'y a plus de déphasage entre le mouvement anticipé et le mouvement réel et donc l'erreur devrait être nulle. Le tableau suivant compare les écarts types théoriques et expérimentaux obtenus pour un mouvement rigide.

Ecart type	Sans correction	Sans anticipation	Mouvement de translation	Mouvement élastique
Expérimental	4,76 mm	7,54 mm	0,33 mm	0,41 mm
Théorique	4,6 mm	8 mm	0 mm	0 mm

Tableau 4-1 : Écart type du mouvement expérimental et théorique

Le mouvement anticipé permet une précision de positionnement du point focal au moins 14 fois meilleur qu'un positionnement sans correction du mouvement.

La précision des résultats présentés dépend de la précision de la méthode d'estimation du mouvement utilisée et de la précision de la plateforme d'évaluation. Les deux principales sources d'incertitudes induites par la plateforme sont :

- la règle graduée utilisée qui fournit la position de l'arbre de transmission avec une précision de 0,5mm près. Toutefois les valeurs intermédiaires sont calculées par une interpolation linéaire sur les positions relevées.
- la connexion entre l'arbre de transmission et le muscle ex-vivo qui n'est pas parfaitement rigide car ce dernier est soumis à des forces de frottement externes. Ainsi une erreur d'environ 0,5 mm est-elle commise à chaque changement de direction de la cible.

En conséquence l'écart type entre le mouvement anticipé et le mouvement réel est sûrement inférieur à la valeur mesurée à 0,33 mm sur cette plateforme d'évaluation.

4.4.2.4 Stabilité de la correction de mouvement périodique

La durée entre la localisation de la dynamique en cours sur la période type et le temps d'anticipation recherché est constituée par :

- le processus de localisation d'une dynamique dans le cycle du mouvement. Cette étape nécessite un fenêtrage de L dynamiques. Le retard moyen induit est de (L-1)/2 dynamiques.
- le délai à compenser (constitué du temps d'acquisition, de transmission et de calculs d'une dynamique).
- l'anticipation de la trajectoire jusqu'à la prochaine dynamique. Le temps d'anticipation moyen vaut donc la moitié de la durée d'une dynamique

Cette durée détaillée figure 4-24 constitue le délai de réponse du système. Dans cette étude la durée de réponse moyenne d_R vaut $2+1,9+0,5=4,4s$.

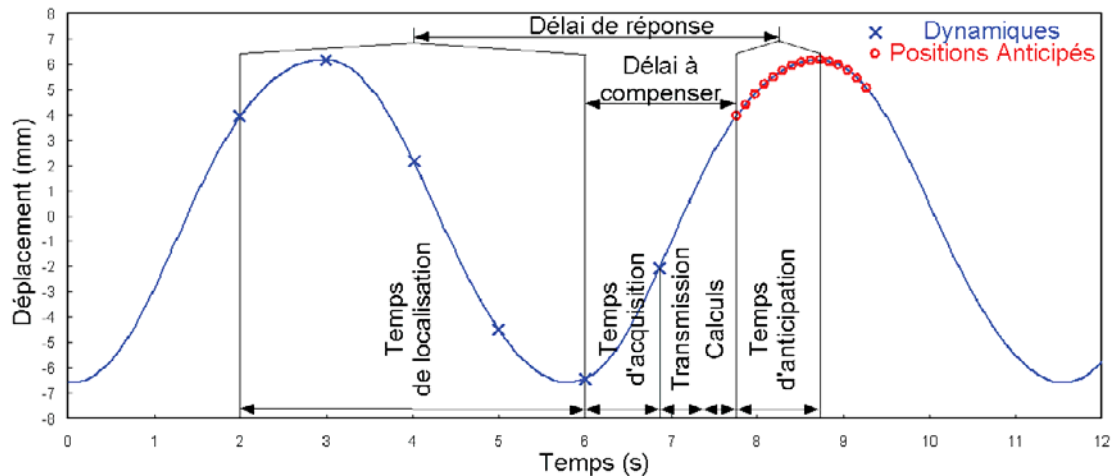


Figure 4-24 : Délai de réponse du système

L'hypothèse de la périodicité du mouvement n'est en pratique pas parfaitement respectée. La durée d'une période varie au cours de l'intervention, ce qui induit une erreur sur le mouvement anticipé.

Si la période du mouvement vaut T le mouvement anticipé est calculé à partir du déphasage $\varphi = 2\pi d_R / T$. En revanche si la période prend la valeur T' , ce déphasage devient $\varphi' = 2\pi d_R / T'$. Le mouvement anticipé étant toujours établi à partir de la phase φ au lieu de la phase φ' , le déphasage entre le mouvement anticipé et le mouvement réel vaut :

$$\Delta\varphi = \varphi' - \varphi = 2\pi d_R \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T} \right)$$

(Eq 4-8)

Dans ce cas l'écart type théorique entre le mouvement réel et le mouvement anticipé est :

$$\sigma_{\text{anticipé}} = c_1 \cdot \sqrt{2} \cdot \left| \sin \frac{\Delta\varphi}{2} \right|$$

(Eq 4-9)

Afin d'évaluer la robustesse de la méthode de correction proposée, plusieurs expériences ont été effectuées en faisant varier la période du mouvement de $\pm 1s$ par rapport à une période fixe de $5,6s$. La figure 4-25 compare l'écart type expérimental ainsi mesuré avec l'écart type théorique de l'équation [10]. Un écart type de $1,5mm$ (correspondant à la largeur d'un voxel) est assuré pour des variations de périodes ne dépassant pas $\pm 7\%$.

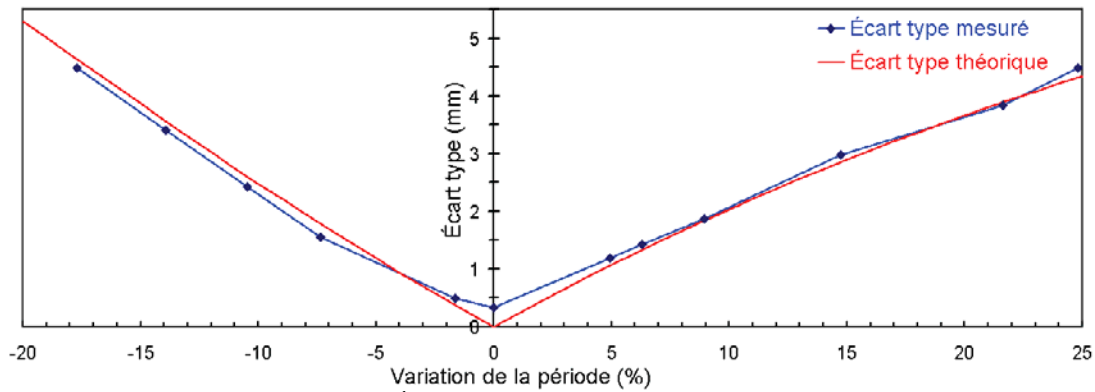


Figure 4-25 : Évaluation de la stabilité de la méthode

La stabilité de la méthode aux variations de période est proportionnelle aux paramètres suivants :

- le délai de réponse du système
- l'amplitude du mouvement
- la période évaluée lors de la phase de prétraitement

Dans le cas général d'un mouvement périodique comportant plusieurs harmoniques la précision du mouvement anticipé se calcule à partir de la formule :

$$\sigma_{\text{anticipé}} = \sum_{n=0}^N c_n \cdot \sqrt{2} \cdot \left| \sin n \cdot \frac{\Delta\varphi}{2} \right| \quad \text{avec } c_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \quad (\text{Eq 4-10})$$

4.4.3 Limites de la correction du mouvement

4.4.3.1 Limitations matérielles

L'utilisation d'un réseau matriciel pour déplacer mécaniquement le point de focalisation est très rapide mais offre une amplitude de mouvement restreinte. Le transducteur de 256 éléments de 6mm utilisé pour cette étude permet un déplacement d'amplitude 15mm. Cette amplitude permet le traitement de la majorité des organes soumis au cycle respiratoire, mais peut s'avérer insuffisante pour les déplacements accidentels. Un déplacement mécanique ou un transducteur avec plus d'éléments est alors nécessaire.

L'approche décrite peut être utilisée pour le traitement de larges zones cibles nécessitant une trajectoire décrivant plusieurs points de focalisation successifs (ex : trajectoire spiralée [Pal03]). La correction doit alors être appliquée pour chacun des points de la trajectoire.

Cette méthode se généralise directement à un mouvement tridimensionnel. Les résultats présentés dans cette étude sont en 2D à cause des limitations imposées par la vitesse de transmission des données entre l'IRM et le PC.

D'autre part des erreurs de localisation du signal peuvent être faites à cause d'une part des imperfections ou des limitations de l'instrumentation, d'autre part à cause des effets induits par l'objet imagé (soit par sa réponse magnétique pour les effets de susceptibilité, soit par sa composition chimique pour les déplacements eau-graisse). Il en résulte des distorsions géométriques sur les images de module et de phase. Ces erreurs se répercutent sur le mouvement estimé sur des images anatomiques. Cet effet peut être limité en optimisant la séquence d'acquisition ou corrigé à l'aide de traitements spécifiques [Sch01].

4.4.3.2 Limitation pour les mouvements accidentels

La technique de correction de température par changement de dynamique de référence est très efficace mais plusieurs inconvénients subsistent. D'une part, l'information de température entre les instants t_{n-1} et t_n est perdue. D'autre part, le bruit sur les images de température est proportionnel au nombre de mouvements accidentels différents survenant au cours de l'intervention.

La correction du positionnement du point focal est favorable au traitement mais s'effectue tardivement par rapport au mouvement de l'organe. Après chaque mouvement il existe un délai d'acquisition, de transmission et de calcul de l'information d'environ 2 secondes durant lequel le point focal n'est pas actualisé.

4.4.3.3 Limitation pour les mouvements périodiques

La technique présentée pour corriger les mouvements périodiques se limite à la correction des mouvements ayant une période largement plus grande que la durée d'une acquisition d'une dynamique. En effet, d'après le théorème de Shannon-Nyquist un échantillonnage d'au moins 2 dynamiques par période est nécessaire afin de pouvoir reconstruire une période complète. Dans les expériences présentées, la période du mouvement effectué était d'environ 5,6 secondes, l'acquisition d'une dynamique par seconde a donc permis une bonne reconstitution du mouvement.

Les déplacements effectués pour la correction du mouvement sont restreints aux mouvements détectés pendant la phase de prétraitement. Il est possible de pallier cette discrétisation du mouvement en réalisant une interpolation sur les vecteurs de déplacements.

4.5 Conclusion

Les méthodes de corrections des artefacts de mouvement pour la thermométrie permettent de ramener l'imprécision des cartographies de température de plusieurs centaines de degrés à moins de 1 degré.

L'approche proposée permet la correction de la position du point focal pour des mouvements accidentels ou périodiques complexes (rigides ou élastiques). Cette technique testée en 2D est généralisable en 3D.

La correction du positionnement du point focal est précise car inférieure à 0,33mm dans nos expériences. Avec cette correction, la montée en température obtenue sur un tissu mobile est plus efficace et spatialement mieux répartie. Ceci permet d'induire une nécrose du tissu cible sans endommager les tissus voisins tout en réalisant un asservissement de la température.

Les résultats obtenus sont largement suffisants pour le traitement d'organes tels que le rein ou le foie par ultrasons focalisés pour un patient placé sous respirateur artificiel. Le délai de réponse du système doit en revanche être optimisé dans le cas d'un patient en respiration libre afin d'augmenter la stabilité du système.

L'utilisation d'autres informations temps réel comme le gating respiratoire, les échos navigateurs ou les échos ultrasonores [Per04] permettrait d'améliorer cette technique. En associant la haute résolution temporelle de ces méthodes avec la bonne résolution spatiale de l'IRM, la stabilité et la précision de cette technique pourraient être améliorées.

Chapitre 5 : Traitement des tumeurs du sein

5.1 Introduction

Le cancer du sein est redouté car sa fréquence est grande. En occident, il représente la première cause de mortalité chez la femme. En France, les chiffres sont alarmants puisque 30 000 femmes par an se découvrent atteintes par cette tumeur. Le cancer du sein à une croissance imprévisible dont les causes sont multifactorielles : mode de vie, hérédité, hormones. Ses tumeurs malignes évoluent dans 50% des cas vers des métastases. Le pronostic vital est associé à la tumeur même (taille, invasion ou au contraire délimitation à une zone précise), à l'atteinte ou pas des ganglions périphériques. Toutefois pour une tumeur du sein de diamètre 1 cm, son antériorité est estimée à 10 ans.

Jusqu'à présent le traitement du cancer du sein était chirurgical, chimiothérapeutique et radiothérapeutique. Aujourd'hui, une nouvelle méthode de thermo thérapie par ultrason focalisé est testée en clinique [Gia03, Kac04, Zip05]. Les premiers essais ont été effectués à partir d'une plateforme thérapeutique ultrasonore initialement conçu pour le traitement des tumeurs du fibrome utérin. Le traitement était efficace mais présente comme effet secondaire, de graves brûlures cutanées liées à la forme très allongée du point de focalisation. Ce chapitre présente une approche spécifique pour le traitement des tumeurs du sein par ultrasons focalisé de façon sécurisée, précise et rapide.

5.2 Description de la plateforme thérapeutique pour le sein

La plateforme thérapeutique pour le sein fait appel à l'ensemble des outils et des techniques d'hyperthermie par ultrasons guidés par IRM décrites dans les chapitres précédents. De plus l'ensemble de l'équipement ultrasonore a été développé de façon à optimiser la sécurité du traitement selon l'anatomie mammaire.

5.2.1 Présentation générale

5.2.1.1 Traitement sécurisé

La majorité des transducteurs thérapeutiques extracorporels sont de forme circulaire similaire à une lentille convergente dont l'axe principal de révolution est orienté verticalement. Ce transducteur est placé sous le patient (comme décrit chapitre 3) de sorte que l'onde se propage de bas en haut. De cette façon il est possible de traiter la majorité des tumeurs comme le fibrome utérin [Tem03, Hin04]. Pour cette application, il existe notamment une plateforme fabriqué par General Electric qui a reçu l'accord FDA. Le principal avantage de cette configuration est la position statique du transducteur par rapport à l'IRM. En effet un déplacement du transducteur induit une modification du champ de susceptibilité magnétique et biaise par conséquent les cartographies de température.

Cependant l'inconvénient de l'utilisation d'un axe de propagation vertical, est le risque associé de blesser un organe vital. Bien que ce risque soit moindre pour soigner un muscle situé sur une jambe ou un bras il faut être prudent pour traiter les fibromes utérins car la destruction du nerf sciatique passant à proximité peut être fatale. En cas de douleur le traitement est réorienté ou interrompu puisque les fibromes utérins sont des tumeurs bénignes dont l'ablation partielle est suffisante.

Concernant les tumeurs malignes du sein il semble difficile avec une propagation de l'onde verticale d'éviter les organes vitaux comme le cœur ou les poumons. Pour cette raison il est préférable d'orienter l'onde ultrasonore dans le plan coronal [Brevet US 6778848] comme le montre la figure 5-1.

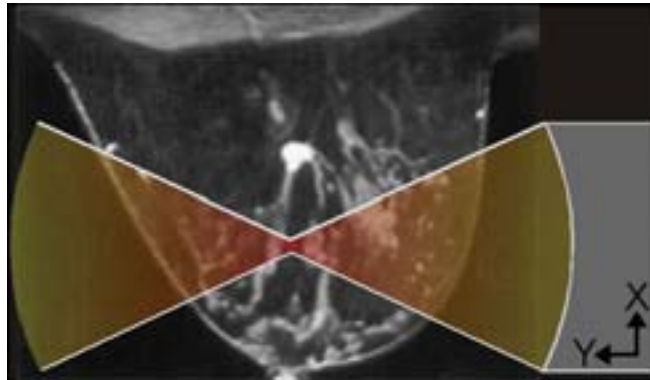


Figure 5-1: Amélioration de la sécurité avec un axe de tir principalement orienté dans le plan coronal pour éviter tout risque éventuel de dépôt énergétique accidentel dans un organe vital

En positionnant le transducteur selon cette configuration à la périphérie du sein quelle que soit la profondeur du tissu traversé l'onde n'atteint jamais la plèvre. La sécurité du traitement est alors nettement améliorée puisque seul l'épiderme, la graisse et les glandes mammaires sont traversés par l'onde ultrasonore. Toutefois la mise en application de ce procédé soulève de nombreuses difficultés.

5.2.1.2 Description matérielle

La plateforme de traitement proposé pour l'hyperthermie des tumeurs du sein est constitué comme dans les chapitres précédant des modules suivants:

- Un support ergonomique incluant un mécanisme de positionnement du transducteur.
- Un transducteur matriciel à ultrason focalisé.
- Un IRM 1,5T avec un reconstituteur d'images et une console d'acquisition associée pour réaliser le repérage et les cartographies de température des régions cibles.
- Une console de monitoring thérapeutique pour contrôler le déroulement du traitement et piloter le générateur ultrasonore en fonction des cartes de températures acquises par l'IRM.
- Un générateur de signaux électriques multivoies permettant d'alimenter le transducteur matriciel selon les commandes fournies par la console de monitoring.
- Un boîtier d'adaptation électrique pour un transfert énergétique du générateur au transducteur optimal.

De plus certains modules ont été développés spécifiquement pour la plateforme de traitement des tumeurs du sein:

- Un transducteur matriciel de 256 éléments dont la géométrie a été adaptée pour être placé à la périphérie du sein.

- Une plateforme mécanisée pour positionner le transducteur en face de la tumeur.
- Un circuit hydraulique permettant le couplage acoustique entre le transducteur et l'épiderme, ainsi que le refroidissement de ces deux derniers.

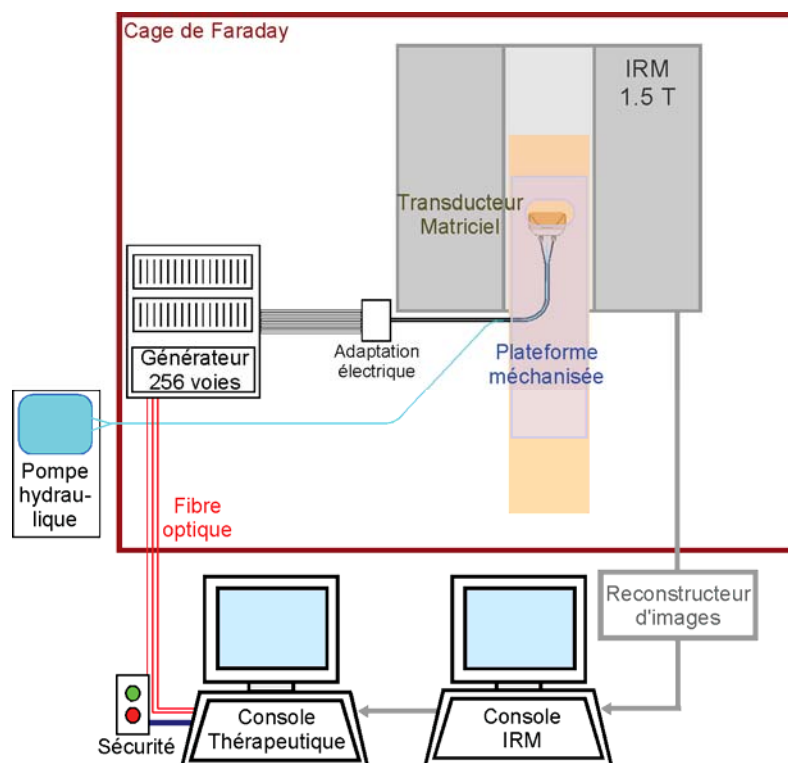


Figure 5-2: Plateforme de traitement pour les tumeurs du sein

La localisation et l'interconnexion de chacun de ses modules sont présentées figure 5-2. L'IRM se situe à l'intérieur d'une cage de Faraday pour pouvoir mesurer le signal RMN. En effet le signal RMN est de très faible amplitude (-100dBm) comparativement à la pollution électromagnétique extérieure qui ne cesse de s'accroître. Ainsi les consoles de monitorages et la pompe hydraulique sont situées à l'extérieur de la cage de Faraday pour en simplifier l'utilisation tout en garantissant la comptabilité électromagnétique avec l'IRM. En revanche le transducteur matriciel et la plateforme mécanisée sont nécessairement à l'intérieur de l'aimant pour être à proximité de la patiente.

Concernant le générateur ultrasonore, il a aussi été placé à l'intérieur de la cage de Faraday pour ne pas avoir à installer 256 traversées filtrantes sur ses murs métalliques. Ceci facilite le déplacement et l'installation du matériel ultrasonore d'un IRM à un autre. En contre partie la conception de ce générateur nécessite plus d'attention pour éviter les interférences électromagnétiques avec l'IRM.

À propos du boîtier d'adaptation qui sert aussi de filtre, il est placé le plus près possible du transducteur mais en dehors de l'aimant pour des raisons d'encombrement. La distance entre ce boîtier et le transducteur doit être minimisée pour diminuer les pertes électriques et faciliter l'adaptation. En effet dans cette configuration, avec 2,6m de câble entre eux, les inductances requises pour adapter chaque élément sont d'environ 25 μH , ce qui est difficilement réalisable à 1,5MHz surtout sans ferrite. Les inductances à air sont les plus appropriées puisque à champ magnétique élevé toutes les ferrites saturent. Même si la société Magnetec propose des ferrites saturant à 1,2T, leur utilisation se limite aux basses fréquences.

5.2.2 Transducteur matriciel

Le transducteur matriciel est conçu spécialement pour traiter les tumeurs du sein. L'originalité de ce transducteur est principalement sa forme allongée ergonomique. La forme allongée de ce transducteur permet d'optimiser l'encombrement dans l'IRM. En effet le diamètre des IRM est actuellement limité à 60cm de rayon. Ceci empêche déjà de diagnostiquer par IRM certains patients atteints d'obésité. Avec une plateforme thérapeutique dans l'IRM la place disponible pour le patient est encore plus réduite. Pour ses raisons il est essentiel d'optimiser l'épaisseur de cette plateforme. Celle-ci dépend principalement de la taille du transducteur. Le transducteur doit avoir une surface émettrice d'au moins 68mm² pour avoir une puissance suffisante et doit avoir une hauteur minimale dans la plateforme, il est préférable que celui-ci ait un angle d'ouverture maximal avec un positionnement des éléments le plus dense possible.

5.2.2.1 Géométrie ergonomique

De plus pour pouvoir déplacer mécaniquement le point de focalisation de haut en bas, il est plus judicieux de faire pivoter le transducteur que de le translater. Un mouvement de translation nécessite une plus grande épaisseur de la plateforme. En plus de minimiser l'encombrement, un mouvement de rotation permet de positionner le point focal plus près de la cage thoracique. Pour avoir une liberté de rotation maximum du transducteur, celui-ci est découpé de sorte que sa vue de coté corresponde à une demi ellipse. En trois dimensions c'est l'intersection d'un cylindre elliptique avec une sphère comme le présente la figure 5-3. La forme sphérique est nécessaire pour obtenir un transducteur focalisé tandis que la forme cylindrique permet d'optimiser l'inclinaison du transducteur pour un encombrement moindre. Un cylindre de base triangulaire permettrait une plus grande rotation mais la forme arrondie est nécessaire à l'ergonomie et la rigidité du transducteur.

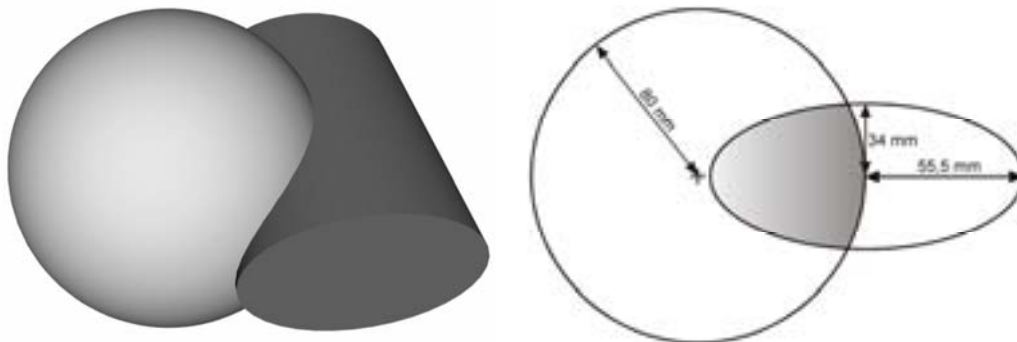


Figure 5-3: Géométrie de la surface active du transducteur résultant de l'intersection d'une sphère avec un cylindre à base elliptique

La surface ainsi définie par une sphère de rayon 80mm et un cylindre de base elliptique de rayons 34mm et 55,5mm correspond à la partie active du transducteur composée d'éléments piézo composites. Ainsi cette géométrie de la face émettrice du transducteur possède la même surface active de 68mm² que le transducteur matriciel utilisé dans les chapitres précédent de focale 80mm et de rayon d'ouverture 55mm.

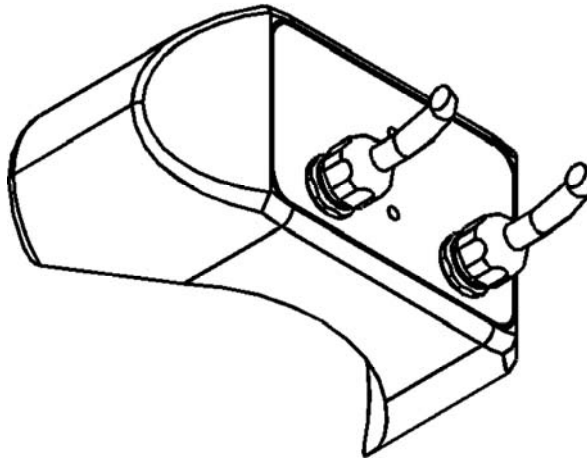


Figure 5-4: Plan en perspective dessiné par Imasonic du boîtier du transducteur matriciel

La face active est placée dans un boîtier étanche pour que la face arrière des éléments piezo-composites ainsi que leurs connexions électriques soient isolées de l'eau. La forme de ce boîtier a été dessinée par la société Imasonic pour s'approcher le plus possible de la géométrie de la partie active tout en assurant un bon maintien mécanique. Ceci est d'autant plus important que la face active est très fragile puisqu'elle est très courbée. Deux trous taraudés sur le centre de la face arrière permettent de fixer avec des vis le transducteur sur la plateforme mécanisée. De plus, deux presses étoupes sont nécessaires pour obtenir une sortie hermétique et solide des câbles électriques. Ceux-ci sont situés sur la partie inférieure de la face arrière (puisque au niveau de la partie supérieure se trouve l'axe principal de rotation mécanique). Ce positionnement des câbles électriques éloignés de quelques centimètres de l'antenne de réception IRM est aussi légèrement plus avantageux pour la compatibilité électromagnétique.

5.2.2.2 Compatibilité IRM

Le transducteur décrit précédemment a été fabriqué par la société Imasonic, de façon à être compatible avec un IRM 1,5T [Mou03] comme le montre la photo figure 5-5.



Figure 5-5: Photo du transducteur matriciel devant un IRM 1,5T

Chacun des matériaux du transducteur, des câbles électriques et des connecteurs coaxiaux sont sélectionnés et testés séparément pour obtenir la meilleure compatibilité IRM possible. Les connecteurs électriques multivoies sont conçus pour ne pas être attirés par l'aimant afin d'éviter tout accident. Pour cela, parmi les dizaines de pièces constituant ces connecteurs FRB 160 connexions, seul les vis doivent être remplacées par des vis en laiton. Le choix du câble coaxial est beaucoup plus difficile puisqu'il doit induire de faible rayonnement, comporter de nombreux câbles coaxiaux souples de faible diamètre, avec de faibles pertes électrique tout en ayant un faible effet capacitif. Le câble 38110G fabriqué par Sumitomo correspond très bien à toute ces spécifications hormis en ce qui concerne les pertes qui sont de 0,47 dBm/m. Le transducteur matriciel doit aussi être choisi pour induire le moins de distorsion possible sur l'image IRM en ayant le meilleur rendement acoustique électrique. Pour cela le boîtier est conçu en résine avec des presses étoupes en plastique. La face active est constituée d'éléments piezo-composite dont les éléments sont connectés avec des soudures en étain sur la face arrière par un circuit imprimé en époxy et en cuivre. L'ensemble du reste du boîtier est rempli d'air pour obtenir un rendement acoustique de 60%. En effet lorsque l'élément piezo-composite produit une onde acoustique vers la face avant et la face arrière, une partie de l'onde incidente sur la face arrière est réfléchiée vers la face avant.

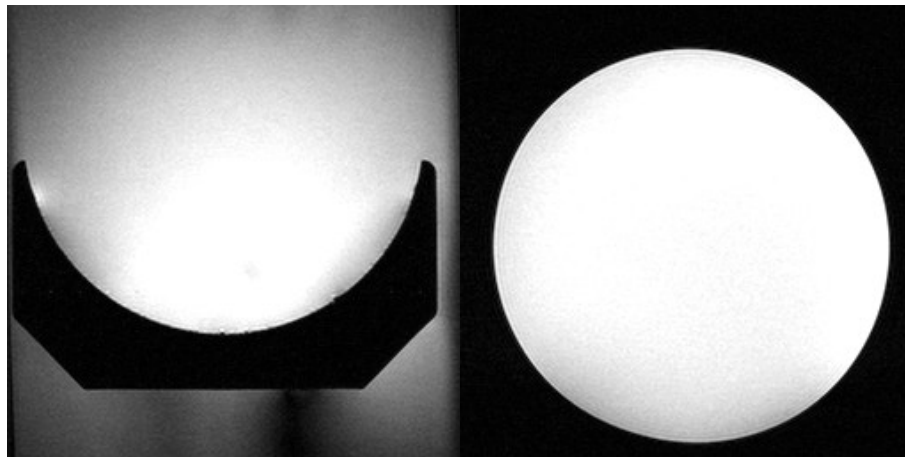
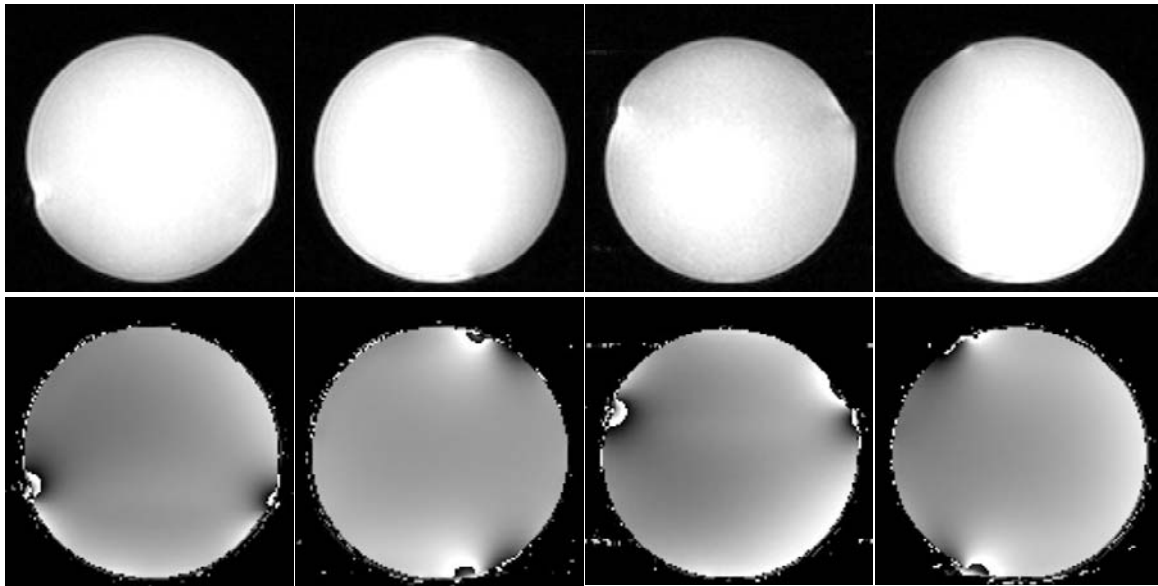


Figure 5-6: Image en écho de spin du transducteur matriciel immergé dans l'eau (à gauche) et à la périphérie d'une bouteille (à droite)

La figure 5-6 montre une image en écho de spin de $180 \times 180 \text{mm}^2$ du transducteur acquise avec une séquence en écho de spin avec un temps de répétition de 5s et un temps d'écho de 100ms. Sur l'image de gauche le transducteur est immergé dans un bac d'eau, la forme du boîtier apparaît très distinctement en noir avec des dimensions identiques aux dimensions réelles. L'image a été acquise avec la même séquence en plaçant le transducteur autour d'un gel d'agar de 160mm de diamètre. Cette expérience est plus proche des conditions réelles. De plus l'utilisation d'un gel procure une image plus nette qu'avec de l'eau puisqu'il n'y a plus de mouvement brownien. Le transducteur est alors complètement indétectable puisque de part son contenu, sa susceptibilité magnétique est très proche de l'air.

L'imagerie en écho de spin est très utilisée pour obtenir des cartographies anatomiques de bonne qualité. En revanche l'imagerie en écho de gradient permet d'obtenir des cartographies thermiques simultanément aux cartographies anatomiques. Mais ce type de séquence est beaucoup plus sensible aux inhomogénéités magnétiques qui induisent des distorsions géométriques. La figure 5-7 montre les images de phase et de module obtenues avec une séquence en écho de gradient du transducteur placé autour du gel d'agar sur une fenêtre de $180 \times 180 \text{mm}^2$. Le temps d'écho et de répétition utilisé est de 18ms et 300ms. Les images de module sont représentatives de l'anatomie du tissu tandis que les images de phases

sont représentatives de l'homogénéité du champ magnétique et par conséquent des cartes de températures selon l'équation PRF.



*Figure 5-7: Image en écho de gradient du transducteur matriciel
Positionné à 0°, 90°, 180° et 270° à la périphérie d'une bouteille*

Sur les images en écho de gradient le transducteur est aussi invisible. En revanche un saut de phase apparaît à chaque extrémité de la partie active du transducteur. Cette légère inhomogénéité du champ magnétique induit une petite distorsion sur l'image de module au même endroit. Ces sauts de phases et ces distorsions dépendent de la position du transducteur à la périphérie de la bouteille.

Les bords de la partie active du transducteur qui forment des points anguleux sont donc la principale source d'artefact du transducteur. En pratique ces sauts de phases ne gênent pas l'imagerie du sein puisque le transducteur se trouve à quelques centimètres et qu'il ne bouge pas. Ces artefacts permettent en outre de repérer la position du transducteur.

La compatibilité de ce transducteur matriciel est primordiale puisqu'il se situe à quelques centimètres de l'image observée. Pour une image en écho de gradient cette compatibilité est parfaite jusqu'à un millimètre du transducteur. Mais pour une image en écho de gradient, il faut réserver une marge de deux centimètres autour des deux extrémités de la face active.

5.2.2.3 Forme du point focal

L'inconvénient des sondes circulaires est la forme allongée du point focal le long de l'axe de tir. Lors du dépôt de grande quantité d'énergie pour effectuer de forte élévation de température ou le traitement de grand volume, la nécrose se propage alors vers le transducteur jusqu'à la surface de la peau [Pal03].

Comme le décrit le chapitre 3, lors de plusieurs tirs consécutifs rapprochés une partie de chaque faisceau se recouvre. Ainsi en faisant plusieurs tirs consécutifs sur toute la surface d'un disque on obtient un ellipsoïde dont le rapport des longueurs est égal au rapport des longueurs du point focal. Cet effet d'accumulation d'énergie le long de l'axe de propagation des ultrasons peut être dangereux lorsque la nécrose s'étend sur des organes voisins vitaux.

En plaçant l'axe de tir du transducteur dans le plan coronal les risques d'accumulations d'énergie sur les organes à risques comme la plèvre, les poumons ou le cœur sont supprimés

puisque toute l'énergie ultrasonore se propage uniquement à l'intérieur du sein. De plus en augmentant l'angle d'ouverture du transducteur, il est possible de diminuer la longueur du point focal. Sa disposition dans le plan coronal à la périphérie forme presque un demi arc. Le demi arc de cercle étant exclu pour éviter qu'une face de la sonde rayonne sur une autre face. L'angle d'ouverture du transducteur dans le plan XY est de 144° (figure 5-8 à gauche). Pour avoir un transducteur suffisamment compact c'est à dire avec une surface active de 68cm^2 , l'angle d'ouverture de la sonde dans le plan XZ est réduit à 50° (figure 5-8 à droite). Cette géométrie permet de positionner le transducteur à la périphérie du sein avec un axe de propagation de l'onde dans le plan coronal tout en utilisant une grande fenêtre acoustique.

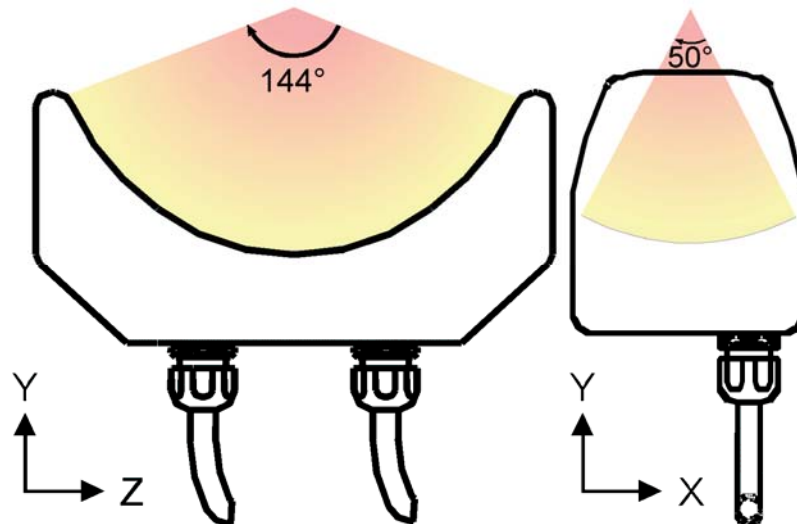


Figure 5-8: Transducteur matriciel avec un grand angle d'ouverture

Le fait d'augmenter l'angle d'ouverture du transducteur dans une direction permet de réduire la longueur du point focal tout en réduisant l'épaisseur du transducteur. Ainsi avec un angle d'ouverture de 144° la taille du point focal est de $0,48 \times 1,28 \times 1,6\text{mm}^3$.

De plus ce réseau matriciel est composé de 256 éléments circulaires de rayon 2,9mm ce qui permet d'ajuster la position du point focal électroniquement de $\pm 7,3\text{mm}$ selon l'axe X, de $\pm 12\text{mm}$ selon l'axes Y et de $\pm 8,5\text{mm}$ selon l'axes Z. Ces éléments sont répartis de façon compacte asymétrique selon l'algorithme décrit chapitre 1 pour minimiser les lobes secondaires à une intensité inférieure à 8% de l'intensité au point de focalisation.

5.2.3 Plateforme mécanisée

Le pilotage électronique des signaux est rapide et précis mais ne peut focaliser qu'à l'intérieur d'un espace assez limité. Pour cette raison un positionnement mécanique du transducteur en face du centre de la tumeur est nécessaire.

5.2.3.1 Positionnement du transducteur

Comme le montre la figure 5-9, la mécanique de déplacement de la sonde se loge à l'intérieur d'une plateforme ergonomique se situant entre la patiente et le lit de l'IRM. Cette plateforme ergonomique permet d'assurer le confort de la patiente tout en évitant que son poids repose sur le transducteur. De plus, cette plateforme mécanisée et ergonomique, offre une grande simplicité d'installation puisqu'il suffit de la poser directement sur le lit.

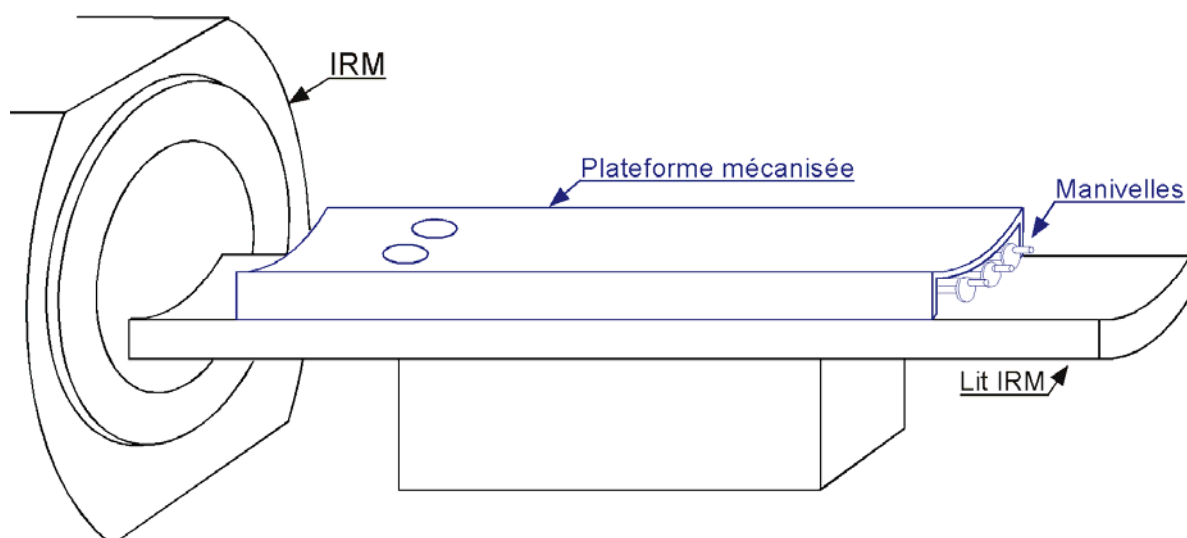


Figure 5-9: Vue globale de l'IRM et de la plateforme mécanisée

Des manivelles situées au pied du lit permettent de déplacer manuellement le transducteur au pied du lit sans gêner la patiente. Ce mécanisme offre 4 degrés de liberté : deux mouvements de translation T_1 , T_2 et deux mouvements de rotation R_1 , R_2 .

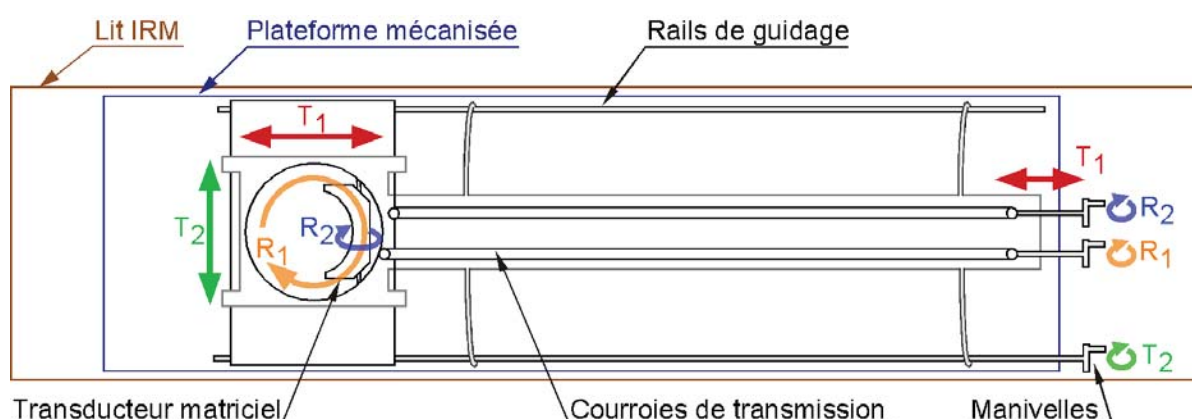


Figure 5-10: La plateforme mécanisée permet de déplacer le transducteur matriciel suivant 2 translations et 2 rotations à partir des manivelles

Le mouvement de translation T_1 , représenté en rouge sur la figure 5-10, permet de déplacer le transducteur longitudinalement par rapport au lit de l'IRM. Ce mouvement est guidé par 2 rails de guidage se trouvant de chaque côté du lit. Cette position se règle en poussant ou en tirant les manivelles pour translater l'ensemble du système mécanique par rapport à la plateforme supportant la patiente.

Le mouvement de translation T_2 , représenté en vert sur la figure 5-10, permet de déplacer le transducteur transversalement par rapport au lit de l'IRM. Cette manivelle induit une rotation des rails de guidage et entraîne deux courroies transversales. Celles-ci vont ensuite faire translater la partie centrale dessinée en gris le long de l'incurvation du lit de l'IRM. Les mouvements de translation T_1 et T_2 servent à ajuster la profondeur de la focalisation à l'intérieur du sein.

Le mouvement de rotation R_1 , représenté en orange sur la figure 5-10, permet de faire tourner le transducteur autour du sein. Ce mouvement est actionné par la manivelle centrale qui par le biais d'une courroie de transmission fait tourner la couronne principale supportant le transducteur autour du sein.

Le mouvement de rotation R_2 , représenté en bleu sur la figure 5-10, modifie l'inclinaison du transducteur par rapport au plan coronal. Ce mouvement est actionné par la manivelle de droite qui par le biais d'une courroie de transmission et d'un jeu d'engrenage, fait pivoter le transducteur. Cette rotation du transducteur permet de déplacer le point focal de bas en haut en occupant le moins de place possible dans l'IRM.

La figure 5-11 présente un schéma technique réalisé par l'entreprise TSR qui détaille l'ensemble des éléments constituant la plateforme mécanisée en rouge. Les courroies de transmission sont dessinées en vert, les autres pièces rigides sont noires ou roses lorsqu'elles se chevauchent. Cette plateforme mécanisée intègre aussi une antenne C1 dessinée en gris qui est maintenue par deux élastiques tendus. Cette antenne a été choisie pour son rayon de 80mm qui est légèrement plus grand que le rayon de l'ouverture de la plateforme de 70m et fournit une bonne imagerie de l'ensemble du volume du sein.

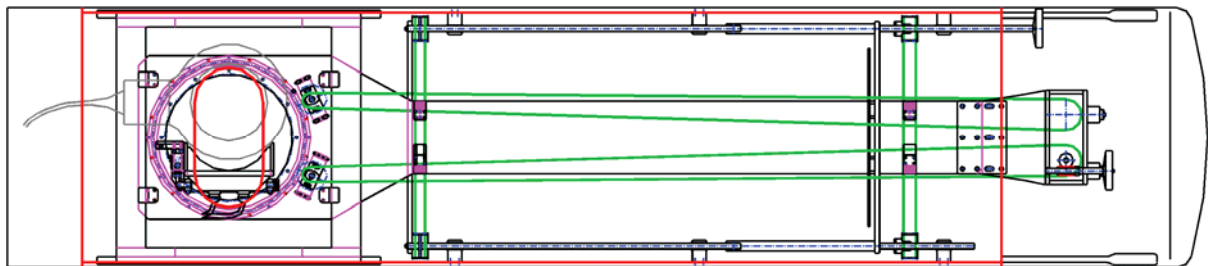


Figure 5-11: Dessin technique de la plateforme mécanisée réalisé par l'entreprise TSR

Le boîtier à l'extrémité du lit servant d'interface entre les manivelles et les courroies de transmission est constitué d'un système de débrayage pour faire tourner une courroie (pour la rotation R_2) ou deux courroies simultanément (pour la rotation R_1). De plus, des compteurs de tours sont placés entre les manivelles et ce boîtier pour connaître précisément les rotations effectuées. La plaque supportant ce boîtier est graduée suivant deux axes pour mesurer les translations T_1 et T_2 . Ses repères indiquent la position du transducteur et du point de focalisation au millimètre près.

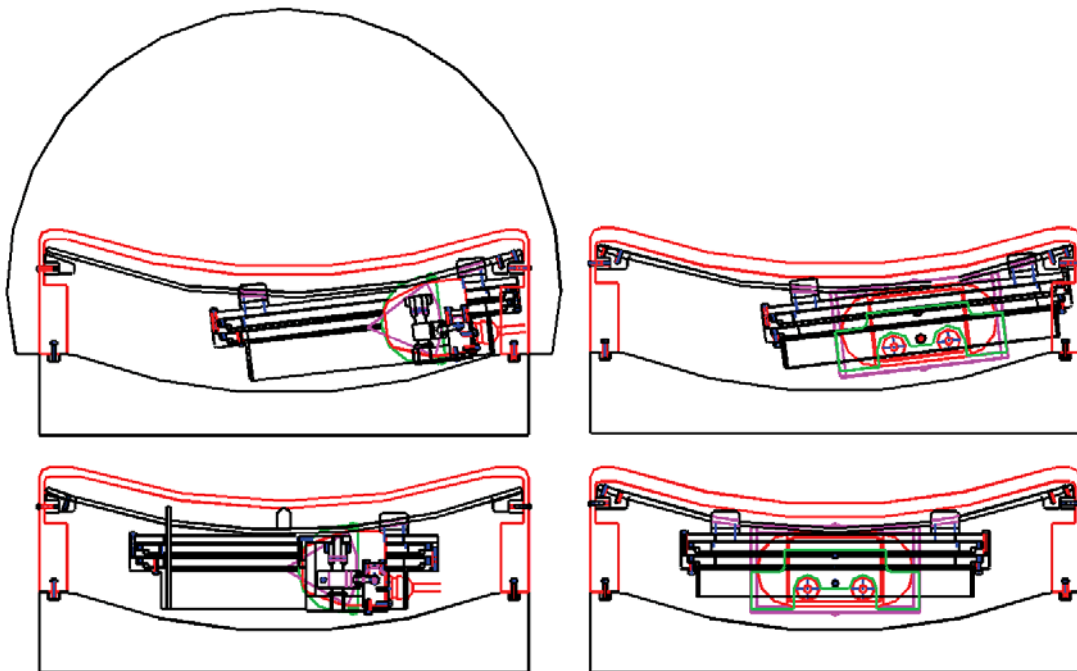


Figure 5-12: Dessins techniques de la plateforme mécanisée réalisés par l'entreprise TSR

La figure 5-12 montre des dessins techniques de la plateforme mécanisée dans le plan sagittal pour plusieurs positions du transducteur. La translation T_2 correspond mathématiquement plutôt à une rotation puisque le transducteur est déplacé en suivant la courbure du lit pour minimiser l'épaisseur de cette plateforme. Ainsi l'épaisseur de la plateforme mécanisée est de 14cm au centre comme sur les bords, ce qui reste toujours un inconvénient majeur compte tenu de la place restant pour la patiente.



Figure 5-13: *Vue de dessus et de dessous du transducteur matriciel dans la plateforme mécanisée pour le traitement des tumeurs du sein.
Le transducteur peut être tourné de 360° dans le plan coronal*

La figure 5-13 montre une photo vue de dessus et de dessous de la partie avant de la plateforme mécanisée contenant le transducteur matriciel. Cette plateforme a été fabriquée par la société TSR selon les plans présentés figure 5-11 et figure 5-12. L'ensemble des pièces mécaniques est en plastique de dimension très large car ce matériel est cassant et peu rigide. Les axes de rotation et la majeure partie des vis nécessitant une plus grande rigidité sont en laiton à fort pourcentage de cuivre.

5.2.3.2 Amplitudes des mouvements

L'ouverture de la plateforme montrée sur la photo figure 5-13 est constitué de deux cercle presque tangents de rayon 70mm fusionnés en une seule ouverture de 140×286mm². Avec cette dimension d'ouverture, la patiente peut y loger son sein droit ou gauche quelle qu'en soit la taille.

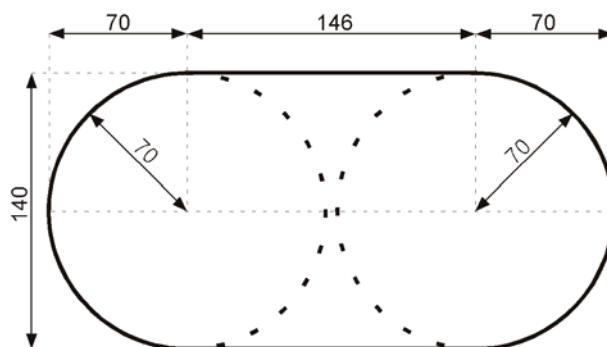


Figure 5-14: *Ouverture de la plateforme mécanisée en photo figure 5-13*

La figure 5-15 montre en rouge la zone de $80 \times 166 \text{mm}^2$ dans lequel le point focal peut être déplacé mécaniquement par rapport à l'ouverture de la plateforme.

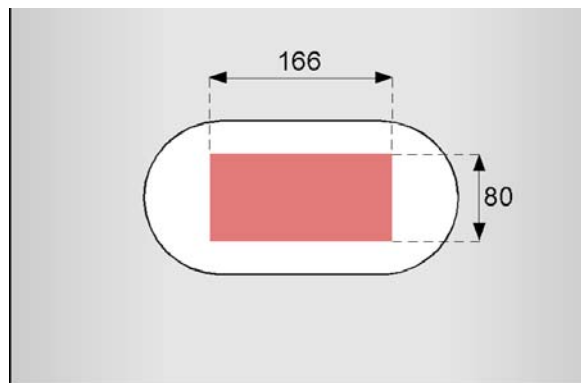


Figure 5-15: Amplitude du déplacement mécanique (en rouge) du point de focalisation dans le plan coronal

L'amplitude du mouvement transversal au lit de 166mm est limité par les presses étoupes du transducteur qui viennent en butée sur le bord de la plateforme comme le montre le dessin technique figure 5-15. Il est possible de gagner 20mm d'amplitude de chaque coté en découpant une ouverture sur le bord du lit pour déplacer le transducteur jusqu'au bord de l'aimant. Cependant cela fragiliserait considérablement la plateforme sur la partie supportant la majorité du poids de la patiente et de l'ensemble du mécanisme. Pour compenser ce manque d'amplitude du mouvement transversal au lit, il est préférable de décentrer si nécessaire légèrement la patiente de façon à rapprocher le sein à traiter de quelques centimètres vers le centre de l'aimant. En plus, cela augmente la qualité de l'imagerie puisque le champ magnétique est plus homogène au centre de l'aimant.

Le mouvement longitudinal au lit de 80mm peut être facilement étendu puisqu'il n'y pas de contrainte d'encombrement dans le sens de la longueur du lit. De plus, l'amplitude de ce mouvement dépend de l'inclinaison R_2 du transducteur. Comme le montre la figure 5-16 dans un plan transversal avec le transducteur orienté dans le sens longitudinale du lit (R_1 à 0° ou 180°), pour une inclinaison vers le bas (R_2 à -9°) l'amplitude du mouvement est de 79mm et pour une inclinaison vers le haut (R_2 à 13°) l'amplitude du mouvement est de 92mm. De même si le transducteur est orienté perpendiculairement au lit (R_1 à $\pm 90^\circ$), selon l'inclinaison R_2 l'amplitude du mouvement peut varier de 165mm à 178mm. En outre, le rôle principal de la rotation R_2 est de pouvoir déplacer le point focal de 39mm verticalement. Concernant la rotation R_1 , elle est optimale puisqu'elle permet d'effectuer un tour complet de 360° .

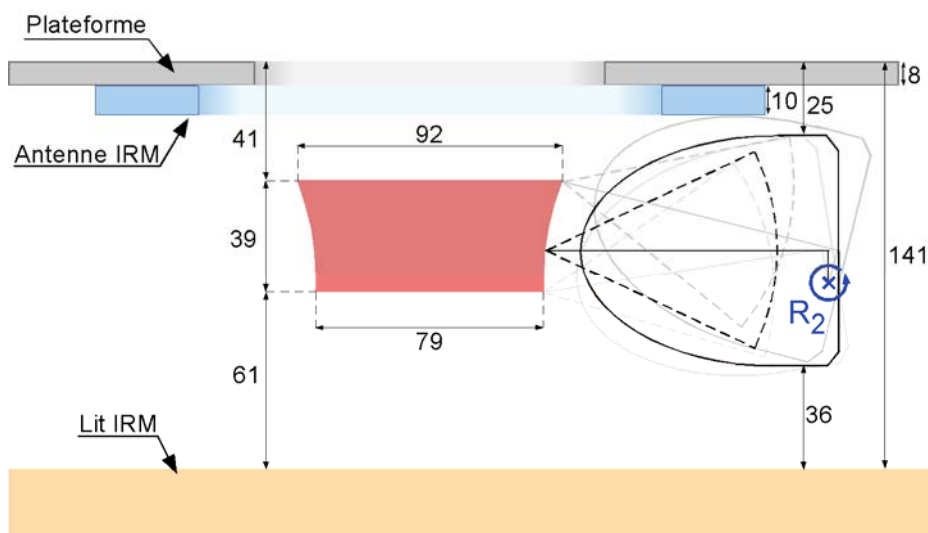


Figure 5-16: Amplitude du déplacement mécanique (en rouge) du point de focalisation dans le plan sagittal et transversal

Les principaux inconvénients de cette plateforme sont son épaisseur de 141mm et surtout la distance de 41 mm entre le point traitable le plus élevé et la surface de la plateforme. En effet l'épaisseur de la plateforme interdit le traitement des patientes atteintes d'obésité et la faible amplitude de rotation R_2 empêche le traitement des tumeurs à moins de 5cm du thorax.

Malgré les efforts réalisés pour minimiser l'épaisseur du transducteur à 80mm, de l'antenne C1 à 10mm et du dessus de la plateforme à 8mm, les amplitudes des mouvements réalisables avec cette plateforme mécanique reste assez limitées surtout dans le sens vertical. Cependant le déplacement électronique du point de focalisation permet d'étendre ces déplacements d'au moins 7mm dans chaque direction de l'espace.

5.2.4 Circuit hydraulique

Une fois le transducteur positionné en face de la tumeur, l'onde doit pouvoir se propager du transducteur jusqu'au tissu. Pour cela l'eau est un très bon medium.

5.2.4.1 Couplage acoustique

En effet l'impédance acoustique de l'eau est très proche de celle des tissus. De plus l'eau propage l'onde du transducteur à la peau avec quasiment aucune perte puisque son coefficient d'atténuation est de 0,26 dB/m.

A cet effet une membrane est placée autour du transducteur comme le montre la photo figure 5-17. Le maintien mécanique de la membrane sur le transducteur est réalisé par un boîtier en plastique et des vis en laiton. L'étanchéité de l'ensemble est obtenue grâce à une silicone technique présentant une grande perméabilité et un fort coefficient d'adhérence.

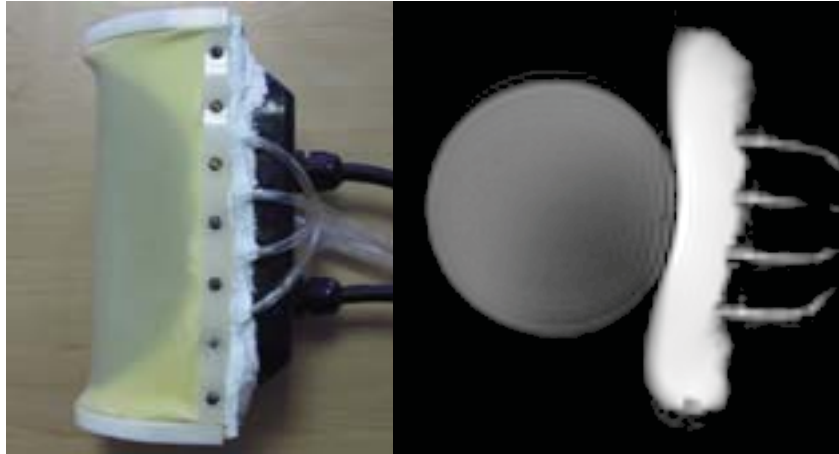


Figure 5-17: Transducteur matriciel avec membrane et circuit hydraulique

Le ballon d'eau formé par la membrane devant le transducteur est rempli par le biais de tuyaux placés en dessous et au dessus. L'image acquise par IRM figure 5-17 montre nettement la connexion entre les tuyaux et ce ballon d'eau. Ceci permet d'injecter l'eau par le point le plus bas et d'aspirer l'air par le point le plus haut durant la phase de remplissage. Ensuite lors de l'utilisation du transducteur l'eau circule toujours de bas en haut pour enlever toute bulle d'air éventuellement restante dans ce ballon. L'entrée et la sortie du ballon ont été divisées en 4 tuyaux de 4mm de diamètre plutôt qu'un tuyau de diamètre double de façon à minimiser l'épaisseur de la plateforme et plus particulièrement la distance entre l'antenne C1 et le transducteur qui minimise le volume traitable.



Figure 5-18: Brassard avec poire et manomètre

Etant donné que le couplage acoustique entre la peau et la membrane nécessite une certaine pression, un brassard est placé par rapport à la membrane du côté opposé du sein. Le brassard en caoutchouc, rempli d'air offre l'avantage d'être parfaitement compatible avec l'IRM. Une poire et un manomètre relié au brassard présenté figure 5-18 permet de gonfler le brassard en mesurant à distance la pression appliquée. Une pression de 40mmHg est suffisante pour obtenir le couplage acoustique voulu tout en maintenant le sein dans une position fixe pour faciliter l'imagerie et le traitement. La pression appliquée peut-être légèrement modifiée pour déplacer le sein et par conséquent la profondeur du tir sans avoir à modifier la position du transducteur. Si nécessaire au lieu d'un, deux brassards peuvent se

fixer sur la paroi circulaire (visible figure 5-13) en face du transducteur pour avoir plus de degré de liberté de positionnement par ajustement de la pression.

5.2.4.2 Refroidissement hydraulique

Lors de l'utilisation du transducteur, le circuit hydraulique doit tourner en continu, pour extraire les bulles d'air et refroidir l'eau dans le ballon d'eau. Compte tenu du fait que le volume d'eau en face du transducteur est d'un litre et que celui-ci dissipe en chaleur 40% de la puissance électrique, à puissance maximale 300 watts sont dissipés dans ce litre d'eau. Comme la capacité calorifique de l'eau est de $4,2.^{\circ}\text{C}.\text{J}^{-1}.\text{g}^{-1}$ la température y augmente à raison de $4,3^{\circ}\text{C}/\text{min}$. Avec une pompe péristaltique débitant 3l/min, le volume de liquide en face du transducteur est renouvelé toute les 20s, de ce fait il ne peut chauffer de plus de $1,4^{\circ}\text{C}$. En outre l'utilisation d'une pompe péristaltique permet de faire circuler l'eau tout en conservant un circuit hydraulique fermé. En plus d'être renouvelée l'eau doit être refroidie. Pour cela un réservoir de 2 litre est placé dans un bain marie régulé à 10°C .



Figure 5-19: Pompe péristaltique avec une réserve d'eau refroidie à 10°C

Le principal but de ce circuit de refroidissement est de maintenir la température de l'eau le plus bas possible pour refroidir la peau et le transducteur sans gêner la patiente. La sensation de froid devient accommodante à partir de 10°C . En contre partie ce refroidissement diminue légèrement les risques de brûlures cutanés et refroidi efficacement la température du transducteur par un effet de convection. En effet celui-ci peut atteindre 60°C compte tenu du niveau de puissance élevé appliqué et de sa faible surface. A partir de cette température l'impédance électrique des éléments piézo-composite change fortement, ce qui augmente le pourcentage de puissance réfléchié et diminue le rendement électrique acoustique. Passé un certain seuil, le transducteur peut se détériorer.

5.2.4.3 Capture des bulles d'airs

L'eau servant au couplage acoustique et au refroidissement du transducteur et de l'épiderme, doit être dégazée. En effet les fortes pressions traversant ce liquide peuvent produire des bulles par effet de cavitation. Lorsque des bulles sont créées, l'effet de cavitation est facilement entretenu et provoque souvent de grave nécroses cutanées. Pour éviter ce danger l'eau du circuit hydraulique est préalablement dégazée. Pour ce faire l'eau est mise

dans une pompe à vide dont la sortie est refroidie par de l'azote liquide pour éviter que l'eau ne s'échappe à basse pression sous forme de vapeur.

L'eau insérée dans le circuit hydraulique doit être préservée de toutes bulles d'air surtout entre le transducteur et la peau, là où de forte pression sont mise en jeu. Pour cette raison, le circuit hydraulique évacue les éventuelles bulles d'air présente dans le ballon formé par le transducteur et la membrane. Ces bulles d'airs circulent ensuite avec l'eau dans les tuyaux jusqu'au réservoir placé dans le thermostat.

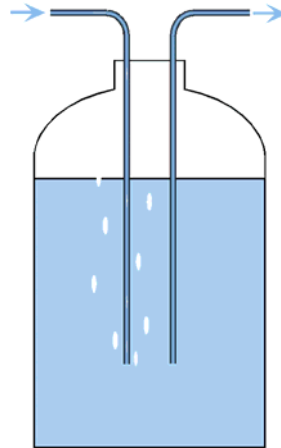


Figure 5-20: Réserve d'eau avec un piège à air

Ce réservoir est constitué de tubes disjoints plongeant au fond de la bouteille dessinée figure 5-20 de sorte que l'air ne soit pas réinjecté dans le circuit hydraulique. De plus le volume d'air à la surface permet de régler la pression et le volume du ballon d'eau entre le transducteur et la peau.

5.3 Utilisation de la plateforme thérapeutique pour le sein

Suite à la conception et à la fabrication du transducteur matriciel, de la plateforme mécanisée et du circuit hydraulique, quelques tests fonctionnels ont été effectués pour évaluer les performances de l'ensemble de cette plateforme thérapeutique.

5.3.1 Positionnement du transducteur

La première étape, lors de l'utilisation de la plateforme thérapeutique est le positionnement du transducteur en face de la tumeur à traiter. Pour cela il est nécessaire d'effectuer tout d'abord un repérage du volume tumoral par IRM avec si nécessaire un produit de contraste. Une fois la forme et la position de cette région connue, le transducteur est orienté vers celle-ci à l'aide des manivelles au pied du lit. Les graduations de chacun des axes permettent de connaître la position et l'orientation du transducteur par rapport au lit IRM. En connaissant de plus l'avancement du lit IRM par rapport au centre, les coordonnées du transducteur sont définies dans le repère de l'aimant comme le sont les image IRM acquises. Toutefois cette technique de positionnement du transducteur assez indirecte, nécessite le calcul de nombreux changements de repère.

5.3.1.1 Repérage par des marqueurs

Par sécurité et pour une meilleure précision, il est préférable de mesurer directement la position du transducteur au centre de l'aimant sur les images IRM. Pour cela des marqueurs composés d'une solution de sulfate de cuivre ont été positionnés avec Bruno Quesson autour du transducteur. La position de ces marqueurs est indiquée sur la figure 5-21.

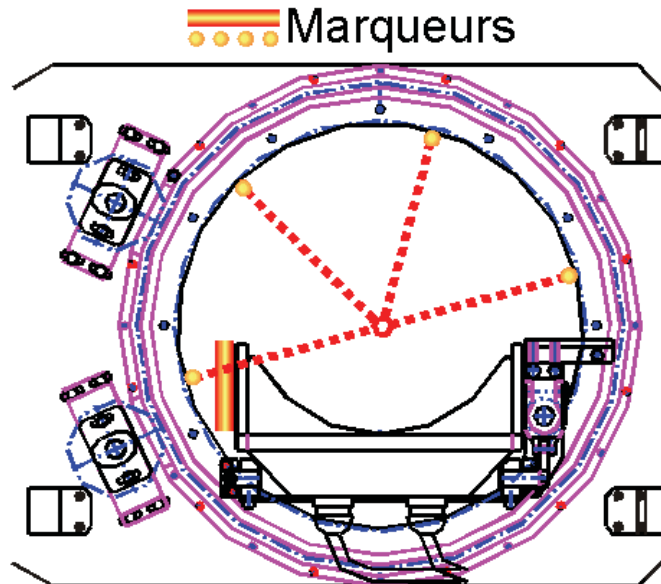


Figure 5-21: Disposition des marqueurs

Les marqueurs sont les plus espacés possible pour avoir une bonne précision, tout en restant dans le champ de vue observable avec l'antenne C1 utilisée. Quatre marqueurs orientés verticalement sont placés à l'intérieur de l'anneau du cylindre de fixation du brassard pour connaître les translations horizontales T_1 , T_2 ainsi que la rotation R_1 . L'inclinaison du transducteur R_2 est indiquée par un autre marqueur fixé directement sur le côté du boîtier du transducteur. Une fois les translations T_1 , T_2 et les rotations R_1 , R_2 connues, la position et l'orientation du transducteur peuvent être calculées par rapport au centre de l'aimant.

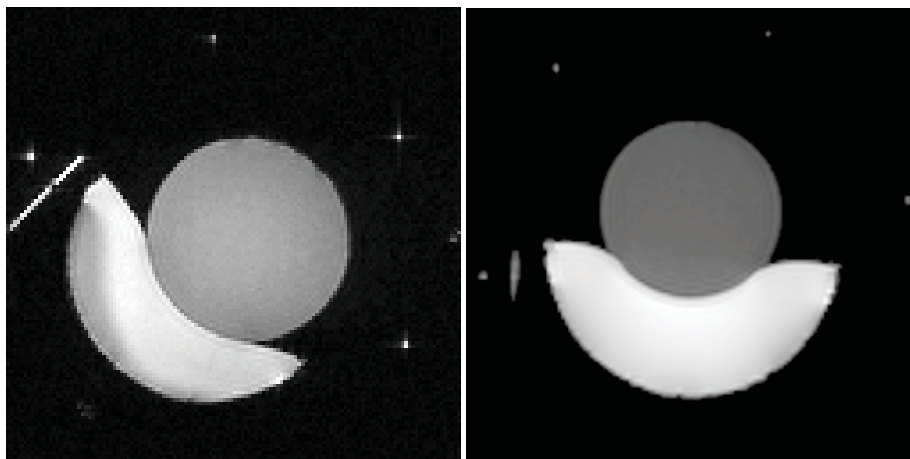


Figure 5-22: Repérage des marqueurs et ajustement de la longueur de la membrane

Une solution plus simple d'utilisation, consiste à utiliser le marqueur le long du transducteur pour orienter les coupes coronales dans le plan de symétrie du transducteur (le plan ZY de la **figure 1-32**). La figure 5-22 montre l'exemple de deux images de repérage des

marqueurs acquises en écho de spin avec une fenêtre d'observation $256 \times 256 \text{mm}^2$. L'image de droite est inclinée par rapport au plan de symétrie du transducteur puisque seule une portion du marqueur est dans le plan de la coupe. L'image de gauche correspond par contre à une coupe correctement orientée puisque toute la longueur de ce marqueur y est visible. Les quatre autres marqueurs verticaux permettent ensuite de repérer la position du point focal en prenant le milieu des deux marqueurs diagonalement opposés. Bien que ces quatre marqueurs ne soient pas alignés sur un cercle puisque la coupe est inclinée, l'intersection d'un plan et d'un cylindre formant toujours une ellipse, le milieu de la diagonale ne bouge pas. De cette façon la position du point focal naturel est repérée au millimètre près à partir de la console IRM. L'orientation du transducteur est alors celle des coupes acquises.

5.3.1.2 Fenêtre acoustique

Une fois le transducteur positionné en face de la tumeur, il est important de s'assurer que l'ensemble de l'onde acoustique émise par le transducteur soit transmise jusqu'au tissu. Le couplage acoustique réalisé par la membrane en contact avec la peau est contrôlé dans le plan coronal et transversal.

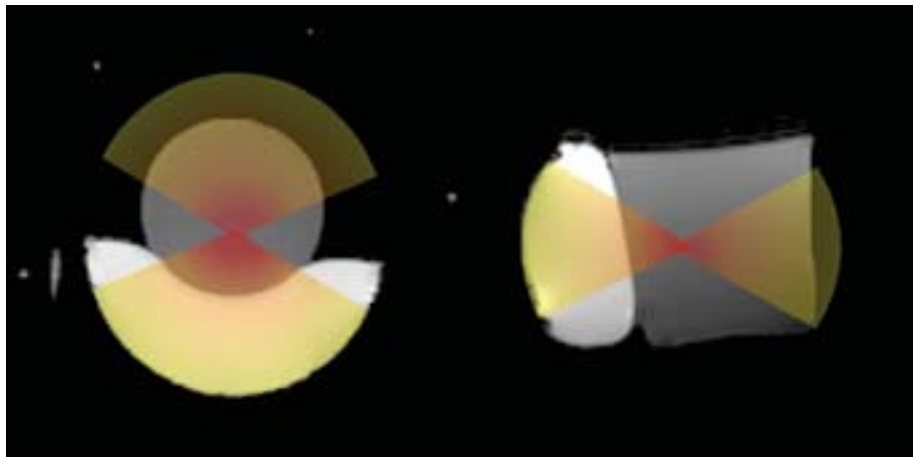


Figure 5-23: Vérification de la fenêtre acoustique du faisceau dans le plan coronal et transversal

Pour ajuster la largeur de cette fenêtre acoustique, le volume d'eau dans la membrane peut être ajusté par le biais du réservoir hydraulique ou la contre réaction exercée par le brassard peut être modifiée à distance. Il est toutefois préférable de bien régler préalablement la tension de la membrane dans chaque direction pour que le contact soit convenable sans avoir à exercer de pression élevée. Par exemple l'image de droite figure 5-22 dont la membrane est trop tendue horizontalement ne permet pas de couplage acoustique complet à forte pression (120mmHg) tandis que celle de gauche mieux étudiée le permet à basse pression (40mmHg). La pression doit être suffisante pour l'obtention du couplage membrane-peau et l'immobilisation du tissu mais pas trop élevée pour ne pas gêner la patiente.

5.3.2 Artefacts d'imagerie

L'étape suivante consiste à vérifier la qualité de la thermométrie sur la région d'intérêt.

5.3.2.1 Distorsions géométriques

Le calcul des cartographies de température établi par l'équation PRF est effectué à partir d'image en écho de gradient. Cependant ces séquences très sensibles aux inhomogénéités du champ magnétique induisent souvent des distorsions géométriques. Ces déformations géométriques de l'image provoquent des erreurs de localisation spatiale nuisibles au traitement. La figure 5-24 présente le module et la phase d'une image en écho de gradient (temps d'écho 18ms) d'un gel d'agar en contact avec la membrane du transducteur.

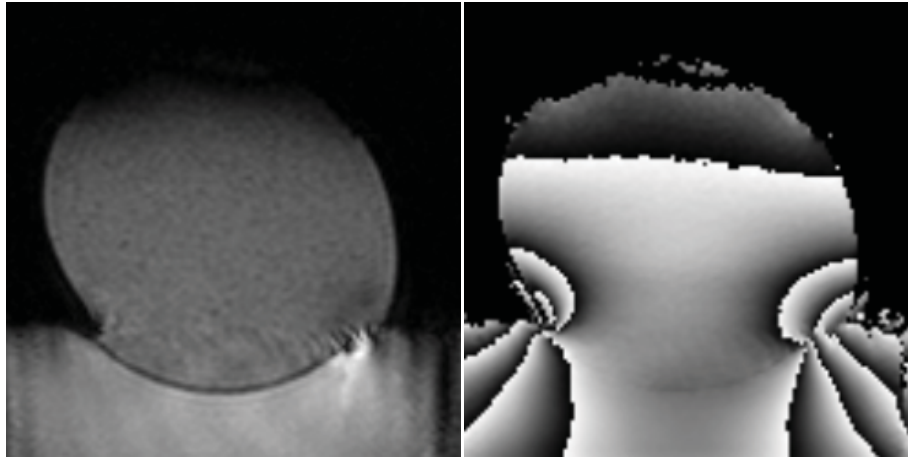


Figure 5-24: Module et phase d'une image écho de gradient d'un gel en contact avec la membrane du transducteur

Même si le gel et le ballon en contact avec celui-ci ont la même susceptibilité magnétique des distorsions apparaissent à la séparation du gel avec la membrane. En effet ces points forment un coin d'air très anguleux ce qui modifie les lignes de champ magnétique. Par conséquent l'image de phase proportionnelle à l'intensité du champ magnétique est affectée de variations spatiales en plus des déformations géométriques. Ces variations de phases forment plusieurs sauts de 2π à partir des deux coins d'air. Les variations de phases étant lié aux distorsions géométriques permettent de corriger ces artefacts [Kad97]. Cette correction est rarement appliquée, mais tous les calculs thermométriques étant effectués par différence entre l'image courante et l'image de référence, ces variations de phases sont compensées. Cependant chaque saut de 2π correspondant à 86°C , un petit déplacement des coins d'air fausse la compensation de la variation de phase et cause d'importants artefacts thermométriques.

Au bilan les coins d'air à la séparation du gel et de la membrane induisent des distorsions géométriques qui restent à coté de la zone chauffée. Ces distorsions géométriques peuvent aussi être atténuées en changeant le sens d'encodage de l'image. En revanche les variations de phases correspondantes bien que compensées, rendent la thermométrie très sensible aux artefacts de mouvements.

5.3.2.2 Artefacts thermométriques

Compte tenu du rapport signal sur bruit obtenu sur les images en écho de gradient présenté figure 5-24, la précision de la thermométrie est inférieure à 1°C . Cette précision dépend du contraste du tissu observé et de sa distance par rapport à l'antenne de réception. Cependant durant le traitement le volume d'eau dans le ballon circule pour refroidir le transducteur. Ce déplacement de l'eau durant l'acquisition d'une image fausse les cartes de températures comme le montre la figure 5-25 de gauche.

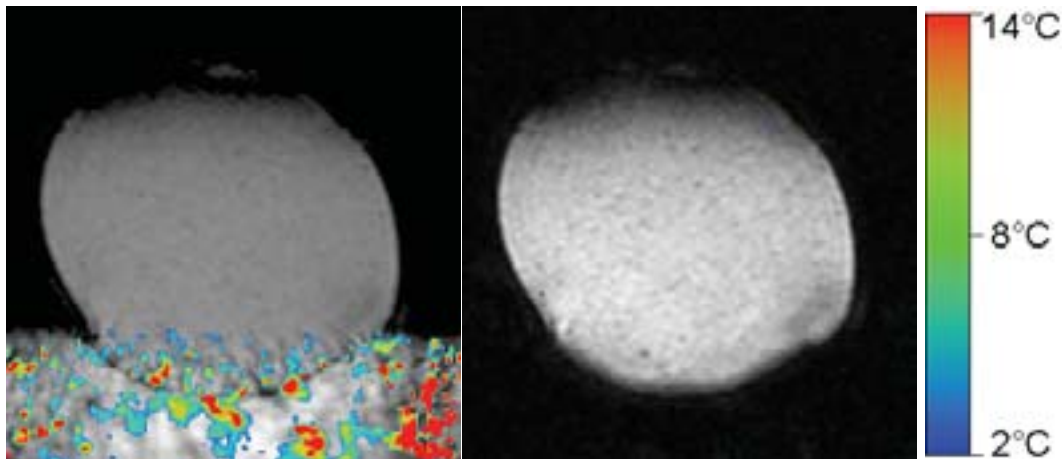


Figure 5-25: Thermométrie d'un gel en contact avec la membrane du transducteur avec ou sans bandes de saturations

Ces artefacts thermométriques atteignant plus de 14°C, peuvent être supprimés en plaçant 3 bandes de saturation autour du gel. La carte de température ainsi obtenue figure 5-25 ne présente plus d'artefact de mouvement de l'eau. La thermométrie sur le gel est alors aussi précise que sans mouvement de l'eau. Cependant l'utilisation de 3 bandes de saturation augmente considérablement le temps d'acquisition d'une dynamique de 2.4s à 10s. Une solution plus efficace consiste à ajouter du manganèse chlorure $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ pour supprimer le signal émis par l'eau sans avoir à utiliser des bandes de saturation. Une concentration de 5mM de l'ion Mn^{+2} (soit 1g/l de $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$) permet de diminuer suffisamment le temps de relaxation et ne plus avoir le moindre artefact de mouvement de l'eau. La thermométrie est alors parfaitement réalisable en contact direct avec la membrane.

5.3.3 Résolution thérapeutique

5.3.3.1 Thermométrie du point focal

Lorsque la qualité de la thermométrie est convenable, une première focalisation test est effectuée pour vérifier le bon fonctionnement du transducteur et confirmer la position du point de focalisation calculée précédemment. La figure 5-26 présente la répartition du chauffage mesurée en focalisant 5s et 15s avec une puissance de 100 watts électriques sur un gel composé de 2% d'agar et de 1% de silice. La silice ajoutée absorbe une partie de l'onde ultrasonore et l'agar sert à obtenir la consistance voulue. Avec ces pourcentages d'agar et de silice, les coefficients d'absorption et de diffusion du gel est proche de ceux mesurés sur les muscles ex-vivo au chapitre 2.

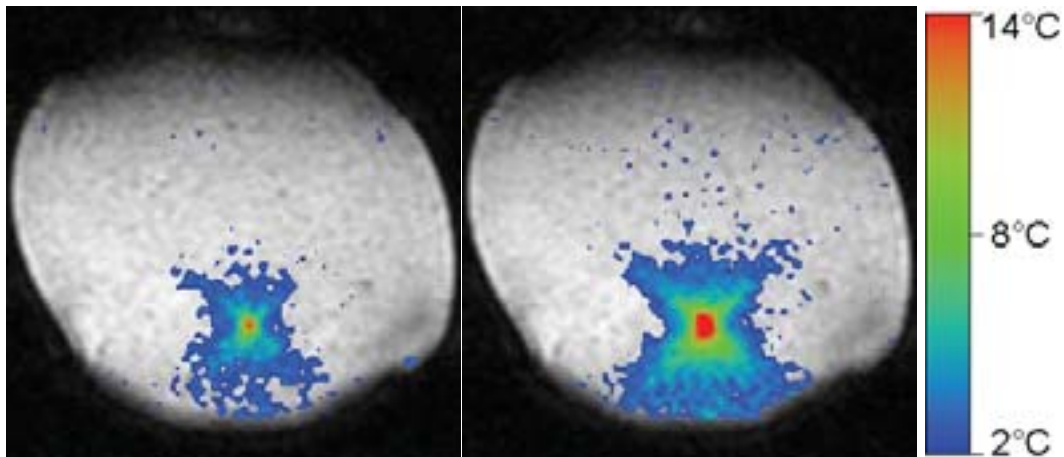


Figure 5-26: *Forme du point focal vue sur les cartes de températures acquises à 5s et 15s d'un chauffage de 100 watts électriques sur un gel composé de 2% d'agar et de 1% de silice*

Sur deux cartes de thermométries acquises consécutivement, la forme très peu allongée du point de focalisation correspond à celle calculée par les simulations acoustiques figure 1-33. Les dimensions du point focal de $0,48 \times 1,6 \text{ mm}^2$ dans le plan YZ, ne peuvent être mesurées directement sur ces images à cause de l'effet de diffusion et de la résolution de $1 \times 1 \text{ mm}^2$. Le chauffage mesuré sur les autres coupes est négligeable puisque la propagation de l'onde s'effectue dans le plan coronal. Avec un point de focalisation de taille proche du millimètre dans toutes les directions de l'espace, associé à l'algorithme de contrôle de la température 3D décrit au chapitre 3, presque toutes les géométries de chauffage sont réalisables.

5.3.3.2 Nécrose tissulaire

Suite au chauffage de 15s à 100W électrique effectué figure 5-26, la dose thermique a été calculée pour évaluer la plus petite nécrose réalisable. La carte de dose thermique obtenue à la fin de chauffage est reporté figure 5-27. Seule la coupe contenant le point de focalisation présente une dose létale. La taille de la nécrose obtenue mesure seulement $2 \times 2 \text{ mm}^2$ soit 4 voxels. Ce résultat est proche du maximum réalisable compte tenu des difficultés de centrage du point de focalisation au milieu d'un voxel.

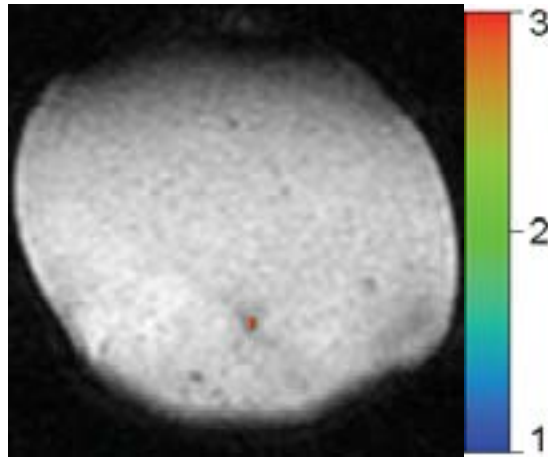


Figure 5-27: Dose thermique induite après le chauffage décrit **Figure 5-26**.
La surface ayant atteint la dose thermique est de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ sur une seule coupe de 5mm.

5.3.4 Analyse de risque

Préalablement à la réalisation des premiers essais cliniques, une analyse de risque a été effectuée. Cette étude consiste à prendre en compte la gravité d'un événement par rapport à sa probabilité d'occurrence de façon à quantifier le risque. Pour cela une unité subjective décrite tableau 5-1 est utilisée pour classer en 5 niveaux les dommages et les fréquences des incidents.

Probabilité d'occurrence		Gravité du dommage	
1	Extrêmement faible	1	Négligeable
2	Très faible	2	Marginal
3	Assez faible	3	Critique
4	Faible	4	Sérieux
5	Modéré	5	Grave

Tableau 5-1 : Niveaux de fréquence et de dommage d'un incident

Basé sur l'expérience du laboratoire ainsi que les résultats reportés dans la littérature chaque sorte d'incident imaginable est représentée sur la figure 5-28 de façon à comparer simplement leur risque. Ce graphique est séparé en trois parties selon leur niveaux de risque; zone intolérable, zone aussi faible que raisonnablement praticable et zone largement acceptable.

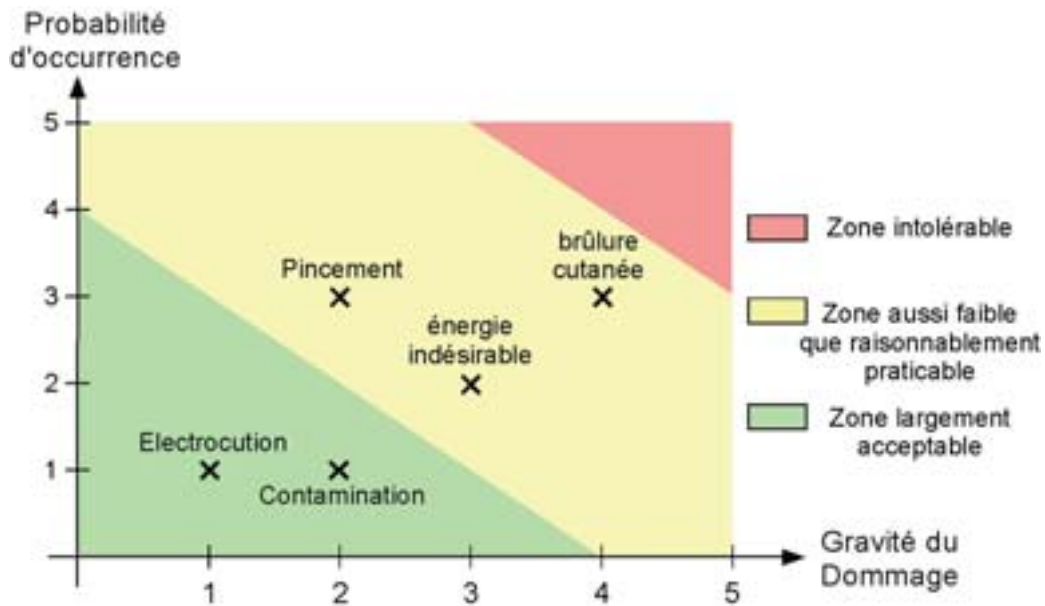


Figure 5-28: Analyse de risque pour le traitement des tumeurs du sein

Aucun des incidents relevés ne sont intolérables. Le risque majeur de ce traitement par ultrason focalisé est la brûlure cutanée qui peut être parfois du 3^{ème} degré. Toutefois le refroidissement de l'eau en contact avec la peau et l'augmentation de l'angle d'ouverture du transducteur pour raccourcir le point de focalisation et élargir la fenêtre acoustique devraient diminuer ce risque. Le dépôt d'énergie dans une zone intolérable n'est maintenant plus qu'un risque secondaire puisque avec une orientation de l'axe de tir dans le plan coronal aucun des organes vitaux ne peuvent être touchés. D'autre part un pincement du sein peut aussi être gênant pour la patiente mais cette pression est contrôlée par un manomètre. Les autres risques sont négligeables. La contamination de la patiente en cas de manquement aux règles de sécurité d'hygiène est peu probable car le traitement est non invasif. Les risques d'électrocutions sont aussi très peu probables compte tenu de l'épaisseur des blindages utilisés pour la compatibilité du système ultrasonore avec l'IRM. Même en cas d'inondation suite à une fuite hydraulique, il ne peut y avoir d'électrocution puisque l'électronique à proximité de la patiente est étanche. De plus les tensions utilisées ne présentent aucun danger pour la santé puisqu'elles sont inférieures ou égale à 15V.

5.4 Conclusion

La plateforme thérapeutique pour le traitement des tumeurs du sein présentée dans ce chapitre permet de positionner le transducteur à la périphérie du sein avec un grand nombre de degré de liberté, 2 translations et 2 rotations. Bien que l'amplitude de ces mouvements soient assez limitée à cause de la taille du transducteur et de l'IRM, l'orientation de l'axe de propagation de l'onde ultrasonore dans le plan coronal améliore considérablement la sécurité du traitement. De cette façon il n'y a plus le moindre risque de blesser des organes vitaux.

En utilisant un transducteur ergonomique avec un grand angle d'ouverture la précision du traitement est nettement améliorée puisque la taille du point focal produit est beaucoup plus arrondie. La résolution thérapeutique est alors proche du millimètre dans toutes les directions de l'espace. Les risques de brûlures cutanées sont aussi réduits comparativement aux transducteurs traditionnels ronds qui produisent un point de focalisation dont la forme allongée se propage parfois jusqu'à la peau.

Suite à un protocole médical rédigé par Jean Palussière, consistant à traiter des patientes deux jours avant leur mastectomie, les comités d'éthique et de sécurité ont donné leur accord pour commencer les essais cliniques.

Conclusion générale

La conception de transducteurs matriciels est aussi complexe que sa fabrication est minutieuse. Une architecture de transducteur dont les éléments sont répartis de façon compacte asymétrique fournit une bonne qualité de traitement avec de faibles lobes secondaires tout en conservant une structure suffisamment compacte pour être utilisée dans un IRM. Cependant quelques optimisations concernant la fréquence utilisée, la longueur de la focale et le nombre d'éléments sont encore nécessaires pour améliorer l'amplitude des déplacements électroniques réalisables.

Malgré son efficacité, l'asservissement PID de la température en fonction des cartographies thermiques acquises par IRM reste très marginalement employé car il nécessite un IRM de bonne qualité pouvant fournir des cartes de températures précises en un délai très bref. L'utilisation de technique de traitement d'image et d'analyse temps réel des données IRM permet en plus d'améliorer la fiabilité et la stabilité de l'asservissement. En déduisant rapidement les paramètres tissulaires en comparant les cartographies de température mesurées aux modélisations thermiques, l'asservissement s'adapte automatiquement à la nature du tissu traité.

De même le chauffage simultané de tout un volume permettant un traitement homogène est très peu répandu car il requiert une bonne connaissance du volume nécrosé lors de la superposition de plusieurs points de focalisation. La combinaison de l'asservissement PID effectué en chacun des points du volume traités avec l'algorithme de détection du maximum qui prend en compte la forme du point focal permet d'effectuer un chauffage dont la température est précisément contrôlée sur tout une région. La nécrose correspond alors au volume choisi à condition que la géométrie de celui-ci n'excède pas les limitations imposées par la forme du point focal. Dans le contraire c'est la plus petite nécrose couvrant tout le volume choisi qui est réalisée.

Une des principales difficultés rencontrés lors de traitements par ultrason est le mouvement des organes qui fausse la localisation du point focal et perturbe très fortement les cartographies thermiques. Les techniques de traitement de l'image donnent une bonne estimation du mouvement quel que soit sa nature; translation, rotation, dilatation, étirement. Leur utilisation pour corriger les artefacts de température et la position du point de focalisation reste assez simple pour les mouvements spontanés ne se produisant que quelques fois. En revanche les mouvements périodiques comme la respiration nécessite une analyse plus poussée puisqu'une anticipation est nécessaire pour compenser le délai de mesure et de traitement des données. Néanmoins les artefacts de température et les erreurs de localisation de tous les types de mouvement peuvent se corriger pour effectuer un contrôle spatial et temporel de la température d'aussi bonne qualité que ceux réalisés sur un tissu immobile.

Pour mettre en application clinique ces procédés de contrôle spatial et temporel de la température une plateforme de traitement des tumeurs du sein a été développée. Malgré les contraintes imposées par l'IRM sur le choix des matériaux et l'encombrement, cette plateforme a été conçue pour améliorer la sécurité du traitement en orientant l'axe de propagation de l'onde proche de l'horizontale. De cette façon ce traitement ne présente plus le moindre risque de toucher un organe vital. De plus l'angle d'ouverture du transducteur produit un point focal très arrondi, ce qui améliore la précision et donc la qualité du traitement.

La thérapie par ultrason guidé par IRM est une technologie complexe à mettre en œuvre. Mais l'essor de cette technologie et sa récente commercialisation la rend enfin plus facilement accessible. Les résultats cliniques de la thérapie par ultrasons focalisés laisse envisager un avenir prometteur pour traiter les tumeurs dans de nombreux organes comme l'utérus, le sein, la prostate, le foie, le rein, l'œsophage et le cerveau.

Annexe 1 : Trajectoire spiralée

Cette annexe présente les équations utilisées pour calculer la position et la puissance en chacun des points le long d'une trajectoire en spirale pour obtenir un dépôt énergétique homogène.

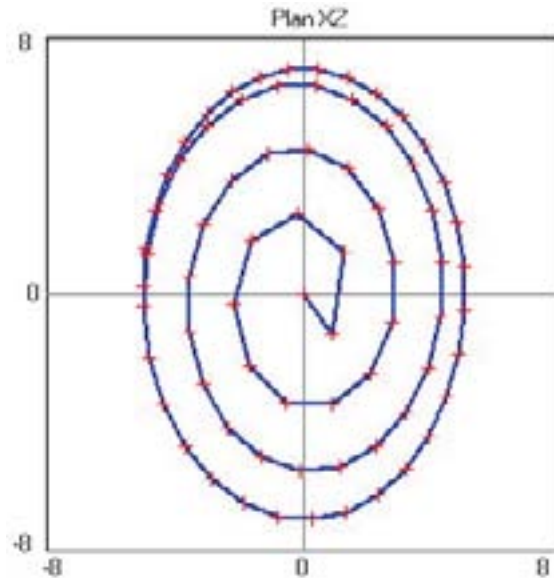


Figure 5-29: Trajectoire en spirale de rayon $a=5$, $b=7$ avec une densité de $0,5 \text{ pt/mm}^2$ et un tour tout les 2mm

Une trajectoire en spirale comme celle présentée sur la figure 5-29 est définie par 4 paramètres: les rayons a et b de l'ellipse dans lequel est inscrite la spirale, l'espacement maximum entre chaque tour (Δa ou Δb) et la densité de points par mm^2 . Ainsi l'équation paramétrique de la trajectoire en spirale est:

$$\begin{cases} x = \Delta a \frac{\Psi}{2\pi} \cos \Psi \\ y = \Delta b \frac{\Psi}{2\pi} \sin \Psi \end{cases} \quad \text{avec} \quad \frac{\Delta a}{\Delta b} = \frac{a}{b} \quad (\text{Eq 5-1})$$

Le dernier tour se finit par une trajectoire elliptique d'équation paramétrique:

$$\begin{cases} x = a \cos \Psi \\ y = b \sin \Psi \end{cases} \quad (\text{Eq 5-2})$$

Le coefficient paramétrique Ψ utilisé ici simplifie l'expression des équations mathématiques mais il ne faut pas le confondre avec sa position angulaire θ tel que :

$$\tan \theta = \frac{z}{x} = \frac{b}{a} \tan \Psi \quad (\text{Eq 5-3})$$

La position des points le long de la spirale est choisie de sorte que la surface (en gris sur la figure 5-30) entre chaque point et chaque tour soit constante.

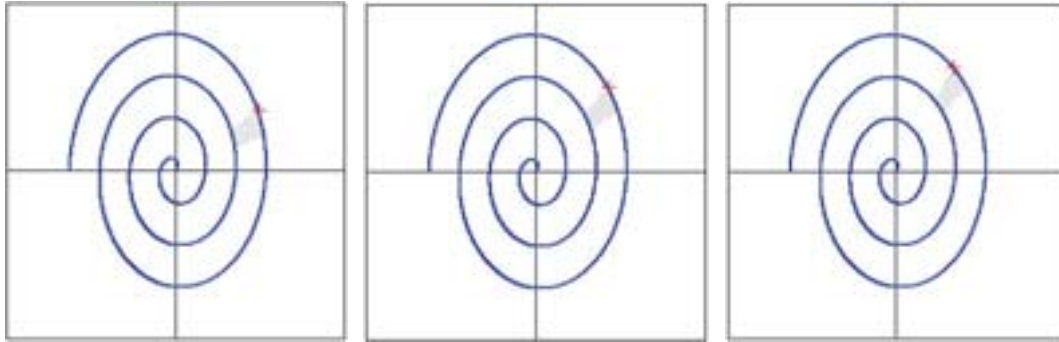


Figure 5-30: Positionnement de trois points consécutifs en rouge le long d'une trajectoire en spirale en bleu de sorte que la surface grise entre chaque point et chaque tour soit constante

Le calcul de la position de ces points Ψ_n nécessite l'utilisation des expressions mathématiques des surfaces partielles suivantes:

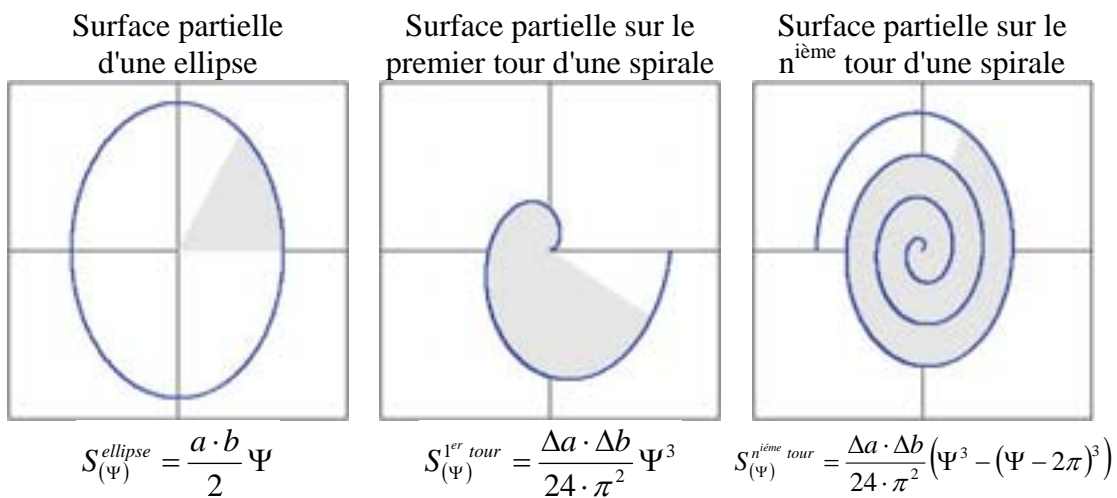


Figure 5-31 : Surfaces partielles et équations associées (Eq 5-4)

Pour simplifier les expressions ci-dessus, il est pratique d'utiliser les constantes suivantes:

$$S^{1tour} = \frac{\Delta a \cdot \Delta b}{3} \pi \quad \text{et} \quad S^{1point} = \frac{1}{\text{densité de point par mm}^2} \quad (\text{Eq 5-5})$$

La position paramétrique Ψ_n du $n^{\text{ième}}$ point est déduite de l'équation:

$$S_{(\Psi)}^{1 \text{ ou } n \text{ tour}} = n \cdot S^{1point} \quad (\text{Eq 5-6})$$

Le premier point choisi se situe au centre: $\Psi_0 = 0$. Une intensité de moitié de celle des autres points lui est associée. Ensuite, pour résoudre l'équation (Eq 5-6), deux cas sont à considérer, si le point se situe sur le premier tour ou un des tours suivants.

$$\Psi_n = 2\pi \cdot \sqrt[3]{n \frac{S^{1point}}{S^{1tour}}} \quad \text{si} \quad n \leq \frac{S^{1tour}}{S^{1point}}$$

$$\Psi_n = \pi + \pi \cdot \sqrt[3]{n \frac{4 S^{1point}}{3 S^{1tour}} - \frac{1}{3}} \quad \text{si} \quad n \geq \frac{S^{1tour}}{S^{1point}} \quad (\text{Eq 5-7})$$

On obtient ainsi tous les points le long de la trajectoire en spirale. Cette dernière trajectoire se ferme en décrivant une ellipse. Pour garder la même continuité dans la

répartition des points et la vitesse de déplacement le long de cette trajectoire, les points Ψ_n sont calculés comme si la spirale faisait un tour de plus. Mais l'angle Ψ_n est reporté dans les équations paramétriques de l'ellipse et non plus celle de la spirale. On obtient ainsi le point sur l'ellipse de même position angulaire que celui prévu sur la spirale.

L'intersection entre la trajectoire spiralee (Eq 5-1) et la trajectoire elliptique (Eq 5-2) est par définition la valeur paramétrique:

$$\Psi_{n^{spi}} = 2\pi \frac{a}{\Delta a} \Rightarrow n^{spi} = \frac{S^{1tour}}{4S^{1point}} \left(1 + 3 \left(2 \frac{a}{\Delta a} - 1 \right)^2 \right) \quad (\text{Eq 5-8})$$

En reportant cette valeur paramétrique dans l'équation (Eq 5-7) et en l'inversant il est possible de déduire le nombre de point sur la spirale n^{spi} . La trajectoire elliptique se termine un tour après son intersection avec la spirale soit à la valeur paramétrique suivante:

$$\Psi_{n^{max}} = 2\pi \frac{a}{\Delta a} + 2\pi \Rightarrow n^{max} = \frac{S^{1tour}}{4S^{1point}} \left(1 + 3 \left(2 \frac{a}{\Delta a} + 1 \right)^2 \right) \quad (\text{Eq 5-9})$$

Cette valeur paramétrique finale permet de calculer comme précédemment le nombre de point total sur la trajectoire complète n^{max} .

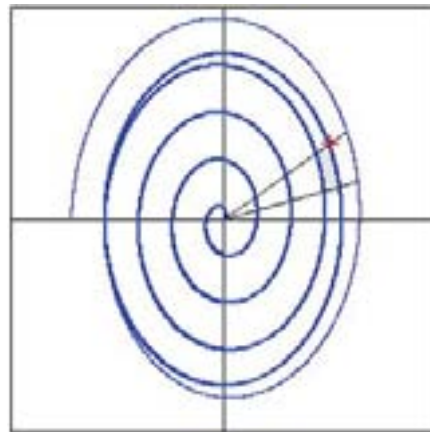


Figure 5-32 : Surface couverte par les points sur le dernier tour elliptique

Sur le dernier tour la densité de point par mm^2 augmente puisqu'il se rapproche du tour précédent de la spirale. Pour compenser cela, il est nécessaire de réduire la puissance sur les points du dernier tour. Cette puissance appliquée est proportionnelle à la surface (en gris sur la figure 5-32) entre la trajectoire spiralee et la trajectoire elliptique. L'expression détaillée de la puissance requise pour obtenir un chauffage homogène est donnée par l'équation (Eq 5-10) :

$$P_n = P_1 \frac{\text{Surface grise}}{S^{1point}} = \frac{P_1}{S^{1point}} \left(\frac{a \cdot b}{2} (\Psi_n - \Psi_{n-1}) - \frac{\Delta a \cdot \Delta b}{24 \cdot \pi^2} \left((\Psi_n - 2\pi)^3 - (\Psi_{n-1} - 2\pi)^3 \right) \right) \quad (\text{Eq 5-10})$$

En résumé :

Une trajectoire en spirale, incluse dans une ellipse de rayon a et b, dont chaque tour est espacé de Δa , Δb et dont chaque point couvre une surface S^{1point} comporte:

$$n^{\max} = \frac{S^{1tour}}{4S^{1point}} \left(1 + 3 \left(2 \frac{a}{\Delta a} + 1 \right)^2 \right) \text{ points}$$

$$\text{dont } n^{spi} = \frac{S^{1tour}}{4S^{1point}} \left(1 + 3 \left(2 \frac{a}{\Delta a} - 1 \right)^2 \right) \text{ points sur la spirale.}$$

$$\text{Où la constante } S^{1tour} = \frac{\Delta a \cdot \Delta b}{3} \pi \quad \text{avec} \quad \frac{a}{b} = \frac{\Delta a}{\Delta b}.$$

Les coordonnées des points le long de la trajectoire en spirale sont:

$$\left| \begin{array}{l} x_n = \Delta a \frac{\Psi_n}{2\pi} \cos \Psi_n \\ y_n = \Delta b \frac{\Psi_n}{2\pi} \sin \Psi_n \end{array} \right. \quad \text{si } n \leq n^{spi}$$

$$\left| \begin{array}{l} x_n = a \cos \Psi_n \\ y_n = b \sin \Psi_n \end{array} \right. \quad \text{si } n \geq n^{spi}$$

Les angles Ψ_n sont définis par:

$$\Psi_n = 2\pi \cdot \sqrt[3]{n \frac{S^{1point}}{S^{1tour}}} \quad \text{si } n \leq \frac{S^{1tour}}{S^{1point}}$$

$$\Psi_n = \pi + \pi \cdot \sqrt{n \frac{4 S^{1point}}{3 S^{1tour}} - \frac{1}{3}} \quad \text{si } n \geq \frac{S^{1tour}}{S^{1point}}$$

Et la pondération en puissance de chacun de ses points vaut:

$$P_0 = \frac{P^{\max}}{2}$$

$$P_n = P^{\max} \quad \text{si } 0 < n \leq n^{spi}$$

$$P_n = \frac{P^{\max}}{S^{1point}} \left(\frac{a \cdot b}{2} (\Psi_n - \Psi_{n-1}) - \frac{\Delta a \cdot \Delta b}{24 \cdot \pi^2} \left((\Psi_n - 2\pi)^3 - (\Psi_{n-1} - 2\pi)^3 \right) \right) \quad \text{si } n \geq n^{spi}$$

Annexe 2 : Volume chauffé par une spirale

Cette annexe présente une étude macroscopique du volume chauffé par une trajectoire spiralée. Globalement toute l'énergie acoustique est contenue dans un cône dont l'angle d'ouverture est défini par la géométrie du transducteur. Pour simplifier les équations, il est préférable d'utiliser le coefficient d'ouverture θ défini par l'équation (Eq 5-11) où f est la focale du transducteur soit 80mm et r le rayon d'ouverture du transducteur soit 48mm.

$$\theta = \frac{r}{\sqrt{f^2 - r^2}} = 0.75$$

(Eq 5-11)

A l'intérieur de ce cône, le flux d'énergie traversant le disque rouge se propage principalement selon l'axe de révolution noté Y. En négligeant l'atténuation de l'onde ultrasonore durant sa propagation, le flux d'énergie acoustique traversant chacun des plans perpendiculaires à l'axe Y est constant.

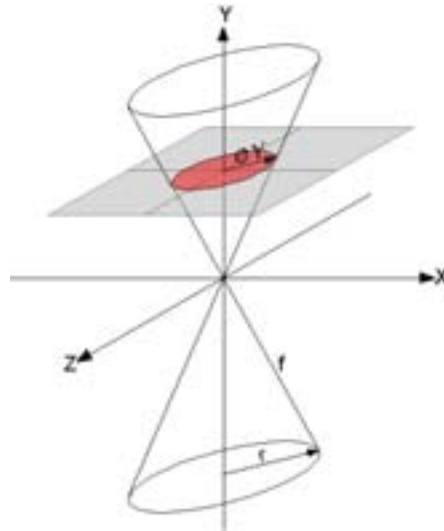


Figure 5-33 : Cône contenant l'énergie acoustique se propageant selon l'axe Y. Le flux d'énergie traversant un plan perpendiculaire à l'axe Y (plan gris) est constant et réparti de façon homogène à l'intérieur du cône (disque rouge).

Le flux d'énergie moyen contenu à l'intérieur du cône est donc inversement proportionnel à la surface du disque rouge (figure 5-33) valant $\pi\theta^2 Y^2$. En considérant l'intensité acoustique répartie de façon homogène à l'intérieur de ce disque, il est possible d'établir une expression analytique normalisée très sommaire:

$$I_{(X,Y,Z)}^{1Pt} = \frac{1}{\pi\theta^2 Y^2} \quad \text{si} \quad X^2 + Z^2 \leq \theta^2 Y^2$$

(Eq 5-12)

Cette expression diverge pour $Y=0$ puisque dans ce modèle le point focal est de dimension nulle. Mais cette forme indéterminée est résolue par la suite lorsque le point focal décrit une trajectoire recouvrant une surface.

En effet, le cône d'émission énergétique est translaté de façon à focaliser en chacun des points de la trajectoire en spirale dans le plan XZ comme le décrit la figure 5-34. Pour ne pas avoir à prendre en compte les coordonnées de chacun de ces points, il est préférable de considérer plus simplement le disque elliptique englobant la spirale définie uniquement par les rayons a et b .

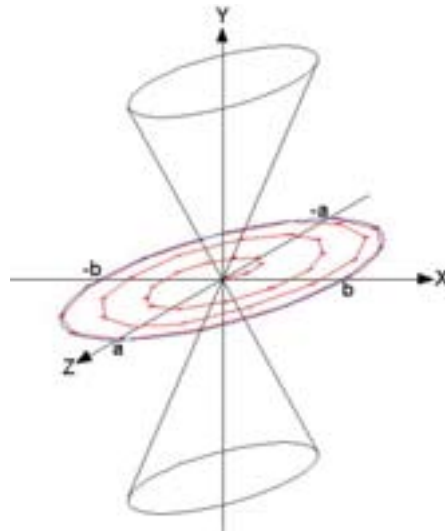


Figure 5-34 : Le cône énergétique est translaté le long de la trajectoire spiralée

Ainsi l'hypothèse suivante est de considérer la trajectoire constituée d'une infinité de points couvrant cette surface de façon homogène. Cela correspond parfaitement aux trajectoires spiralées qui sont constituées d'un très grand nombre de points positionnés de façon à couvrir uniformément la surface d'une ellipse. De cette façon, l'intensité ultrasonore résultant d'une trajectoire spiralée I^{Traj} se calcule alors en intégrant l'intensité ultrasonore d'un point de focalisation I^{1Pt} translaté sur toute la surface de l'ellipse.

$$I_{(X,Y,Z)}^{Traj} = \iint_{(x,z) \in ellipse} I_{(X-x,Y,Z-z)}^{1Pt} dx dz$$

(Eq 5-13)

Pour une valeur de Y donnée, l'intensité ultrasonore I^{1Pt} vaut $1/\pi\theta^2Y^2$ à l'intérieur du disque de rayon θY et 0 en dehors de ce disque. Pour cette raison l'intégrale (Eq 5-13) est égale à la fraction de surface en rouge sur la figure 5-35 à l'intérieur du disque. Cette surface est l'intersection du disque de rayon θY centrée en (X,Z) avec la surface elliptique de dimension (a,b).

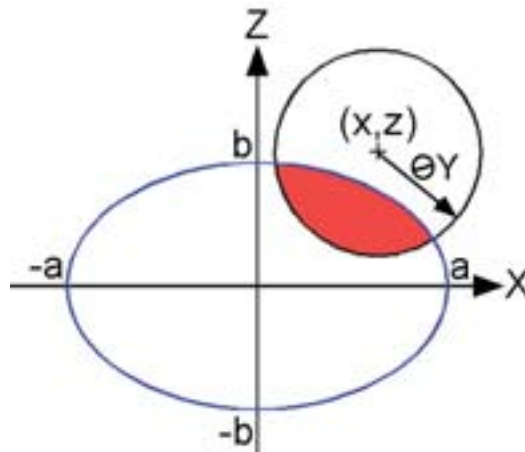


Figure 5-35 : Intersection d'une surface elliptique avec un disque décentré

La valeur de I^{Traj} est le produit de cette surface en rouge divisé par $\pi\theta^2Y^2$. Etant donné la complexité de cette expression, seul le cas particulier $Z = 0$ est détaillé dans cette annexe. Cependant l'expression de I^{Traj} au point (X,Y,0) permet de déduire I^{Traj} au point (0,Y,Z) en inversant le rôle des paramètres a et b. De plus dans le cas où la trajectoire spiralée recouvre un cercle, il est possible d'en déduire la température dans tout l'espace car le problème est

invariant par rotation suivant l'axe Y. De plus comme la fonction I^{Traj} est une fonction impaire selon X, Y et Z seule son étude dans le cas $X \geq 0$ et $Y \geq 0$ est nécessaire.

Dans les conditions $Z = 0$, $X \geq 0$, $Y \geq 0$, le cercle peut se positionner de différentes façons par rapport à l'ellipse. Chacun de ses positionnements correspond à une zone de (X,Y) à l'intérieur de laquelle correspond une expression spécifique de I^{Traj} . Si le disque de rayon θY centré en (X,Z) se trouve à l'extérieur de l'ellipse (zone 0) alors I^{Traj} vaut 0. Et inversement si ce cercle se trouve complètement à l'intérieur de l'ellipse (zone 1) alors I^{Traj} vaut 1. Dans les zones intermédiaires (zone 2 et 3) l'expression mathématique de I^{Traj} est assez complexe mais reste toujours comprise entre 0 et 1. D'autre part, loin du point focal pour des valeurs de Y tel que θY soit plus grand que a et b, l'ellipse peut être complètement incluse dans le cercle (zone 4). Comme la surface de l'ellipse est πab et la surface du cercle est $\pi \theta^2 Y^2$, la valeur de I^{Traj} est $ab/\theta^2 Y^2$.

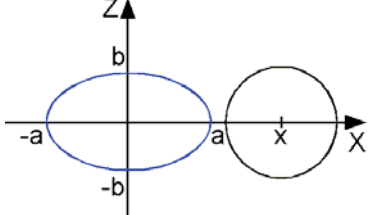
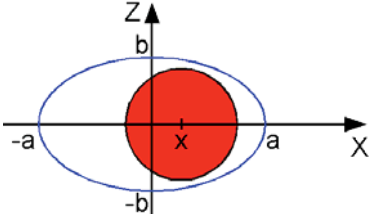
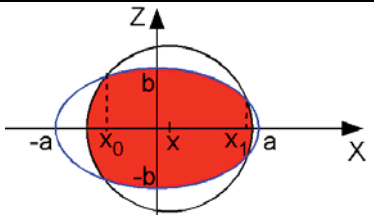
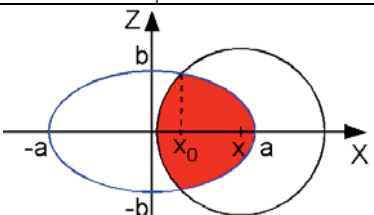
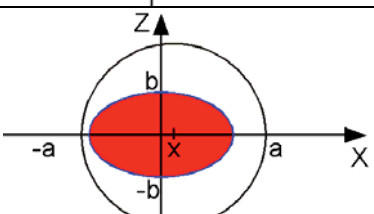
Zone 0		$X - a \geq \theta Y$
Zone 1		$X - a \leq -\theta Y$
Zone 2		$\frac{\theta^2 Y^2}{b^2} + \frac{X^2}{a^2 - b^2} \geq 1$
Zone 3		$-\theta Y \leq X - a \leq \theta Y \quad \text{et} \quad \theta Y \leq X + a$
Zone 4		$X + a \leq \theta Y$

Figure 5-36 : Position du cercle par rapport à l'ellipse pour chacune des zones de 0 à 4

La figure 5-36 détaille graphiquement la position du cercle par rapport à l'ellipse pour chacune des zones de 0 à 4. Chaque zone est définie mathématiquement par une égalité sur X et Y. Ces zones sont disjointes excepté pour la zone de transition 2 qui est une sous partie de la zone 1 si $a > b$ et une sous partie de la zone 4 si $a < b$.

Pour calculer ce pourcentage de surface du disque inclus dans l'ellipse pour les zones de transition (zone 2 et 3), il faut prendre en compte les abscisses X_0 et X_1 des intersections du cercle avec l'ellipse. Si a est égale à b , il ne peut y avoir qu'une seule abscisse d'intersection X_0 (zone 3) de valeur:

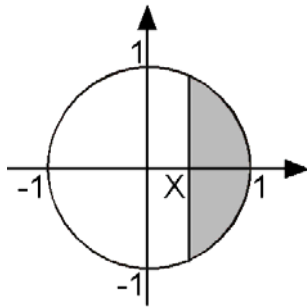
$$X_0 = \frac{X^2 + a^2 - \theta^2 Y^2}{2X} \quad (\text{Eq 5-14})$$

En revanche si a est différent de b il peut y avoir une abscisse ou deux abscisses d'intersection X_0 et X_1 (zone 2) de valeur:

$$X_0 = \frac{-a^2 X - a\sqrt{b^2 X^2 + (a^2 - b^2)(\theta^2 Y^2 - b^2)}}{a^2 - b^2}$$

$$X_1 = \frac{-a^2 X + a\sqrt{b^2 X^2 + (a^2 - b^2)(\theta^2 Y^2 - b^2)}}{a^2 - b^2} \quad (\text{Eq 5-15})$$

En effectuant des changements de variable correspondant à des homothéties et des translations de chacun des morceaux du cercle et de l'ellipse, il est possible de se ramener au cas d'un cercle unitaire centré en 0. I^{Traj} s'exprime alors directement à partir de la fraction unitaire du cercle trigonométrique F définie par la figure 5-37 dont l'expression est la suivante :



$$F_{(X)} = \frac{1}{\pi} \int_X^1 2\sqrt{1-x^2} dx = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} X\sqrt{1-X^2} - \frac{1}{\pi} \text{Arcsin } X \quad (\text{Eq 5-16})$$

Figure 5-37 : Fraction de cercle

L'équation (Eq 3-1) exprime ainsi l'intensité relative après une trajectoire en spirale pour chacune de ses zones dans le plan transversal ou sagittal :

Zone 0: $I_{(X,Y,0)}^{\text{Traj}} = 0$

Zone 1: $I_{(X,Y,0)}^{\text{Traj}} = 1$

Zone 2 si $a < b$: $I_{(X,Y,0)}^{\text{Traj}} = F\left(\frac{X_1 - X}{\theta Y}\right) - F\left(\frac{X_0 - X}{\theta Y}\right) + \frac{ab}{\theta^2 y^2} \left(F\left(\frac{X_0}{a}\right) + F\left(-\frac{X_1}{a}\right) \right)$

Zone 2 si $a > b$: $I_{(X,Y,0)}^{\text{Traj}} = F\left(\frac{X_1 - X}{\theta Y}\right) + F\left(\frac{X - X_0}{\theta Y}\right) + \frac{ab}{\theta^2 Y^2} \left(F\left(\frac{X_0}{a}\right) - F\left(\frac{X_1}{a}\right) \right)$

Zone 3: $I_{(X,Y,0)}^{\text{Traj}} = F\left(\frac{X - X_0}{\theta Y}\right) + \frac{ab}{\theta^2 Y^2} F\left(\frac{X_0}{a}\right)$

Zone 4: $I_{(X,Y,0)}^{\text{Traj}} = \frac{ab}{\theta^2 Y^2}$

(Eq 5-17)

La figure 5-38 présente à titre d'exemple l'intensité relative et les zones correspondantes pour $a > b$, $a = b$ et $a < b$ avec $a = 10\text{mm}$ et b valant respectivement 5mm , 10mm et 14mm .

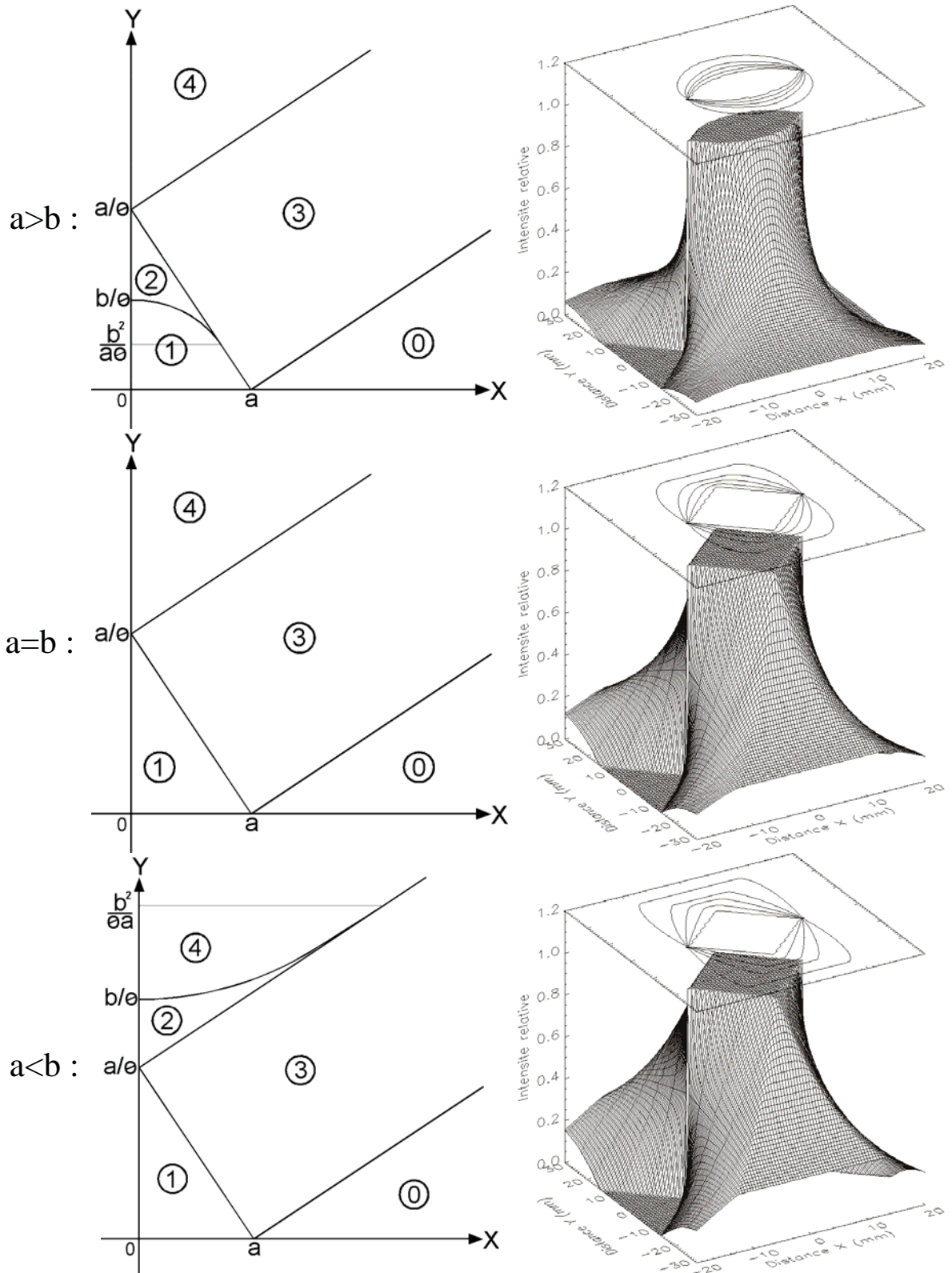


Figure 5-38 : Intensité relative (à droite) et les zones associées (à gauche) pour $a > b$, $a = b$, $a < b$ tel que $a = 10\text{mm}$ et $b = 5\text{mm}$, 10mm , 14mm . Les isocontours de l'intensité relative correspondent à 100%, 90%, 75%, 60% et 40%.

Publications

Articles:

- [Mel04] Melodelima D, Salomir R, Mougnot C, Prat F, Theillere Y, Moonen CTW, Intraluminal ultrasound applicator compatible with magnetic resonance imaging “real-time” temperature mapping for the treatment of oesophageal tumors: an ex vivo study. *Med Phys* 2004; 31:236-44.
- [Mou04] Mougnot C, Salomir R, Palussière J, Grenier N, Moonen CTW, Automatic Spatial and Temporal Temperature Control for MR-guided Focused Ultrasound Using Fast 3D MR Thermometry and Multispiral Trajectory of the Focal Point, *Magnetic Resonance in Medicine* 2004; 52:1005-1015.
- [Mad05] Madelin G, Hosten B, Biateau C, Mougnot C, Franconi JM, Thiaudière E, Compararison of laser interferometry and radiation force method of measuring ultrasonic power. *Ultrasonics* 2005; 769-774.
- [Moo05] Moonen CTW, Mougnot C, MRI-Guided focused ultrasound, Apparatus for noval treatment of breast cancer. *Springler* 2005; (Publication en cours).

Brevets:

- [Brevet FR 0404561] Dispositif de positionnement de moyens générateurs d'énergie d'un ensemble pour le traitement thermique de tissus biologiques. Mougnot C, Salomir R, Moonen C, CNRS, Avril. 29, 2004.
- [Brevet FR 0404562] Ensemble de traitement thermique de tissus biologiques. Mougnot C, Salomir R, Palussière J, Moonen C, CNRS, Avril. 29, 2004.
- [Brevet FR] Traitement d'organes mobiles par ultrasons focalisés guidé par IRM. Mougnot C & Denis de Senneville D, Moonen C, CNRS, Septembre. 29, 2005.
- [Brevet FR] Ensemble de traitement thermique volumique de tissus biologiques. Mougnot C, Moonen C, CNRS, dépôt en cours.

Conferences:

- [Sal02] Salomir R, Denis de Senneville B, Mougnot C, Moonen CTW, On-line, high order correction of PRF thermometry for the magnetic perturbation due to the movement of a FUS transducer. *ESMRMB, 19th Annual Meeting, Cannes. 2002.*
- [Mou02] Mougnot C, Salomir R, Moonen CTW, Design of New Phase Array Transducer for MRI Guidance of Focused Ultrasound. *Interventional MRI symposium, 4th Annual Meeting, Leipzig. 2002.*

- [Sal02] Salomir R, Denis de Senneville B, Mougenot C, Moonen CTW, On-line, high order correction of PRF thermometry for the magnetic perturbation due to the movement of a FUS transducer. Interventional MRI symposium, 4th Annual Meeting, Leipzig. 2002.
- [Mou03] Mougenot C, Le Baron O, Salomir R, de Boisson V, Moonen CTW, MR Compatible Phased Array Transducer Technologies. ISTU, 3rd Annual Meeting, Lyon. 2003.
- [Sal03] Salomir R, Mougenot C, Palussiere J, Grenier N, Moonen CTW, Automatic spatial-and-temporal control of the temperature evolution for MR-guided focused ultrasound. ISTU, 3rd Annual Meeting, Lyon. 2003.
- [Mou04] Mougenot C, Salomir R, Palussière J, Grenier N, Moonen CTW, Focused Ultrasound Guided by Magnetic Resonance Imaging: Spatial and Temporal Control of Temperature Evolution During Local Hyperthermia. ISMRM, 12th Annual Meeting, Lyon. 2004.
- [Mou&Den05] Mougenot C & Denis de Senneville B, Moonen CTW, HIFU treatment of mobile organs under MR control. ISTU, 5th Annual Meeting, Boston. 2005.

Posters:

- [Mou02] Mougenot C, Salomir R, Moonen CTW, Design of new phased array transducer for MRI guidance of focused ultrasound. ESMRMB, 19th Annual Meeting, Cannes. 2002.
- [Mou03] Mougenot C, Salomir R, Moonen CTW, Design of new phased array transducer for MRI guidance of focused ultrasound. ESMRMB, 19th Annual Meeting, Cannes. 2002.
- [Mou04] Mougenot C, Salomir R, Palussière J, Grenier N, Moonen CTW, Focused Ultrasound Guided by Magnetic Resonance Imaging: Spatial and Temporal Control of Temperature Evolution During Local Hyperthermia. ISMRM, 12th Annual Meeting, Lyon. 2004.
- [Sal04] Salomir R, Palussière J, Mougenot C, Girard O, Grenier N, Moonen CTW, MRI-Guided Focused Ultrasound applied with Continuous Sonication Produces Predictable and Reproducible Thermal Lesion. ISMRM, 12th Annual Meeting, Lyon. 2004.

Bibliographie

Références:

- [Cur1880] Curie J, Curie P, Sur l'électricité polaire dans les cristaux hémiédries à face inclinées. C.R. Séance Acad. Sci., Paris 1880 ; 91-294.
- [Woo27] Wood RW, Loomis AL, The physical effect of high-intensity sound waves of great intensity. Phil Mag, 1927 ; 4:417-436.
- [Sch28] Schmitt FO, Olson AR, Johnson CH, Effect of high-frequency sound waves on protoplasm. Proc Soc Exp Biol Med, 1928 ; 25:718-720
- [Har28] Harvey EN, Loomis AL, High frequency sound waves of small intensity and their biological effects. Nature, 1928 ; 12:622-624.
- [Har28] Harvey EN, Biological aspect of ultrasonic waves; a general survey. Biol Bull Mar Biol Lab, 1930 ; 59:306-325
- [Sze33] Szent-Gyorgi A, Chemical and biological effects of ultrasonic radiation. Nature, 1933; 131:278.
- [Lyn44] Lynn JG, Putman TJ, Histological and cerebral lesions produced by focused ultrasound. Am J Pathol, 1944 ; 20 :637-649.
- [Pen48] Pennes HH, Analysis of tissue and arterial blood temperatures in the resting human forearm. J Appl Physiol, 1948 ; 1:93-122.
- [Ben62] Bennett, WR, Electrical Noise. McGraw Hill, New-York, 1962
- [Hu62] Hu MK, Visual pattern recognition by moment invariants. IEEE Trans. Inform. Theory, 1962 ; 5:179-187.
- [Hin66] Hindman J, Proton resonance shift of water in the gas and liquid states. J Chem Phys 1966 ; 44 :4582-4592.
- [Dun76] Dun F, Physical mechanism of the action of intense ultrasound on tissue. Ultrasonic Biophysics, 1976, 310-313.
- [Pon76] Pon JB, The role of heat in the production of ultrasonic focal lesions. Ultrasonic Biophysics, 1976, 347-351.
- [Fry76] Fry WJ, Wulff VJ, Tucker D, Fry FJ, Physical factors involved in ultrasonically induced changes in living systems. Ultrasonic Biophysics, 1976, 244-258.

- [Wei79] Weinstein JN, Magin RL, Yatvin MB, Zaharko DS, Liposomes and local hyperthermia: selective delivery of methotrexate to heated tumors. *Science* 1979;204:188-191.
- [Luc81] Lucas, B. and Kanade, T. 1981. An iterative image registration technique with an application to stereo vision. In *Proceedings of the International Joint Conference on Artificial Intelligence*, pp. 674- 679.
- [Sch81] Schunck BG, Horn KP, Determining optical flow. *Artificial intelligence*. 17:pp. 185-203,1981.
- [Par83] Parker DL, Smith V, Sheldon P, et al.: Temperature distribution measurements in two-dimensional NMR imaging. *Med Phys* 10:321-5, 1983
- [Sap84] Sapareto SA, Dewey CW, thermal dose determination in cancer therapy. *Int J Rad Oncology Biol Phys* 1984, 10, 787-800.
- [Con90] Conturo ThE, Smith GD, Signal-to-Noise in Phase Angle Reconstruction: Dynamic Range Extension Using Phase reference Offsets. *Magnetic Resonance in Medicine* 1990; 15:420-437.
- [Sam92] Samulski TV, MacFall J, Zhang Y, Grant W., Charles C., Non-invasive thermometry using magnetic resonance diffusion imaging: potential for application in hyperthermic oncology. *Int. J. Hyperthermia* 1992;8:819-829
- [Cha92] Chapelon JY, Faure P, Plantier M, Cathignol D, Souchon R, Gorry F, Gelet A, The feasibility of tissue ablation using high intensity electronically focused ultrasound. *IEE Ultrasonics Symp Proc*, 1993, 2:1211-1214
- [Kim93] Kim S, Liposomes as carriers of cancer chemotherapy: current status and future prospects. *Drugs* 1993;46:618-638.
- [Val93] Vallancien G, Chartier-Kastler E, Harouni M, Chopin D, Bourgaran J, Focused extracorporeal pyrotherapy : experimental study of feasibility in man. *Semin Urol*, 1993 ; 11:7-9.
- [Cli94] Cline HE, Hynynen K., Hardy C.J., et al. MR temperature mapping of focused ultrasound surgery. *Magn Res. Med.* 1994;31:628-636.
- [Che95] Chen MJ, Chen LG, Chiueh TD, Lee YP, A new block-matching criterion for motion estimation and its implementation. *IEEE Transactions on Circuits and Sytems for Video Technology*. 1995; 5:231-236.
- [Fan95] Fan X, Hynynen K, Spatial Control of the necrosed tissue volume using a 16 element phased array. *Med Phys*. 1995; 22:297-308.
- [Fri95] Friston KJ, Ashburner J, Frith CD, Poline JB, Heather JD, and Frackowiak R.S.J. Spatial registration and normalisation of images. *Human Brain Mapping*. 2:165-189. 1995.

- [Lev95] Levy S, Biophysical basis and cardiac lesions caused by different techniques of cardiac arrhythmia ablation. *Arch. Mal. Coeur Vaiss.* 1995;88:1465-1469.
- [Gud95] Gudjartsson H, Patz S, The Rician Distribution of Noisy MRI Data. *Magnetic Resonance in Medicine* 1995;34:910-914.
- [Sch95] Schwarzmaier HJ, Kahn T, Magnetic resonance imaging of microwave induced tissue heating. *Magn. Res. Med.* 1993;33:729-731.
- [Dau95] Daum DR, Hynynen K, Optimization of thermal dose using switching mode patterns of a spherically shaped square element phased array. *IEEE Ultrason.* 1996; 1309-1312.
- [Hyn96] Hynynen K, Freund WR, Cline HE, et al. A clinical, noninvasive, MR imaging-monitored ultrasound surgery method. *Radiographics* 1996;16:185-195.
- [Sch96] Schenck, The role of magnetic susceptibility in magnetic resonance imaging: MRI magnetic compatibility of the first and second kinds. *Med phys* 1996; 23: 815-50.
- [Kad97] Kadah YM, Hu X, Simulated phase evolution rewinding (SPHERE): a technique for reducing B0 inhomogeneity effects in MR images. *Magnetic Resonance in Medicine*, 1997; 38: 615-629.
- [Ste97] Steiner P, Botnar R, Goldberg S.N., Gazelle G.S., Debatin J.F. Monitoring of radio frequency tissue ablation in an interventional magnetic resonance environment. Preliminary ex-vivo and in-vivo results. *Invest. Radio.* 1997;32:671-678.
- [Vit97] Vitkin IA, Moriarty JA, Peters RD et al, Magnetic resonance imaging of temperature changes during interstitial microwave heating: a phantom study. *Med. Phys.* 1997;24:269-277.
- [Che98] Chen L, ter Haar G, Hill CR, Eccles SA, Box G. Treatment of implanted liver tumors with focused ultrasound. *Ultrasound Med Biol* 1998;24:1475-1488.
- [Ger98] Germer C, Isbert CM, Albrecht D et al, Laser-induced thermotherapy for the treatment of liver metastasis. Correlation of gadolinium-DTPA-enhanced MRI with histomorphologic findings to determine criteria for follow-up monitoring. *Surg. Endosc.* 1998;12:1317-1325.
- [Mad98] Madio DP, van Gelderen P, DesPres D, et al, On the feasibility of MRI-guided focused ultrasound for local induction of gene expression. *J. Magnetic Resonance Imaging* 1998;8:101-104
- [Pet98] Peters RD, Hinks RS, Henkelman RM, Ex vivo tissue-type independence in proton-resonance frequency shift MR thermometry. *Magnetic Resonance in Medicine* 1998; 40:454-459.
- [Sch98] Shi-Chang Wooh, Yijun Shi. Influence of phased array element size on beam steering behavior. *Ultrasonics.* 1998; 36:737-749.

- [Shi98] Shi-Chang Wooh, Yijun Shi, Influence of phased array element size on beam steering behaviour. *Ultrasonics* 1998; 36: 737-749.
- [Ste98] Steiner P, Botnar R, Dubno B, et al. Radio-frequency induced thermoablation: monitoring with T1-weighted and proton frequency shift MR imaging in an interventional 0.5-T environment. *Radiology* 1998; 206:803-810.
- [Wlo98] Wlodarczyk W, Boroschewski R, Hentschel M, et al, Three-dimensional monitoring of small temperature changes for therapeutic hyperthermia using MR. *J. Magn. Res. Imaging* 1997;7:918-928
- [Dou99] Douglas RD, Hynynen K, A 256-Element ultrasonic phased array system for the treatment of large volume of deep seated tissue. *IEEE Transactions on ultrasonics* 1999; 46:1254-1268
- [Vim99] Vimeux FC, de Zwart JA, Palussière J, Fawaz R, Delalande C, Canioni P, Grenier N, Moonen CTW, Real-time control of focused ultrasound heating based on rapid MR thermometry. *Invest. Radiol.* 1999; 34, 190-193.
- [Gav00] Gavrilov LR, Hand WH, A theoretical assessment of the relative performance of spherical phased arrays for ultrasound surgery. *IEEE Transactions on ultrasonics* 2000 ; 47: 125-139.
- [Pet00] Peters RD, Chan E, Trachtenberg J, Jothy S, Kapusta L, Kucharczyk W, Henkelman RM. Magnetic resonance thermometry for predicting thermal damage: an application of interstitial laser coagulation in an in vivo canine prostate model. *Magn Res Med.* 2000; 44 : 873-83.
- [Que00] Quesson B, Jacco AS, Moonen CTW, Magnetic Resonance Temperature Imaging for Guidance of Thermo-therapy. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 2000;12:523-533.
- [Sal00] Salomir R, Vimeux F, de Zwart J, Grenier N, Moonen CTW, Hyperthermia by MR-Guided Focused Ultrasound: Accurate Temperature control Based on Fast MRI and a Physical Model of Local Energy Deposition and Heat Conduction. *Magnetic Resonance in Medicine* 2000; 43:342-347.
- [Wol00] Wolberg G, Zokai S, Robust Image Registration Using Log-Polar Transform. Department of computer Science, City College of New York.2000.
- [Zwa00] de Zwart JA, Salomir R et al, On the Feasibility of Local Drug Delivery Using Thermo-Sensitive Liposomes and MR-guided Focused Ultrasound. In : Proceedings of the 8th Scientific Meeting of ISMRM, Denver, Colorado, USA 2000.
- [Hyn01] Hynynen K, Pomeroy O, Smith DN, Huber PE, McDannold NJ, Kettenbach J, Baum J, Singer S, Jolesz FA. MR imaging-guided focused ultrasound surgery of fibroadenomas in the breast : a feasibility study. *Radiology.* 2001; 219 : 176-85.

- [Sch01] Schmithorst VJ, Dardzinski BJ, Holland SK. Simultaneous correction of ghost and geometric distortion artifacts in EPI using a multiecho reference scan. *IEEE Trans Med Imaging*. 2001 Jun;20(6):535-9.
- [Zwa01] de Zwart JA, Vimeux F, Palussière J, Salomir R, Quesson B, Delalande C, and Moonen C. T. W., On-Line Correction and Visualiziation of Motion During MRI-Controlled Hyperthermia. *Magnetic Resonance in Medicine*. 2001; 45:128-137.
- [Haz02] Hazle JD, Stafford RJ, Price RE, Magnetic resonance imaging-guided focused ultrasound thermal therapy in experimental animal models : correlation of ablation volumes with pathology in rabbit muscle and VX2 tumors. *J Magn Res Imaging*. 2002; 15 : 185-194.
- [Mor02] Moricawa S, Inubushi T, Kurumi Y, Naka S, Seshan V, Tsukamoto T. Feasibility of simple respiratory triggering in MR-guided interventional procedures for liver tumors under general anesthesia. *ISMRM, 10th Annual Meeting, Hawai*. 2002.
- [Que02] Quesson B, Vimeux F, Salomir R, Jacco A. de Zwart, Chrit T.W. Moonen, Automatic Control of Hyperthermic Therapy Based on Real-Time Fourier Analysis of MR temperature Maps. *Magnetic Resonance in Medicine* 2002;47;1065-1072.
- [Fin03] Fink M, Montaldo G, Tanter M, Time-Reversal Acoustics in Biomedical Engineering. *Biomed. Eng.* 2003; 5:465-497.
- [Gia03] Gianfelice D, Khiat A, Boulanger Y, Amara M, Belblidia A. Feasibility of magnetic resonance imaging-guided focused ultrasound surgery as an adjunct to tamoxifen therapy in high-risk surgical patients with breast carcinoma. *J Vasc Interv Radiol*. 2003; 14:1275-82.
- [Gui03] Guilhon E, Quesson B, Moraud-Gaudry F, de Verneuil H, Canioni P, Salomir R et al, Image-guided control of transgene expression based on local hyperthermia. *J. Molecular Imaging*, 2003.
- [Pal03] Palussière J, Salomir R, Le Bail B, Fawaz R, Quesson B, Grenier N and Moonen CT, Feasibility of MR-Guided Focused Ultrasound with Real-Time Temperature Mapping and Continuous Sonication for Ablation of VX2 Carcinoma in Rabbit Thigh. *Magnetic Resonance in Medicine* 2003; 49: 89-98.
- [Per03] Pernot M, Aubry JF, Tanter M, Thomas JL, and Fink M, High power transcranial beam steering for ultrasonic brain therapy. *Physics in Medicine and Biology*, 2003, 48:2577-2589.
- [Sal03] Salomir R, Denis de Senneville B, Moonen CTW, A fast calculation method for magnetic field inhomogeneity due to an arbitrary distribution of bulk susceptibility. *Wiley InterScience*. 7 July 2003.
- [Sok03] Sokka SD, King R, Hynynen K, MRI-guided gas bubble enhanced ultrasound heating in in vivo rabbit thigh. *Phys Med Biol* 2003; 48: 223-241.

- [Tem03] Tempany CM, Stewart EA, McDannold N, Quade BJ, Jolesz FA, Hynynen K. MR imaging-guided focused ultrasound surgery of uterine leiomyomas: a feasibility study. *Radiology*. 2003 Mar;226(3):897-905.
- [Den04] Denis de Senneville B, Desbarats P, Salomir R, Quesson B, Moonen CTW, Correction Of Accidental Patient Motion For On-line MR Thermometry. *MICCAI 2004*; Saint Malo, LNCS 3217, pp. 637-644.
- [Hin04] Hindley J, Gedroyc WM, Regan L et al. MRI guidance of focused ultrasound therapy of uterine fibroids: early results. *AJR Am J Roentgenol*. 2004; 183:1713-9.
- [Kac04] Kacher DF, Jolesz FA. MR imaging-guided breast ablative therapy. *Radiol Clin North Am*. 2004; 42:947-62.
- [Per04] Pernot M, Tanter M, Fink M. 3D Real-time Motion Correction in High Intensity Focused Ultrasound Therapy. *Ultrasound Medicine and Biology* 2004.
- [Sen04] Denis de Senneville B, Quesson B, Desbarats P, Salomir R, Palussière J, Moonen CTW, Atlas-Based Motion Correction For On-Line MR Temperature Mapping. *IEEE, ICIP 2004*; Singapore, vol. III, 2571-2574.
- [Lau05] Laura J. Pisani, Anthony B.Ross, Chris J.Diederich, William H.Nau, F.Graham Sommer, Gary H. Glover and Kim Butts. Effects of Spatial and Temporal resolution for MR Image-Guided Thermal Ablation of Prostate With Transurethral Ultrasound. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 2005;22:109-118.
- [Zip05] Zippel DB, Papa MZ, The use of MR imaging guided focused ultrasound in breast cancer patients; a preliminary phase one study and review. *Breast Cancer*. 2005; 12:32-8.

Ouvrages:

- [Thèse Vimeux F] Ultrasons focalisés guides par IRM : Contrôle temps réel de l'hyperthermie locale. M. Vimeux Frédéric, Université Bordeaux1, 2001.
- [Thèse Salomir R] Local hyperthermia by MRI-guided focused ultrasound : Fast MR-thermometry and on-line Temperature Control. Feasibility studies of tumor thermal ablation. M. Rares Salomir, Université Bordeaux1, 2001.
- [Thèse Curriel L] Application de la focalisation dynamique à la chirurgie ultrasonore. Etude de deux configurations: réseau annulaire et barette 1.5D. M. Laura Curriel Ramirez del prado, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2001.
- [Thèse Mathieu P] Nouvelles techniques de thérapie ultrasonore et de monitoring. M. Mathieu Pernot, Université de Paris 7, 2004.
- [Thèse Melo de Lima D] Applicateur ultrasonore intraluminal à balayage électronique pour le traitement des cancers de l'oesophage guide par IRM: Optimisation de la profondeur traitée par association de la cavitation. M. David Melo de Lima, Université Claude Bernard Lyon1, 2004.

[Physical Ultrasonics] Robert T.Beyer, Stephen V.Letcher, Physical Ultrasonics, Pure and Applied Physics volume 32. Academic Press 1969.

[Numerical Recipes in C] William H.Pres, Saul A.Teukolsky, William T.Vetterling, Brian P.Flannery, Numerical Recipies in C The Art of Scientific Computing. Cambridge University Press 1992.

Brevets:

[Brevet US 5938600] Method and Device For heating by Means Of Ultrasound Johannes J. Van Vaals. U. S. Philips Corporation Aug. 17, 1999

[Brevet EP 2789296] Ensemble de traitement thermique de tissus biologiques et procédé de mise en œuvre de cet ensemble. CNRS, Sep. 9, 1999.

[Brevet US 6559644] MRI-Based Temperature Mapping With Error Compensation. InSightec, May. 6, 2003.

[Brevet US 6778848] Device for the ultrasonic therapy of a female breast with parallel sound direction. Bechtold et al., Aug. 17, 2004.

Résumé

L'association des Ultrasons Focalisés de Haute Intensité (HIFU) avec l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) permet d'effectuer un contrôle non invasif de la température pour permettre l'ablation des tumeurs cancéreuses par hyperthermie. L'asservissement de la température selon l'algorithme d'automatisme Proportionnel Intégral Dérivé (PID) a été prouvé comme étant efficace et précis. La stabilité de cet algorithme est améliorée en comparant les cartes de température mesurées aux modélisations thermiques de façon à déduire les paramètres tissulaires (conduction thermique, absorption d'énergie ultrasonore) en temps réel. Pour traiter un grand volume, l'asservissement de la température est effectué simultanément en plusieurs points. Le contrôle spatial de la température nécessite cependant la prise en compte de la répartition du champ acoustique et un déplacement rapide du point focal. Les transducteurs matriciels correspondent très bien à cette application puisqu'ils permettent de modifier la position du point focal à partir des signaux électriques. La répartition des éléments de ces transducteurs nécessite une disposition spécifique asymétrique compacte pour minimiser l'encombrement du transducteur dans l'IRM et limiter les lobes secondaires lors du déplacement du point focal principal. Le contrôle spatial de la température avec ses transducteurs offre un traitement précis. Pour obtenir un contrôle de la température d'aussi bonne qualité lorsque l'organe bouge, les cartographies de température et la position du point focal nécessitent une correction basée sur l'analyse et l'anticipation de la périodicité du mouvement. Pour réaliser l'application clinique de ces procédés, une plateforme de traitement des tumeurs du sein a été développée de façon à sécuriser le traitement en orientant l'axe de propagation de l'onde horizontalement ce qui évite tout risque de dommage des organes vitaux.

Summary

The association of High Intensity Focused Ultrasound (HIFU) with Magnetic Resonance Imaging (MRI) allows a noninvasive temperature control for hyperthermic tumor ablation. Temperature feedback control with the automatic Proportional Integral and Derivative (PID) algorithm is proven to be very efficient and accurate. The stability of this algorithm is improved by a comparison between acquired temperatures maps and thermal simulation in order to deduce tissue parameters (heat conduction, ultrasound energy absorption) in real time. To treat a large volume, temperature feedback control is done in several points simultaneously. Spatial temperature control needs to take into account the acoustic field distribution and requires fast motion of the focal point. Phased array transducer technology is very efficient for such applications since the position of the focal point is adjusted by electrical signals. The position of individual elements onto the transducers must be chosen in a specific compact asymmetric distribution to optimize space utilization in the MRI system and to decrease secondary lobes during focal point displacement. Nevertheless when the organ moves, thermal maps and focal point position necessitate corrections based on analysis and anticipation of the motion periodicity in order to obtain spatial temperature control with similar quality. To test those techniques in a clinical application, a platform for breast tumor treatment has been developed with horizontal orientation of the propagation wave providing enhanced safety by avoiding potential damage of vital organs.

PHYSIQUE : INSTRUMENTATION ET MESURES

MOTS-CLÉS : HIFU, IRM, PID, hyperthermie locale, transducteur matriciel