

Radiothermométrie micro-ondes

par **Bertrand BOCQUET**

Professeur à l'IUTA de l'Université des Sciences et Technologies de Lille

1. Principe physique et questions fondamentales	R 3 030 - 2
1.1 Bruit thermique. Loi de Planck. Approximation de Rayleigh-Jeans	— 2
1.2 Radiothermométrie en champ lointain ou en champ proche, à puissance totale ou par corrélation	— 2
1.3 Équivalence entre mesure de température d'une impédance et d'un matériau	— 3
2. Problème direct en radiothermométrie	— 4
2.1 Radiothermométrie à puissance totale	— 4
2.2 Radiothermométrie par corrélation	— 6
3. Problème inverse en vue d'une radiothermométrie quantitative à distance	— 8
3.1 Nécessité d'un bon protocole de mesure et questions préliminaires.....	— 8
3.2 Méthode par optimisation multisonde ou multifréquentielle.....	— 10
3.3 Méthode par déconvolution et filtrage	— 10
3.4 Méthode par filtrage adaptatif de type Kalman	— 11
4. Applications médicales et industrielles	— 11
4.1 Différentes techniques de construction de radiomètres micro-ondes	— 11
4.2 Applications médicales	— 13
4.3 Applications industrielles.....	— 15
4.4 Perspectives de radiothermomètres temps réels	— 15
4.5 Radiothermomètre intelligent	— 17
5. Conclusion	— 17
Pour en savoir plus	Doc. R 3 030

La radiométrie est un terme assez large qui désigne la mesure de l'intensité du rayonnement électromagnétique qu'il soit ionisant ou non ionisant. Notre domaine d'intervention se situe au niveau des ondes électromagnétiques non ionisantes, où nous pouvons différencier deux domaines importants : les **ondes optiques** et les **radiofréquences**. Ce dernier domaine, moins développé que celui de l'optique, recèle cependant un potentiel important. Cela est particulièrement vrai dans le domaine des hyperfréquences ou micro-ondes (1 à 300 GHz). Cependant, compte tenu des longueurs d'onde utilisées, il apparaît des phénomènes de diffraction non négligeables. Aujourd'hui, les puissances de calcul nous permettent de prendre en compte des effets électromagnétiques complexes et d'avoir une information pertinente à partir des mesures.

Nous allons nous intéresser plus particulièrement à la détermination de la grandeur physique « température ». Le principe physique mis en œuvre pour ce type de mesure est le rayonnement électromagnétique d'origine thermique qu'émet tout corps dont la température est différente du zéro degré kelvin. L'intérêt principal de telles mesures est d'être non invasive sur des profondeurs bien plus élevées que celles de l'infrarouge.

L'objet de cet article est de montrer les potentialités d'une thermométrie par radiométrie micro-onde passive et la démarche permettant d'avoir accès à une information quantitative à distance de la température. Cette quantification aboutit au développement de thermomètres conduisant à une radiothermométrie en volume.

1. Principe physique et questions fondamentales

1.1 Bruit thermique. Loi de Planck. Approximation de Rayleigh-Jeans

La puissance du bruit électromagnétique, en rapport avec la température du corps, a pour origine l'agitation aléatoire des dipôles électriques microscopiques des molécules. Le principe de base qui régit la radiométrie micro-onde passive est donc la réception, l'amplification et la détection des signaux électromagnétiques aléatoires issus du rayonnement des corps [1] [2] [3] [4]. L'expression de cette puissance de bruit d'origine thermique est faite à l'aide de la notion d'intensité spécifique E_f qui est une grandeur universelle fonction de la fréquence f . C'est ce travail, initié par Rayleigh et Jeans, qui fut à l'origine de la quantification de l'énergie proposée par **Planck** en 1900. Il préconise que chaque oscillateur ne puisse avoir qu'une énergie discrète, par saut de hf , et que la population de chaque niveau soit définie par la distribution de Boltzmann. On peut alors exprimer la densité d'énergie en terme d'**intensité spécifique** :

$$E_f = \frac{hf^3}{c^2} \frac{1}{e^{hf/kT} - 1} \tag{1}$$

avec c vitesse de la lumière,
 h constante de Planck,
 k constante de Boltzmann,
 T température.

Cette grandeur exprime la luminance d'un corps par unité de surface, d'angle solide et pour 1 Hz de bande passante. Dans le domaine des **hyperfréquences** et pour des **températures T supérieures à 100 K**, le rapport $\frac{hf}{kT}$ est très faible, permettant de simplifier l'expression (1).

L'énergie est donc directement proportionnelle à la température, quelle que soit la fréquence (bruit blanc, physique classique), ce qui constitue aujourd'hui l'**approximation de Rayleigh-Jeans** :

$$E_f = \frac{f^2}{c^2} kT \tag{2}$$

1.2 Radiothermométrie en champ lointain ou en champ proche, à puissance totale ou par corrélation

L'intérêt majeur de cette technique est la mesure non invasive de la température à distance ou dans des matériaux. On peut distinguer deux champs d'application en radiométrie : des mesures en champ lointain, dont les applications principales sont la télédétection ou la radioastronomie et des applications en champ proche que nous essayons de promouvoir pour des applications médicales et industrielles.

1.2.1 Cas du champ lointain

En fait, la plupart des cas rencontrés concerne des mesures faites à distance sur des surfaces de section droite dv avec une antenne que l'on peut assimiler à une surface de réception dv' , donc dans un angle solide $\frac{dv'}{r^2}$, où r représente la distance. Pour un plan de polarisation donné, la puissance reçue est :

$$dP = e_f df dv \frac{dv'}{r^2} \tag{3}$$

avec e_f pouvoir émissif ou émissivité du corps.

La relation liant intensité spécifique, absorption a_f et l'émissivité est donnée par la loi de Kirchoff :

$$E_f = \frac{e_f}{a_f} \tag{4}$$

C'est finalement ce type d'équation que nous avons cherché à redéfinir, dans le cas du champ proche, par les fonctions de pondération absolues.

1.2.2 Cas du champ proche

Dans la pratique, un radiomètre est connecté à une antenne, que nous appelons sonde. Cette sonde est en général imparfaitement adaptée au matériau sous investigation et il convient de tenir compte d'un défaut d'émissivité. L'intégration de l'équation précédente dans une bande passante fixée Δf donne une puissance directement proportionnelle à la température absolue T du matériau :

$$P = e_f kGT \Delta f = (1 - |\rho(f)|^2) kGT \Delta f \tag{5}$$

avec $\rho(f)$ coefficient de réflexion en tension à l'interface sonde - milieu dissipatif,
 G gain de la chaîne d'amplification.

Compte tenu des puissances mises en jeu, cette amplification est nécessaire dans le cas de la radiométrie micro-onde, afin d'atteindre le seuil de détection des diodes. Nous verrons plus loin qu'elle nous force à réaliser des méthodes de calibrage sophistiquées.

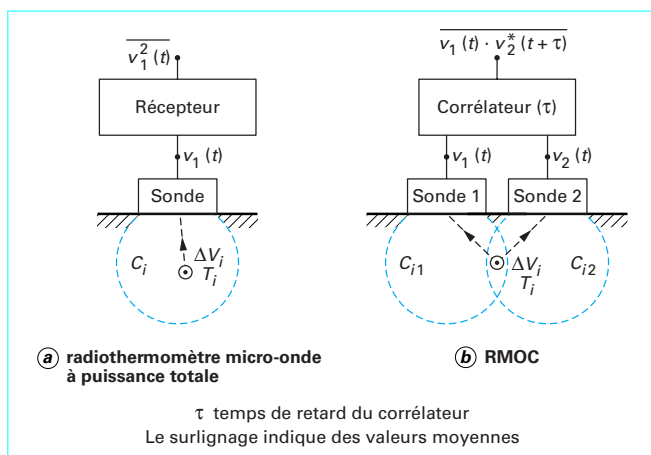


Figure 1 – Comparaison des principes de la RMOC avec la radiothermométrie micro-onde à puissance totale

Dans l’expression (5), nous voyons apparaître la notion de **température apparente** T_{app} , que l’on appelle aussi température radiométrique, grandeur proportionnelle à la puissance reçue sur les détecteurs. Nous utiliserons cette notion tout au long de cet exposé :

$$T_{app} = (1 - |\rho(f)|^2) T \tag{6}$$

Cette grandeur étalonnée en température peut être mesurée en **degré radiométrique** ($^{\circ}$ rad). Dans un milieu de température uniforme et auquel la sonde est parfaitement adaptée ($\rho = 0$), on a :

$$1^{\circ} \text{ rad} = 1 \text{ K}$$

Dans la réalité, nous travaillons fréquemment sur des matériaux hétérogènes en permittivité et en température. Dans ce cas, on procède à une discrétisation du milieu sous investigation. Chaque voxel (volume élémentaire) de température T_i contribue à la température radiométrique globale qui peut alors s’écrire :

$$T_{app} = \sum_{i=0}^{\infty} C_i T_i \tag{7}$$

avec C_i **fonctions de pondération absolues (FPA)** dont nous donnerons une définition exhaustive ultérieurement (§ 2.1.1).

1.2.3 Radiothermométrie micro-onde par corrélation (RMOC)

Au lieu de capter la puissance de bruit thermique, comme nous l’avons considéré précédemment, on peut effectuer une **détection cohérente du bruit**. Pour cela, on utilise deux sondes ou deux antennes, reliées à un corrélateur. La différence essentielle apportée par ce nouveau procédé est résumée sur la figure 1.

Dans le cas de la radiothermométrie micro-onde à puissance totale, le signal de sortie est proportionnel à la valeur moyenne du carré de la tension $v_1(t)$ captée par la sonde. En RMOC, il est proportionnel à la valeur moyenne du produit :

$$v_1(t) v_2^*(t + \tau)$$

avec $v_1(t)$ et $v_2(t)$ tensions captées par les sondes,
 τ temps de retard du corrélateur.

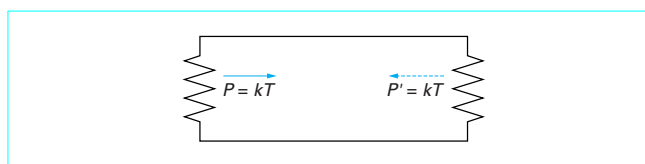


Figure 2 – Transfert radiatif entre deux charges adaptées

En d’autres termes, si à la fréquence f un voxel ΔV_i à une température T_i produit en radiothermométrie micro-onde une contribution proportionnelle à $C_i T_i$, [relation (7)], il fournit en RMOC une contribution :

$$\sqrt{C_{i1} C_{i2}} \cos(\Delta\phi + 2\pi f\tau) T_i \tag{8}$$

avec C_{i1} et C_{i2} paramètres de couplage entre ΔV_i et les deux sondes,

$\Delta\phi$ différence de déphasage correspondant aux trajets entre ΔV_i et les deux sondes.

Nota : une expression plus rigoureuse de la relation (8) a été définie qui tient compte de la polarisation des champs rayonnés en mode actif.

Notons les conséquences importantes suivantes que l’on peut déduire de la relation (8).

Alors qu’en radiothermométrie micro-onde à puissance totale, le paramètre C_i est maximal dans l’ouverture de la sonde, puis décroît régulièrement à mesure qu’on s’en éloigne, en RMOC le terme $\sqrt{C_{i1} C_{i2}}$ n’est significatif que dans un volume relativement rejeté dans le milieu dissipatif (c’est-à-dire un volume qui se trouve à une certaine distance de l’ouverture des sondes).

Pour chacun des volumes élémentaires correspondants, ce terme est pondéré par la quantité $\cos(\Delta\phi + 2\pi f\tau)$, qui peut être positive ou négative.

En conclusion, la RMOC apporte des informations complémentaires à la radiothermométrie micro-onde à puissance totale. On a pu montrer qu’elle est capable de détecter et de localiser des gradients thermiques dans le milieu dissipatif, avec une **résolution spatiale** qui peut parfois atteindre le millimètre.

1.3 Équivalence entre mesure de température d’une impédance et d’un matériau

Les procédés que nous allons présenter permettent de mesurer par radiométrie la température d’une impédance ou d’un matériau. Sur les figures qui vont suivre, l’impédance correspondante (située à droite) est reliée à un récepteur adapté (situé à gauche de la figure) par une ligne sans pertes. Considérons le système isotherme et appliquons le principe de l’équilibre des transferts radiatifs.

■ Dans le cas de deux charges adaptées (figure 2), le résultat est évident. Dans ces conditions, la puissance reçue par le détecteur, pour un hertz de bande passante, est égale à kT . Un étalonnage préalable du récepteur conduit directement à une mesure de la température de la charge située à droite.

■ Ce raisonnement peut être étendu au cas où l’on substitue à l’impédance de droite une antenne adaptée dirigée vers un matériau parfaitement absorbant, non réfléchissant (figure 3). On voit que la température du matériau entourant l’antenne peut être déterminée directement à partir de la mesure de la puissance de bruit reçue par le détecteur. Notons que la méthode ne nécessite pas la connaissance du diagramme de rayonnement de l’antenne ; notons aussi son caractère général puisqu’elle s’applique autant aux mesures en

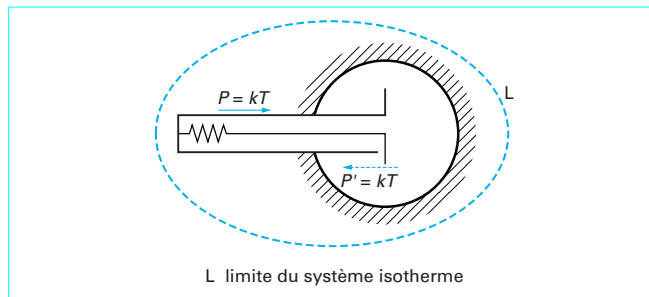


Figure 3 – Puissance de bruit captée par une antenne adaptée

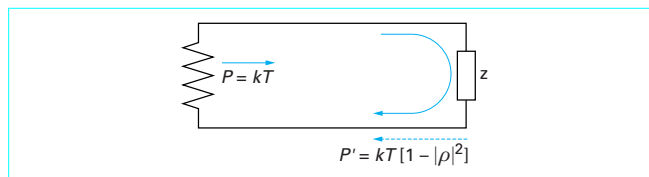


Figure 4 – Cas d'une charge z quelconque

champ lointain (radioastronomie, télédétection) qu'en champ proche (capteur de température industriel, applications médicales).

■ Le problème est plus complexe lorsque la charge située à droite n'est pas adaptée (figure 4). Cette charge, d'impédance :

$$z = r + jx \tag{9}$$

est alors caractérisée à la fréquence f par un coefficient de réflexion $\rho(f)$ en tension :

$$\rho(f) = \frac{z - R_c}{z + R_c} \tag{10}$$

avec R_c impédance caractéristique de la ligne,

soit par un coefficient de réflexion en puissance $|\rho(f)|^2$.

Une partie de la puissance de bruit thermique issue du récepteur, soit $|\rho(f)|^2 kT_2$ revient vers le récepteur après réflexion sur la charge située à droite.

Selon le principe des transferts radiatifs, la puissance de bruit reçue par le détecteur provenant de la charge est donc :

$$P'(f) = [1 - |\rho(f)|^2] kT_1 \tag{11}$$

Par conséquent, dans le cas général, le récepteur reçoit une puissance :

$$P''(f) = [1 - |\rho(f)|^2] kT_1 + |\rho(f)|^2 kT_2 \tag{12}$$

avec T_1 température de la charge,

T_2 température du récepteur.

La détermination de T_1 à partir de la mesure de $P''(f)$ nécessite donc au préalable la connaissance de T_2 et de $|\rho(f)|^2$.

■ Ce résultat s'applique également au cas d'une antenne, ou sonde radiométrique, appliquée sur un matériau dissipatif à la température T_1 lorsque l'adaptation de la sonde au milieu n'est pas parfaite (figure 5). L'interface sonde-milieu dissipatif est alors caractérisée par un coefficient de réflexion en puissance $|\rho(f)|^2$.

On aboutit aux mêmes conclusions que dans le cas précédent, en particulier à la relation (12).

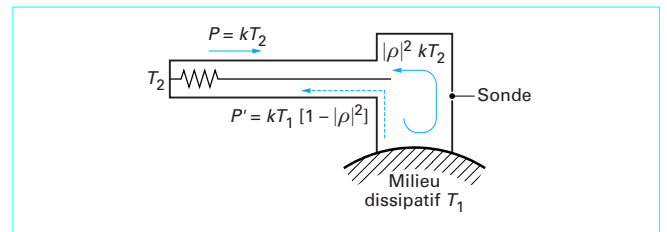


Figure 5 – Cas d'une sonde avec interface non adaptée

L'émissivité du matériau (cf. [relation (3)] en présence d'une sonde donnée :

$$e_f = [1 - |\rho(f)|^2] \tag{13}$$

exprime ainsi la capacité que possède le matériau à céder la puissance de bruit thermique au récepteur. En pratique, l'émissivité est souvent différente de 1.

2. Problème direct en radiothermométrie

La contribution des FPA (fonctions de pondération absolues) est plus significative dans les couches proches de la sonde. Néanmoins, la modélisation de ces fonctions ne peut plus se faire par les lois de l'optique géométrique (onde TEM). En effet, il faut ici prendre en compte les effets de champ proche non négligeables. Cette notion de FPA est fondamentale si nous voulons faire une véritable métrologie par radiométrie micro-onde passive. Ces valeurs de FPA passent par le calcul du champ électromagnétique en chaque point du matériau sous investigation.

2.1 Radiothermométrie à puissance totale

2.1.1 Fonctions de pondération absolues (FPA)

Les FPA peuvent être apparentées à la fonction décrivant la profondeur de pénétration du radiomètre. La différence entre ces deux types de fonction est que la formulation des FPA est faite en trois dimensions (3D), pour chaque voxel du matériau sous investigation.

Dans un processus actif, un générateur connecté à une antenne ou sonde, dépose une puissance W_i dans un voxel ΔV_i :

$$W_i = \sigma_i |E_i|^2 \Delta V_i \tag{14}$$

avec σ_i conductivité liée aux pertes diélectriques du matériau à la fréquence f ($\sigma_i = 2\pi f \epsilon_0 \epsilon_i''$ avec $\epsilon_i^* = \epsilon_i' - j\epsilon_i''$, la permittivité complexe du matériau),

E_i champ électrique présent dans le voxel.

On peut ici noter que W_i a le même sens que le taux d'absorption spécifique (*Specific Absorption Rate SAR*), grandeur connue en chauffage et en hyperthermie, définie généralement en watt par kilogramme. Par réciprocity, en remplaçant le générateur par un récepteur radiométrique, à la même fréquence, ce dernier reçoit une puissance de bruit électromagnétique proportionnelle à W_i .

Si on veut pratiquer des inversions quantitatives des signaux radiométriques, c'est-à-dire restituer le profil de température dans le

matériau, il est avant tout indispensable de connaître la valeur des FPA C_i . Par conséquent, le calcul de l'intensité du champ électrique revêt une grande importance. De nombreux articles sont consacrés à ce problème [5] [6] [7] [8] [9] [10] [11] [12]. Dans le cas particulier d'une température uniforme et d'une sonde désadaptée, on trouve que :

$$\sum_{i=0}^{\infty} C_i = (1 - |\rho|^2) \tag{15}$$

qui représente la normalisation des FPA. Par conséquent :

$$C_i = (1 - |\rho|^2) \frac{W_i}{\sum_{i=0}^{\infty} W_i} = (1 - |\rho|^2) \frac{\sigma_i |E_{ij}|^2 \Delta V_i}{\sum_{i=0}^{\infty} \sigma_i |E_{ij}|^2 \Delta V_i} \tag{16}$$

En général, on prend en compte des voxels identiques et les FPA dépendent uniquement de ρ et de toutes les valeurs σ_i et E_i dans le matériau couplé à la sonde.

On comprend ainsi que la **définition physique de ces FPA** est la contribution à la température radiométrique d'un voxel de 1 mm^3 dont la température physique s'élève de 1 K.

L'intérêt de cette définition réside dans le fait que la sommation des FPA associées à un volume donne directement la variation de signal en degré radiométrique, pour un accroissement de température de 1 K dans le volume considéré.

Exemple : concernant des milieux homogènes comme l'eau ou les tissus biologiques, à 3 GHz avec une sonde usuelle (longueur $x = 22 \text{ mm}$ et largeur $y = 11 \text{ mm}$) (figure 6). Remarquons que les valeurs maximales des FPA s'observent au centre de la surface de la sonde (origine du repère $x = y = z = 0$) et valent environ $2 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ \text{ rad} \cdot \text{mm}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$ pour le cas de l'eau (ou de milieux à forte teneur en eau). Dans le cas des matériaux à faibles pertes tel que le gras, la FPA maximale est plus faible mais la distribution est plus homogène et occupe un volume plus grand. En effet, il est important de noter qu'à émissivité constante, la puissance recueillie est la même. Seule, la distribution spatiale est différente.

2.1.2 Méthode de calcul des champs électromagnétiques

Pour le calcul des FPA, la connaissance des champs rayonnés par l'antenne, compte tenu des caractéristiques diélectriques des matériaux constitue un axe de recherche pour des équipes d'électromagnétisme.

Les antennes que nous utilisons sont des guides d'ondes tronquées, placés au contact du matériau à mesurer. Ils sont généralement remplis d'un diélectrique sans pertes afin de diminuer l'amplitude du coefficient de réflexion à l'interface avec les tissus.

Nous avons développé une méthode modale appliquée aux cas des milieux homogènes [11] [13] [14] et aux milieux stratifiés [12] [15] [16] [17] [18]. L'idée de base est la suivante : un champ électromagnétique en provenance d'un guide monomode vers un guide surdimensionné crée des modes supérieurs d'autant plus nombreux que le guide est grand. Par conséquent, il a été postulé que la rencontre de ce champ avec un milieu semi-infini crée une infinité de modes continus. De manière générale, on peut exprimer le champ diffracté par une ouverture dans un milieu semi-infini par une intégrale de Fourier à deux dimensions de la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \int \int_0^{\infty} \vec{E}(p, q) e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} dp dq \tag{17}$$

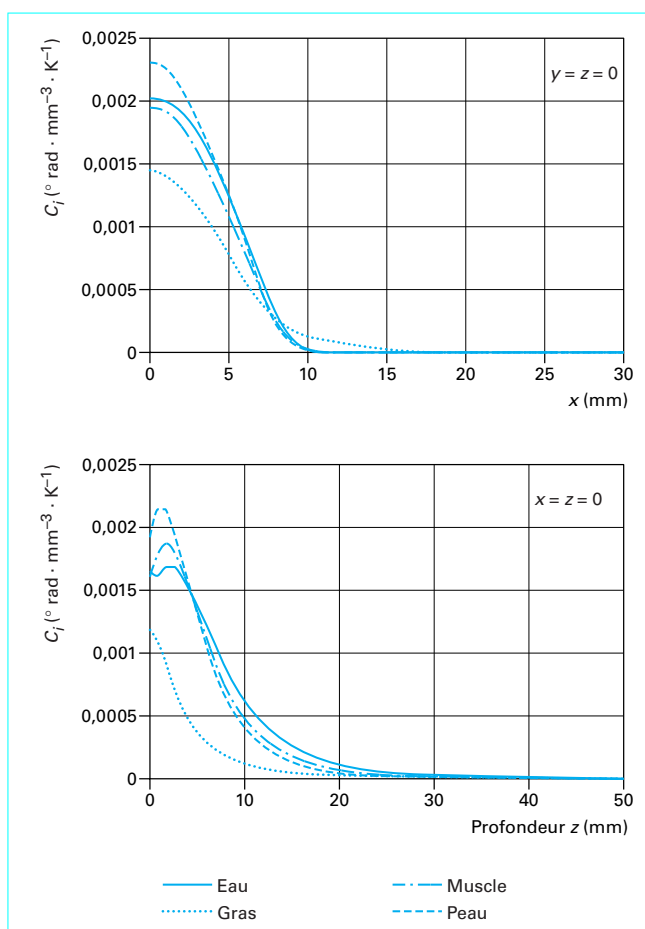


Figure 6 – Évolution des FPA pour des milieux homogènes (eau, gras, muscle, peau)

avec $\vec{E}(p, q)$ vecteur dont les composantes sont des fonctions de poids pour chacun des modes,
 \vec{k} vecteur d'onde de composantes (p, q, γ) correspondant à chacune des directions de l'espace $\vec{n}(x, y, z)$,
 z direction de propagation privilégiée.

Il est possible de connaître les fonctions $\vec{E}(p, q)$ par la transformée de Fourier inverse dans l'ouverture.

Ici se pose le choix de l'expression du vecteur d'onde \vec{k} dans le milieu dissipatif. Il a été montré [16] que le choix dépend beaucoup du rapport entre la permittivité du guide et la partie réelle de la permittivité du milieu dissipatif. En effet, si ce rapport est faible, il donne lieu à une faible dispersion modale (peu d'effet de diffraction, soit p et q faibles), et par conséquent, c'est l'absorption modale qui est prépondérante ($\vec{k}'' \approx \alpha \vec{z}$ avec $\alpha = \text{Re } \gamma$). Dans le cas contraire, les parties imaginaires des vecteurs p et q ne sont plus négligeables et notre modélisation n'est plus tout à fait exacte. Dans la pratique, nous sommes confrontés essentiellement au premier cas.

L'intérêt principal de cette méthode réside dans un temps de calcul raisonnable. Cela est un point extrêmement important car la diminution des temps de calcul permettrait d'utiliser la méthode

modale en direct pour la résolution de problèmes inverses non linéaires. Néanmoins, cette méthode ne permet de traiter que des milieux stratifiés, tout en déterminant la carte de champ tridimensionnelle (méthode dite 2,5D). La prise en compte de situations plus complexes, où existent des sauts de permittivité en 3D est aujourd'hui résolue par le développement important des techniques de numérisation dans le domaine temporel [19] [20] [21] [22] [23]. Nous nous sommes intéressés aux **logiciels commerciaux** [24] où un choix important commence à voir le jour avec en différences finies dans le domaine temporel (FDTD) :

- EMPIRE de Institut für Mobile und Satellitenfunk Technik GmbH ;
- Basic Electromagnetic Simulation Tool (BEST) de l'Université de Rome ;

en éléments finis (FEM) :

- HFSS de Ansoft ;

en méthode des éléments finis en frontière (BEM) :

- MAFIA de Computer Simulation Technology GmbH ;

en méthode des lignes de transmission 3D (TLM) :

- Micro-Stripes de Kimberley Communications Consultants Ltd.

Cette liste n'est pas exhaustive au vu de l'évolution importante de ce secteur d'activité.

Nota : FDTD *Finite Difference Time Domain*

FEM *Finite Element Method*

BEM *Boundary Element Method*

TLM *Transmission Line Method*

Au vu de ces développements, on peut penser que la branche de la physique des hyperfréquences va maintenant arriver à maturité au même titre que les domaines comme la mécanique ou la thermique qui ont bénéficié plus tôt de ce type de logiciels.

2.1.3 Profondeur d'investigation et notion de visibilité

La définition des FPA va nous permettre, en tenant compte des caractéristiques du radiomètre, de déterminer le volume réellement scruté par les sondes radiométriques. En effet, le volume de matériau contribuant à l'élévation de la température radiométrique mesurée ΔT_{app} , en tenant compte de l'écart de température minimal décelable δT et de l'élévation de la température physique uniforme, donne un volume qui n'est pas infini. Par conséquent, la différence entre les contributions du volume associé au diagramme de visibilité et le volume infini correspond au double de l'écart minimal de température décelable, compte tenu des mesures effectuées sur le matériau isotherme à T_0 dans un premier cas et à $T_0 + \Delta T$ dans un deuxième cas.

$$\Delta T \left(\sum_{i=0}^{\infty} C_i - \sum_{i=0}^n C_i \right) = \Delta T \sum_{i=n+1}^{\infty} C_i = 2\delta T \tag{18}$$

Le radiomètre ne décelé pas de variation de signal au-delà de la limite $\Delta T_{app} - 2\delta T$ soit :

$$\Delta T \sum_{i=0}^n C_i = \Delta T(1 - |\rho|^2) - 2\delta T \tag{19}$$

d'où :

$$\frac{\sum_{i=0}^n W_i}{\sum_{i=0}^{\infty} W_i} = 1 - \frac{2\delta T}{\Delta T(1 - |\rho|^2)} \tag{20}$$

Le diagramme de visibilité est ainsi constitué des n voxels ΔV_i qui ont les FPA les plus élevées. A chaque instant, on compare la somme des $C_i \Delta T$ correspondant à la différence $\Delta T_{app} - 2\delta T$. Lorsque cette égalité est réalisée, on stoppe le processus et l'**enveloppe d'iso- C_i** extrêmes détermine le **diagramme de visibilité**.

Cette notion est intéressante car elle permet d'avoir une estimation de la **profondeur d'action des radiomètres** dans des milieux à température uniforme.

Exemple : la figure 7 montre que la profondeur d'action est de l'ordre de 3 cm pour l'eau (tissus à forte teneur en eau) et de 4 cm pour le glycérol (tissus adipeux).

L'exploitation de ces diagrammes permet de montrer que la variation multifréquentielle autorise des informations en profondeur différentes. Ce type de radiomètre est à la base des reconstructions de profil de température (figure 8 a). Ces études ont aussi mis en évidence une alternative à la conception de radiomètres multifréquentiels qui pourrait être la mise en œuvre d'antennes de tailles différentes. En effet, nous avons montré que la diffraction en champ proche peut jouer un rôle important dans la forme des diagrammes de visibilité. En particulier, la diffraction est d'autant plus importante que le petit côté de la sonde est réduit. Cette perspective est intéressante, dans le cas de l'imagerie, car elle permettrait de créer des images différentes.

Exemple : cet effet est mis en évidence sur la figure 8 b.

2.2 Radiothermométrie par corrélation

La radiométrie micro-onde par corrélation en champ proche a d'abord été imaginée et développée pour des applications médicales, mais la difficulté d'interprétation des mesures n'a pas permis une concrétisation du procédé dans ce domaine. Nous nous sommes donc intéressés à la thermométrie dédiée à la microélectronique. Dans cette configuration, on remplace les antennes et le milieu dissipatif par un **quadripôle dissipatif localisé** ou une **ligne de transmission**. Des exemples de réalisation ont concerné des cellules coaxiales [25] ou des lignes « microstrip » considérées comme homogènes en permittivité [26].

Dans ce cas, nous utilisons le formalisme des ondes de bruit qui nous semble très bien adapté à ce problème [3] [27] [28]. Un quadripôle passif et dissipatif, porté à une température T , a pour puissance d'onde de bruit, la matrice :

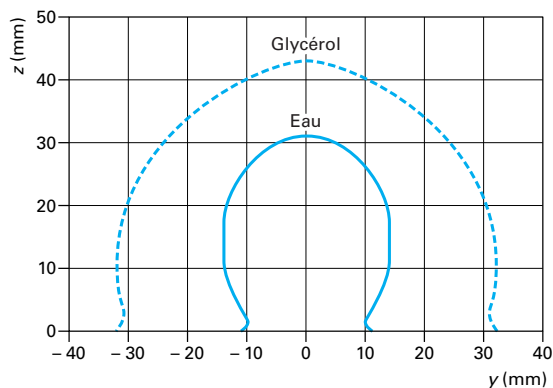
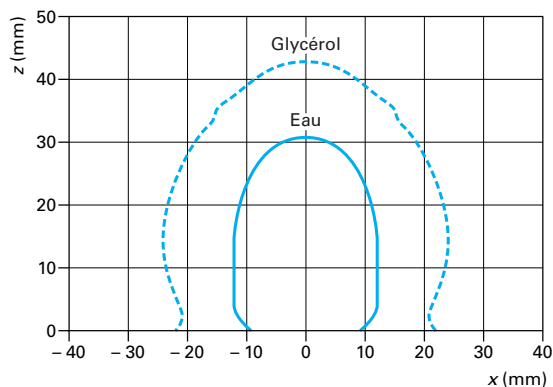
$$kT(I - SS^X) \tag{21}$$

- avec I matrice unité,
 S matrice de répartition du quadripôle,
 S^X matrice hermitique (conjuguée transposée) de S .

Ce quadripôle est en interaction avec le radiomètre, notamment en ce qui concerne les ondes de bruit issues des charges de température de référence. Notons ici que le quadripôle émet des signaux de bruit et est aussi, en quelque sorte, « éclairé » par le bruit thermique généré par ces charges de référence ; c'est pourquoi les mesures radiométriques sont aussi sensibles à toutes discontinuités. La matrice représentant la puissance des ondes de bruit sortante du quadripôle vers les amplificateurs et les détecteurs est :

$$BB^X = kT(I - SS^X) + kT_R SS^X = \begin{bmatrix} \overline{b_1 b_1^*} & \overline{b_1 b_2^*} \\ \overline{b_2 b_1^*} & \overline{b_2 b_2^*} \end{bmatrix} \tag{22}$$

- avec T_R température des charges de références,
 b_1 et b_2 coefficients de la matrice représentant les ondes de bruit issues des voies 1 et 2 du corrélateur.



$\delta T = 0,05 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta T = 1 \text{ }^\circ\text{C}$, sonde $22 \times 11 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1 = 25$
avec ϵ_1 permittivité du matériau constituant la sonde

Figure 7 – Diagramme de visibilité calculé à 3 GHz pour l’eau et le glycérol suivant le grand côté de la sonde x et le petit côté de la sonde y

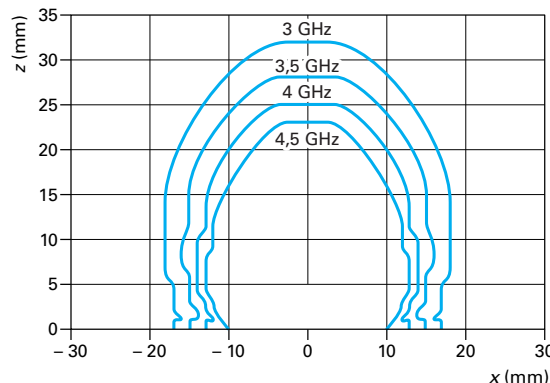
Le surlignage indique des valeurs moyennes.

La conception du radiomètre à modulation de phase élimine les termes de puissance totale $\overline{b_1 b_1^*}$ et $\overline{b_2 b_2^*}$ et ne donne accès qu’à la composante $\overline{b_1 b_2^*}$. Le signal radiométrique total S_c est donné au temps de retard τ par la relation suivante :

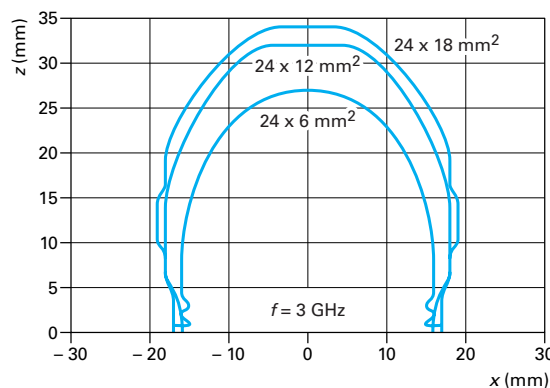
$$S_c(\tau) = -4K \int_{f_1}^{f_2} |G| \text{Re}(\overline{b_1 b_2^*} e^{-j\Phi_\tau}) df \quad (23)$$

- avec K coefficient de normalisation,
- G gain de la chaîne d’amplification,
- Φ_τ variation de phase correspondant au temps de retard τ du corrélateur.

Afin de donner une relation synthétique, on peut expliciter la relation précédente pour le cas d’une température uniforme du quadri-



à 3 et 3,5 GHz, sonde $22 \times 11 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1 = 25$
à 4 et 4,5 GHz, sonde $16 \times 8 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1 = 16$



$\delta T = 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta T = 5 \text{ }^\circ\text{C}$, $\epsilon_1 = 25$

Figure 8 – Influence de la fréquence et des dimensions de la sonde sur le diagramme de visibilité calculé pour peau (1 mm) + sein ($\epsilon_2 = 30 - j10,2$) suivant le grand côté x des sondes

pôle à $T_R + \Delta T$. La normalisation du signal passe par une phase d’étalonnage, pour un temps de retard nul, en corrélation totale, c’est-à-dire en remplaçant le quadripôle par un diviseur de puissance connecté à une charge adaptée à température connue. L’expression de la température radiométrique par corrélation T_c peut alors être décrite par la relation suivante :

$$T_c(\tau) = -4 \Delta T \frac{\int_{f_1}^{f_2} |G| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\Phi_{11} - \Phi_{21}) \cos(\Phi_\tau) df}{\int_{f_1}^{f_2} |G| df} \quad (24)$$

- avec f_1 et f_2 fréquences limites du radiomètre,
- $|S_{11}|$, $|S_{21}|$, Φ_{11} , Φ_{21} modules et phases des paramètres de répartition du quadripôle sous investigation.

Quelques remarques peuvent être formulées ici, mettant bien en évidence la différence d'approche entre radiométrie à puissance totale et par corrélation.

Si l'on passe d'une résistance placée en parallèle à une résistance placée en série, la phase du paramètre de transmission varie de π , et on observe une inversion du signal $T_c(\tau)$ [29]. Par conséquent, si on réalise un quadripôle présentant des pertes séries et parallèles, il doit être possible de faire en sorte que leurs contributions se détruisent, d'où un signal $T_c(\tau) = 0$. Ce point est important et il suggère lors de la réalisation de capteurs, de travailler soit uniquement en pertes séries, soit uniquement en pertes parallèles.

Dans le cas d'un quadripôle sans pertes, non-adapté (inductance ou capacité série ou parallèle), le signal de sortie est nul, conformément à la loi de Kirchhoff, bien que $|S_{11}| \neq 0$ et $|S_{21}| \neq 0$. Dans notre cas, une propriété des quadripôles passifs et sans pertes montre que les phases des paramètres sont en quadrature [30].

La connaissance du paramètre de répartition global du quadripôle suffit donc à connaître la valeur de la température radiométrique par corrélation si sa température est uniforme. Dans le cas de l'existence de gradients de température, la ligne dissipative peut être discrétisée en plusieurs quadripôles élémentaires ayant chacun sa matrice S . Le passage par les matrices de transfert permet de calculer plus simplement cette mise en cascade de quadripôles différents [31].

Les études menées dans le cas de quadripôles élémentaires présentant des discontinuités, permet d'envisager la réalisation de capteurs distribués de température en deux dimensions d'un nouveau type, que l'on pourrait éventuellement miniaturiser.

Comme dans le cas de la radiométrie à puissance totale, nous pouvons définir des fonctions de pondération liant chaque élément de la ligne dissipative à la température radiométrique. Les développements théoriques permettent d'aboutir à la formulation suivante :

$$T_c(\tau) = \frac{-2 \int_{f_1}^{f_2} |G| \operatorname{Re} \left(\sum_{i=1}^n W_{i2} \Delta T_i e^{-j\phi_i} \right) df}{\int_{f_1}^{f_2} |G| df} \quad (25)$$

Nous pouvons alors établir une relation linéaire liant la température radiométrique à la température physique d'un élément de ligne, et nous pouvons alors définir les FPA $C_i(\tau)$ tel que :

$$T_c(\tau) = \sum_{i=1}^n C_i(\tau) \Delta T_i \quad (26)$$

Nous voyons à ce stade que nous avons linéarisé la fonction représentant la température radiométrique par corrélation, ce qui nous permettra d'utiliser des outils connus d'inversion des données. On peut, de la même façon qu'en radiométrie micro-onde à puissance totale, donner une **définition physique des FPA**.

C'est la contribution à la température radiométrique mesurée, de 1 mm de ligne dissipative dont on a élevé la température de 1 K par rapport à la température de référence du radiomètre, pour un temps de retard déterminé.

Exemple de résultat sur une ligne microélectronique

Nous représentons sur la figure 9 les FPA exprimées en degrés radiométriques pour une ligne coplanaire rendue dissipative par un amincissement de la ligne centrale. Cette ligne de 20 mm de longueur est discrétisée en vingt éléments. À chacun de ces éléments est affectée une couleur rouge pour la plus chaude à bleu pour la plus froide. On représente aussi l'évolution de ces FPA avec le temps de retard exprimé en longueur de piston de court-circuit. On constate sur cette figure que le radiomètre effectue un véritable balayage des FPA le long de la ligne. C'est ce balayage qui repère les gradients de température présents sur la ligne dissipative. On voit aussi que la contribution au signal radiométrique d'un tronçon de ligne de 1 mm de long pour un écart de température de 1 °C, est compris entre + 0,06 et - 0,06° rad.

3. Problème inverse en vue d'une radiothermométrie quantitative à distance

3.1 Nécessité d'un bon protocole de mesure et questions préliminaires

L'inversion des données radiométriques passives est une opération difficile car elle concerne l'inversion d'une équation intégrale, dite de Fredholm, où les solutions ne sont pas uniques. De plus, pour la plupart des applications qui nous concernent, le rapport signal à bruit S/B est relativement faible (il faut tirer de l'information même pour des niveaux de l'ordre de 10 dB) et peut déboucher sur une instabilité des solutions. Nous aboutissons alors à la résolution d'un problème dit « mal posé ». Deux critères sur trois (existence, unicité et stabilité) ne sont pas réunis pour avoir une inversion idéale au sens d'Hadarnard [32]. Le premier critère qui concerne l'existence des solutions est forcément rempli, étant donné que nous avons un système physique. Par contre, pour les deux autres, ce n'est pas le cas :

- les solutions ne sont pas uniques : il existe plusieurs gradients de température possibles pour une même mesure ;
- une petite variation des données peut avoir une forte influence sur le résultat (problème du rapport S/B).

La connaissance des fonctions de pondération est nécessaire mais non suffisante pour déterminer la répartition de température. Ces considérations ne s'appliquent, en théorie, que lorsque les bandes passantes de tous les composants du système sont identiques. Les caractéristiques les plus importantes à connaître sont donc :

- dans le cas d'un milieu à température uniforme, la caractérisation des pertes du câble et de l'antenne ;
- dans le cas d'un milieu à température non uniforme et après étalonnage, il faut connaître les FPA et appliquer une méthode d'inversion.

La mesure ponctuelle en radiométrie n'est valable que dans les cas où la température du matériau est uniforme.

Dans le cas contraire, il existe un grand nombre de solutions possibles répondant à une mesure radiométrique. Prenons le cas de deux volumes thermogènes V_1 et V_2 chaud (différence de température positive par rapport à l'ambiante) et froid (l'inverse) placés symétriquement dans le diagramme de rayonnement des antennes. Dans ce cas, le signal de sortie est identique au cas d'un milieu à température uniforme de valeur la température ambiante. En effet :

$$\Delta T_{app} = \sum_{i \in V_1} C_i \Delta T_i = \sum_{i \in V_1} C_i \Delta T + \sum_{i \in V_2} C_i (-\Delta T) \quad (27)$$

et V_2

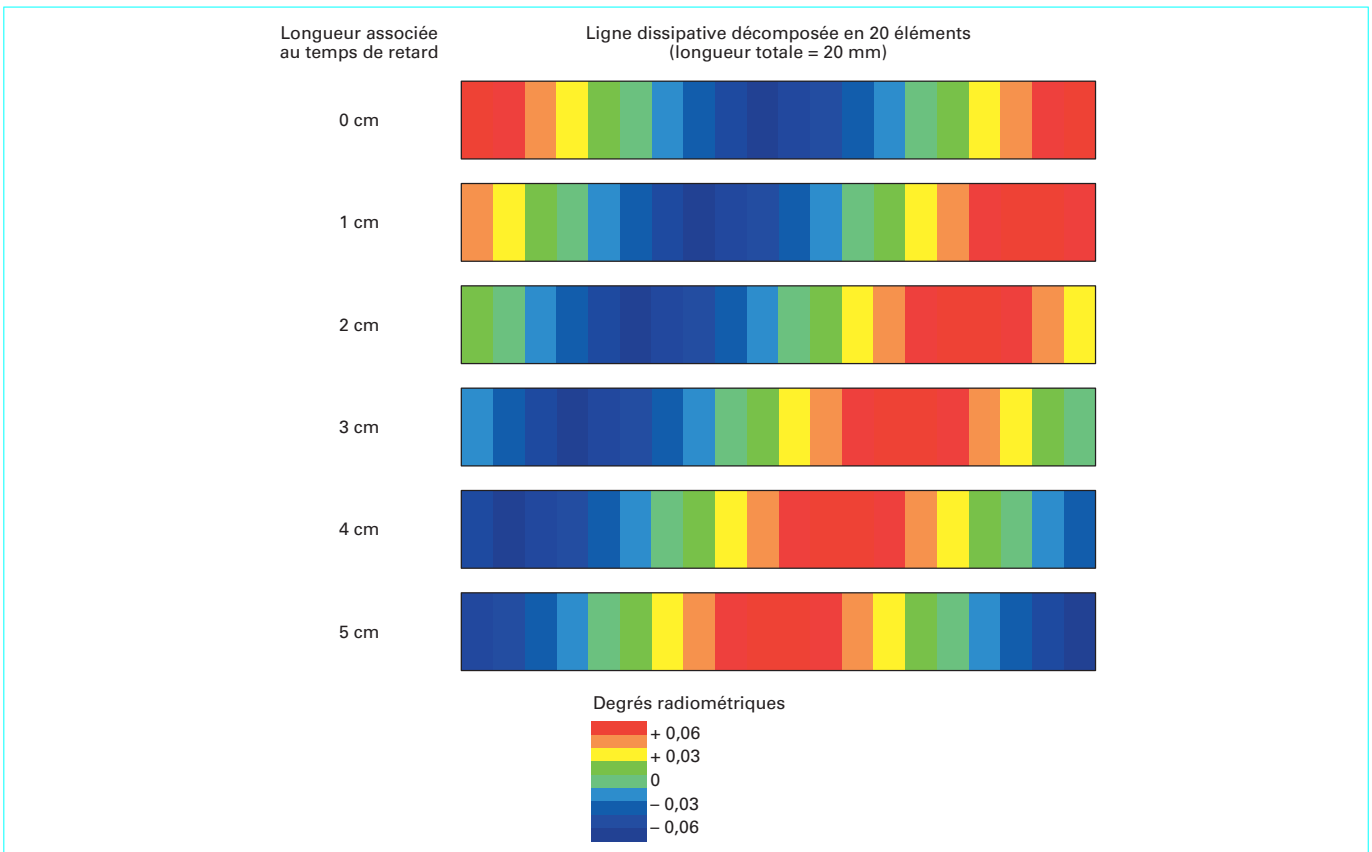


Figure 9 – Évolution des FPA calculées sur la bande 2 à 4 GHz le long d’une ligne de transmission de 20 mm réalisée sur alumine

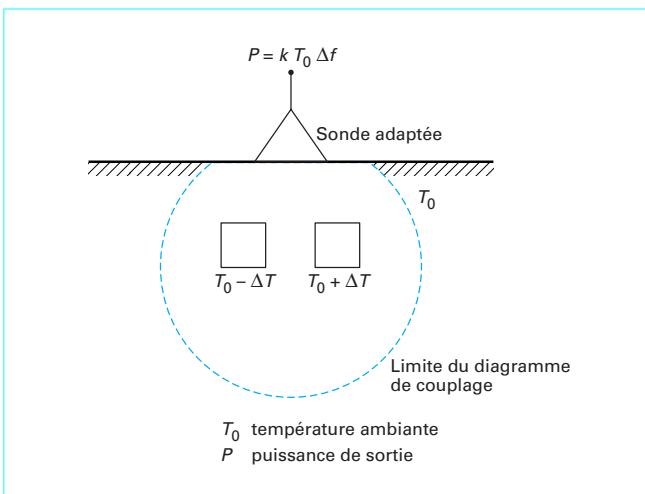


Figure 10 – Mise en évidence d’une élévation de température nulle malgré l’existence de points chauds

En fait, de nombreuses combinaisons de température et de volume réalisent $\Delta T_{app} = 0$ alors qu’il existe physiquement des gradients de température (figure 10).

Les configurations non uniformes nécessitent donc des informations supplémentaires tel que des données multifréquentielles (de loin les plus courantes en télédétection et en champ proche), multiangulaires, multipolarisations, multidéplacements (imagerie) et multiantennes.

La radiométrie en champ proche élimine naturellement un certain nombre de possibilités comme les données multiangulaires. Tous les auteurs ayant travaillé à ce problème se sont orientés principalement vers l’acquisition de données multifréquentielles. Ce choix correspond, en fait, à la détermination de gradients de température unidimensionnels variant en profondeur (suivant z). Dans ce cas, l’équation à inverser est une équation de Fredholm de première espèce :

$$\Delta T_{app}(f, z) = \int_0^{z_0} C(f, z) \Delta T(z) dz \quad (28)$$

Dans le cas de volumes thermogènes 3D, plongés dans des milieux (correspondant par exemple, à des tumeurs dans des tissus sains), la mesure de l’étendue de la source est une donnée très importante pour remonter à sa température. Réécrivons l’excès de température apparente sous forme intégrale :

$$\Delta T_{app}(f) = \int_{-x_0}^{x_0} \int_{-y_0}^{y_0} \int_{z_0}^{\infty} C(f, x, y, z) \Delta T(x, y, z) dx dy dz \quad (29)$$

avec x_0, y_0 et z_0 coordonnées de l’objet thermogène.

Cette équation se ramène, grâce à l'imagerie, et par conséquent à la connaissance des dimensions latérales de l'objet thermogène, à une équation de même nature que l'équation (29) :

$$\Delta T_{app}(f) = \int_{z_0}^{\infty} C_D(f, z) \Delta T(z) dz \quad (30)$$

avec C_D FPA dans l'objet.

On se ramène donc à un problème de détermination de la température en profondeur mais pour l'instant, l'exploitation des images part de la connaissance a priori de celle-ci. Rien n'empêche de concevoir des imageurs multifréquentiels. Pourtant, le cas d'imageurs multiantennes serait plutôt mieux adapté à nos exploitations et c'est une hypothèse que nous avons envisagée (figure 8b).

Pour ailleurs, l'inversion de ces données radiométriques pour ce type de problème passe par un surdimensionnement du système d'équations (plus d'équations que d'inconnues) qui va permettre de régulariser les solutions. L'image crée donc, par l'acquisition d'un grand nombre de données, les bonnes conditions pour une bonne estimation des profils de température.

3.2 Méthode par optimisation multisonde ou multifréquentielle

Dans le cadre de notre intérêt pour l'inversion des données radiométriques issu d'un problème tridimensionnel, nous avons testé le cas d'une inversion multifréquentielle basée sur les données expérimentales suivantes : une image radiométrique à 3 GHz et une mesure complémentaire à 1,5 GHz au centre de l'inclusion de température. Les hypothèses connues a priori sont les courbes normalisées $\Delta T_{app}/\Delta T$ aux deux fréquences et la forme de l'objet.

Il s'agit d'une méthode par optimisation. L'étude a été faite sur des objets thermiques infinis de forme cylindrique. Les cas réels, compte tenu de la profondeur de pénétration en radiométrie pour des milieux à forte teneur en eau, peuvent être considérés comme semi-infini. L'image radiométrique permet de retrouver la taille de l'objet. On peut alors calculer les courbes correspondantes et la courbe du rapport entre $\Delta T_{app}(1,5 \text{ GHz})$ et $\Delta T_{app}(3 \text{ GHz})$ en fonction de la profondeur. La mesure de ce rapport donne la profondeur de l'objet. Une fois la taille et la profondeur connues, on revient sur l'une ou l'autre des courbes $\Delta T_{app}/\Delta T$ pour en déterminer la température.

Cette approche est, bien sûr, très limitée puisqu'elle ne traite que d'un seul type d'objet thermique. Néanmoins, elle a permis de quantifier pour la première fois les erreurs d'inversion par une technique radiométrique en champ proche [33]. L'importance des erreurs de reconstruction des paramètres géométriques et thermiques dépend :

- de la température de l'objet : une température faible conduit à une diminution du rapport signal sur bruit entraînant une erreur relative rapidement prohibitive ;
- de la profondeur de l'objet qui est un facteur très important, au moins pour les milieux à fortes pertes (approximativement, le signal décroît de façon exponentielle) ;
- de la taille de l'objet thermique : l'erreur commise reste sensiblement toujours la même quelle que soit sa taille, mais les petits objets sont pénalisés.

Cette approche a aussi permis de mettre l'accent sur un travail de fond nécessaire en utilisant des méthodes modernes d'inversion, plus efficaces et plus universelles.

3.3 Méthode par déconvolution et filtrage

Avant de connaître la forme de l'objet thermogène présent dans le milieu sous investigation, il convient de faire plusieurs mesures judicieusement choisies. Ces mesures peuvent être représentées dans un plan (x, y) et l'intensité par une pseudo-couleur. On visualise sous forme d'une image, les différentes intensités radiométriques. Dans ce paragraphe, nous partons de l'hypothèse que nous connaissons la profondeur des inclusions thermiques semi-infinies. L'excès de température radiométrique est décrit par la combinaison linéaire de l'excès de température physique multiplié par les coefficients C_z qui résultent de la sommation des FPA de l'infini au plan z de la profondeur de l'objet.

$$\Delta T_{app}(x, y) = \int_{-x_0}^{x_0} \int_{-y_0}^{y_0} C_z(x, y) \Delta T(x', y') dx' dy' + N(x, y) \quad (31)$$

avec N bruit de mesure.

Dans ce cas, le déplacement de la sonde radiométrique est assimilable au déplacement de la matrice représentative des FPA C_z . En fait, C_z représente la fonction de transfert du capteur radiométrique modélisé dans son milieu. Comme nous avons un système linéaire, ce déplacement est une convolution des FPA avec l'excès de température à laquelle il convient d'ajouter le bruit de mesure. L'excès de température au point considéré devient donc :

$$\Delta T_{app}(x, y) = \int_{-x_0}^{x_0} \int_{-y_0}^{y_0} C_z(x - x', y - y') \Delta T(x', y') dx' dy' + N(x, y) \quad (32)$$

Partant de ce constat, il est alors possible d'appliquer les techniques du traitement de signal pour résoudre l'inversion des données. Nous avons choisi de travailler dans le domaine fréquentiel, où la convolution devient un produit des spectres des FPA et des températures. Ce système peut s'écrire :

$$\Delta T_{app}(u, v) = C_z(u, v) \Delta T(u, v) + N(u, v) \quad (33)$$

avec u, v fréquences spatiales.

Comme nous l'avons vu plus haut, notre système n'est pas stable et il nécessite pour sa résolution, une régularisation des solutions. Une formulation générale du problème de régularisation appliquée à notre cas peut-être donné par l'équation suivante :

$$\Delta \hat{T} = ({}^t C_z C_z + \alpha {}^t R R)^{-1} {}^t C_z \Delta T_{app} \quad (34)$$

- avec α coefficient de régularisation,
 $\Delta \hat{T}$ meilleure estimée de la température réelle,
 ${}^t C_z$ matrice transposée des FPA,
 R opérateur linéaire constituant un paramètre de régularisation supplémentaire qui doit vérifier la minimisation de la norme $\|R \Delta \hat{T}\|^2$.

Notons que si $R = 0$, on retrouve la classique loi des moindres carrés, valable pour des mesures où l'on ne tient pas compte des erreurs.

Une méthode basée sur l'introduction d'une contrainte sous forme d'un opérateur de dérivée seconde donne des résultats très intéressants. Cet opérateur réalise dans le domaine fréquentiel un filtrage passe bas moins pénalisant qu'un filtrage de type Wiener. La fonction de transfert générale devient alors :

$$\Delta \hat{T}(u, v) = \frac{C_z^*(u, v)}{|C_z(u, v)|^2 + \alpha(1 + (u^2 + v^2)^2)} \Delta T_{app}(u, v) \quad (35)$$

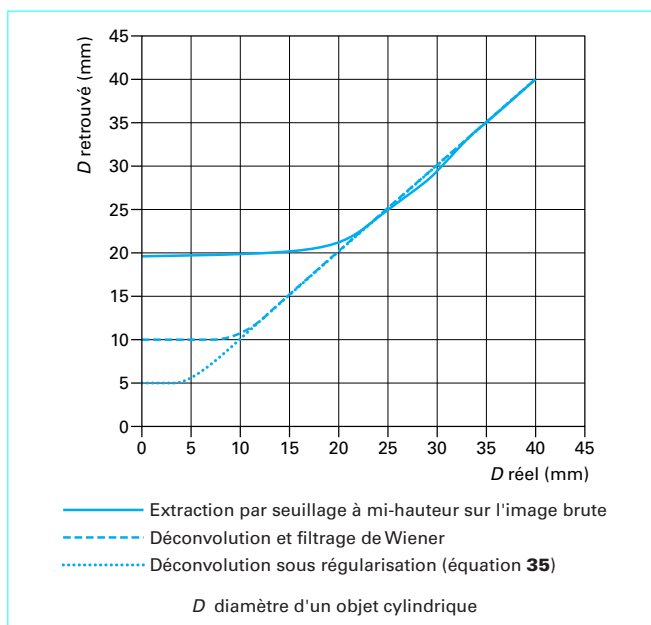


Figure 11 – Amélioration de la taille minimale interprétable par l'imagerie radiométrique micro-onde

L'application de cette méthode au cas des image donne encore une **amélioration de la taille minimale interprétable** qui passe à 5 mm (figure 11).

Exemple : nous donnons en figure 12 le cas de l'inversion d'un arc de cercle, regroupant cercle et angle droit, porté à un excès de température de 5 °C, plongé à 5 mm de la surface.

3.4 Méthode par filtrage adaptatif de type Kalman

L'écriture des FPA pour la radiométrie micro-onde par corrélation a permis de linéariser le signal de sortie et de définir une température de corrélation. Cette combinaison linéaire peut être réécrite sous forme discrète compte tenu d'une acquisition et d'une conversion des données analogiques en valeurs numériques. Les mesures sont définies pour chaque valeur du temps de retard τ , conduisant à une notation matricielle :

$$[T_c] = [C_j][\Delta T] + [M] \tag{36}$$

- avec T_c vecteur de mesure à m éléments obtenu pour m temps de retard τ différents,
- ΔT vecteur de température, représentant la discrétisation du gradient de température à estimer composé de n éléments,
- N vecteur de bruit de type blanc gaussien à m éléments.

La matrice $[C_j]$ est donc une matrice à $n \times m$ éléments.

Dans cette approche, nous avons choisi d'utiliser un filtre de Kalman qui utilise le formalisme des vecteurs d'état. C'est un filtre adaptatif qui peut être considéré comme une généralisation du filtrage de Wiener aux cas non stationnaires. Il traite les données dans le domaine réel car le nombre de données élevées que nous mesurons est compatible avec ce type de filtrage. À la différence de

l'approche précédente (§ 3.3), il n'est pas nécessaire de connaître l'ensemble des données de mesure pour faire l'inversion. L'acquisition des données se fait alors en boucle pour les différents temps de retard, et, compte tenu d'une phase de démarrage qui dure quelques minutes, nous avons un système fonctionnant en quasi-temps réel par sa prédiction. C'est un point extrêmement important car une des critiques principales des techniques radiométriques est leur lenteur.

Le filtrage de Kalman est largement décrit dans la littérature et son application est bien synthétisée dans [28]. Le diagramme de la figure 13 représente l'évolution des solutions au cours des acquisitions. À partir de l'estimée $\Delta \hat{T}_{\tau/\tau}$ faite à l'instant τ , on compare la valeur calculée à l'instant $\tau + 1$ connaissant les FPA, à la mesure à l'instant $\tau + 1$. Le gain du filtre varie au début des itérations et se stabilise à une valeur proche de zéro.

4. Applications médicales et industrielles

La puissance reçue, de l'ordre du picowatt pour des températures proches de l'ambiante et pour des bandes passantes de l'ordre du gigahertz, est trop faible pour être détectée directement. Ce signal doit être largement amplifié, mais la variation aléatoire du gain des amplificateurs affecte la mesure. Aussi, le signal doit être comparé périodiquement à une source de bruit de référence et peut être traité par une détection synchrone [35]. Un radiomètre ne sait pas mesurer un écart de température inférieur à un certain seuil δT , appelé écart de température minimal décelable. Obtenir une faible valeur de la quantité δT est un compromis entre rapidité de mesure et bande passante. À partir de la connaissance de la température de bruit du système radiométrique T_s , de sa bande passante Δf , du temps d'intégration Δt de la détection synchrone et de la température T à mesurer, on obtient l'expression suivante :

$$\delta T = K \frac{(T + T_s)}{\sqrt{\Delta t \Delta f}} \tag{37}$$

K est un facteur généralement compris entre 2 et 4 et dépend de la conception du radiomètre. Pour $K = 1$, nous avons la sensibilité idéale d'un radiomètre à puissance totale. $K = 2$ représente la sensibilité d'un radiomètre de Dicke [36]. Typiquement, pour les radiomètres réalisés au laboratoire, δT est proche de 0,1 °C pour une constante de temps de deux secondes, ce qui permet d'apprécier une différence de puissance de l'ordre de quelques femtowatt.

L'équation du signal de sortie T_m est décrite par une relation linéaire de la forme :

$$T_m = a T_{app} + b$$

et on réalise un étalonnage avec deux points de mesure de température proche des températures à mesurer.

4.1 Différentes techniques de construction de radiomètres micro-ondes

4.1.1 Radiomètre de Dicke

La principale cause de détérioration de la sensibilité des radiomètres est due à la fluctuation basse fréquence du gain des amplificateurs. Dicke a proposé en 1946 une méthode permettant d'améliorer sensiblement la sensibilité en comparant périodiquement la valeur

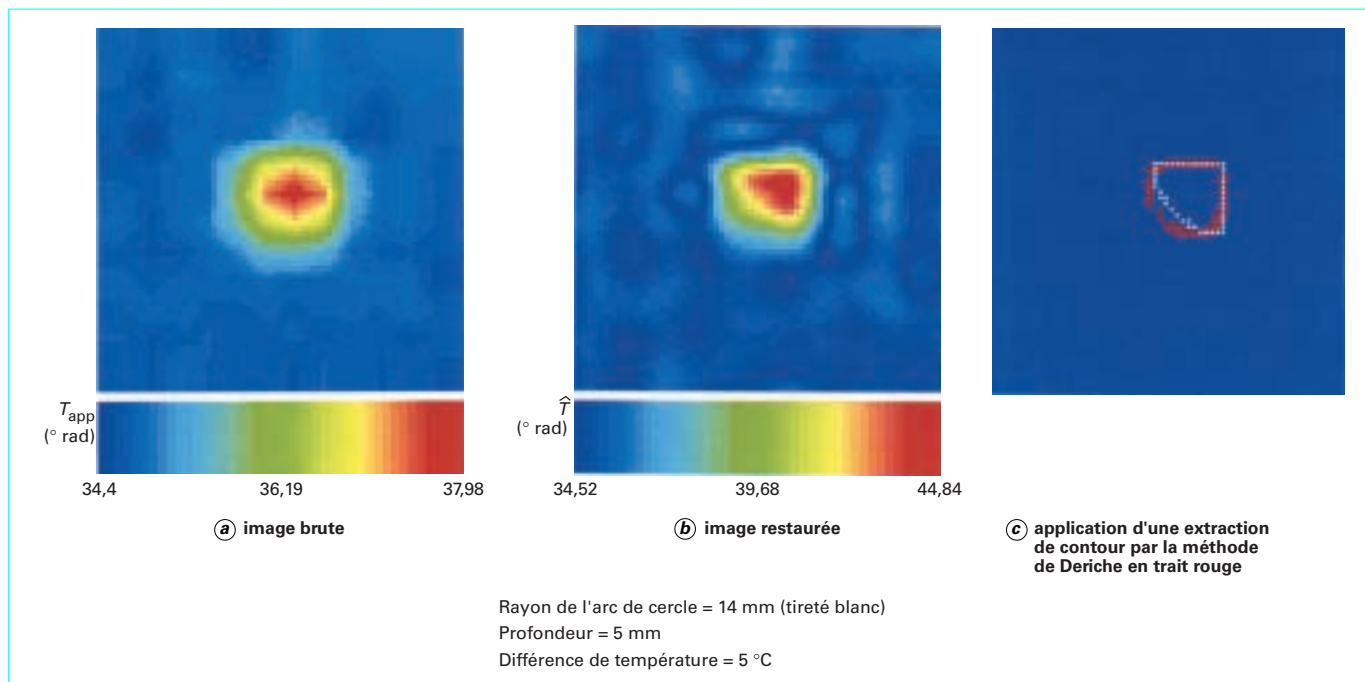


Figure 12 – Exemple d'inversion pratique sur un arc de cercle semi-infini dont l'axe est perpendiculaire à la surface d'investigation

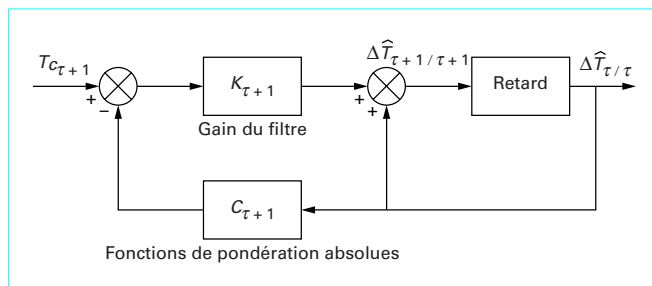


Figure 13 – Schéma bloc du filtre de Kalman dans le cas stationnaire

mesurée à une valeur de température de référence connue (figure 14). La modulation du signal doit être suffisamment élevée pour s'affranchir de ces fluctuations (typiquement 1 kHz). Une détection synchrone permet d'obtenir un signal de sortie proportionnel à la différence des signaux issus de la sonde. La température mesurée T_m est donc :

$$T_m = T_{app} - T_r \tag{38}$$

En annulant le signal, la connaissance de T_r renseigne sur la température du corps. Cette expression est valable pour le cas d'antenne bien adaptée au milieu ($T_{app} = T_c$ avec T_c température du corps), ce qui est souvent le cas en télédétection. En champ proche, cette condition est rarement réalisée. Il faut alors tenir compte de la température d'entrée de l'amplificateur T_a , réfléchi à l'interface sonde-matériau. La relation devient alors dépendante du coefficient de réflexion ρ :

$$T_m = T_{app} + |\rho|^2 T_a - T_r \tag{39}$$

4.1.2 Radiomètre à méthode de zéro

Il s'agit ici d'un radiomètre de Dicke où l'adjonction d'un circulateur connecté à une charge à la température T_r permet d'avoir accès à la température d'un corps quel que soit le coefficient de réflexion (figure 15). On élimine alors la composante T_a :

$$T_m = T_{app} - (1 - |\rho|^2) T_r \tag{40}$$

Dans le cas d'une température uniforme, $T_{app} = (1 - |\rho|^2) T_c$ où T_c est la température du corps à mesurer. Par conséquent :

$$T_m = (1 - |\rho|^2)(T_c - T_r) \tag{41}$$

En modifiant T_r de façon à obtenir $T_m = 0$, la connaissance de T_r donne alors la température du milieu quel que soit l'émissivité ϵ_f .

4.1.3 Radiomètre intégrable

Le radiomètre de la figure 16 présente la particularité de l'existence d'une procédure d'autocalibration. Une phase d'étalonnage avant chaque mesure sur deux charges de référence portées à deux températures différentes et d'une mesure sur un circuit ouvert (CO) hyperfréquence placé au bout d'une ligne dont la longueur L est identique à celle de la sonde de mesure. Ces grandeurs permettent, à l'aide d'un microprocesseur, de calculer le gain du radiomètre et émissivité. À partir de là, on extrait la température apparente du corps.

Ce radiomètre a donné lieu à un développement en circuit intégré sur arséniure de gallium (AsGa) et doit servir au contrôle de la cuisson d'aliments dans des fours ménagers grand public.

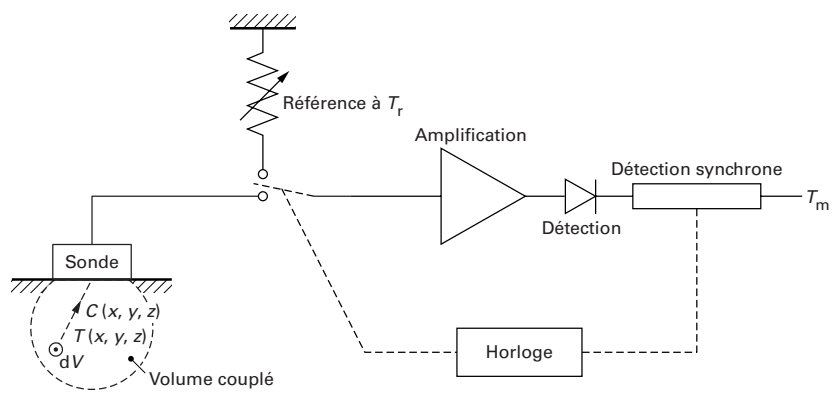


Figure 14 – Schéma du radiomètre de Dicke

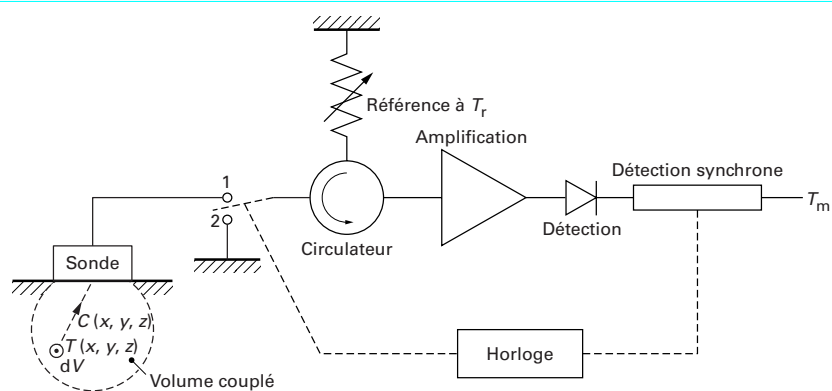


Figure 15 – Schéma du radiomètre à méthode de zéro

4.2 Applications médicales

4.2.1 Mammographie radiométrique micro-onde

Le développement de radiomètres pour la réalisation d'images a été conditionné par une application médicale forte : la détection et la caractérisation précoce des tumeurs du sein. Ces radiomètres sont appelés multisondes car ils possèdent une tête d'exploration regroupant six sondes élémentaires couplées à six radiomètres. La conception d'une image sur une surface d'un demi-décimètre carré prend environ quatre minutes.

En France, le cancer du sein a tué en 1995 près de 11 000 femmes. On compte 34 000 nouveaux cas par an, chiffre élevé car le diagnostic est fait de plus en plus tôt, notamment dans le cadre des campagnes de dépistage systématique. La mammographie ou cliché radiologique par rayons X est l'outil de choix, impliqué en premier lieu pour satisfaire ces campagnes de dépistage. C'est à partir d'un cliché standard, pour des tumeurs non palpables, que l'on peut détecter des anomalies. C'est alors que des examens supplémentaires sont requis, en général dans l'ordre de progression suivant :

- 1. une mammographie sous plusieurs incidences ;
- 2. éventuellement une échographie pour certains types d'anomalies ;

- 3. une ponction sous stéréotaxie ;
- 4. une exérèse qui est une opération chirurgicale qui permet de certifier la bénignité ou la malignité des anomalies constatées.

Néanmoins, le nombre d'opérations concluant à la bénignité de la tumeur reste élevé (de l'ordre de 2/3 des patientes), les médecins préférant faire opérer la patiente en cas de doute, ce qui revient à dire que les examens précédents conduisent à un nombre élevé de faux positifs. Notons que le doute est encore un peu plus important à la fin des examens non invasifs (cas 1 et 2). C'est à ce niveau que doit intervenir le mammographe radiométrique micro-onde (MRM).

Des explorations cliniques de faisabilité ont donné d'excellents résultats [15] [39] [40]. Plus récemment, des résultats cliniques sur soixante patientes obtenu en double aveugle montre la pertinence de la méthode [41] [42]. Une analyse ROC (*Received Operating Characteristic*), qui est une méthode statistique reconnue dans le monde médical, a permis de définir une sensibilité (capacité de la méthode à dire que c'est une tumeur maligne quand c'est malin) de 84 % et une spécificité (capacité de la méthode à dire que c'est une tumeur bénigne quand c'est bénin) de 82 %. Ces résultats montrent que le MRM est comparable aux autres techniques diagnostiques mais n'est pas suffisant pour caractériser seul les tumeurs. Une étude de concordance a aussi été menée en classifiant le résultat du MRM en trois classes : bénin, indéterminé et malin. Cette étude montre que le MRM permet de lever onze ambiguïtés sur treize, montrant une technique de choix pour caractériser la non-malignité des tumeurs du sein.

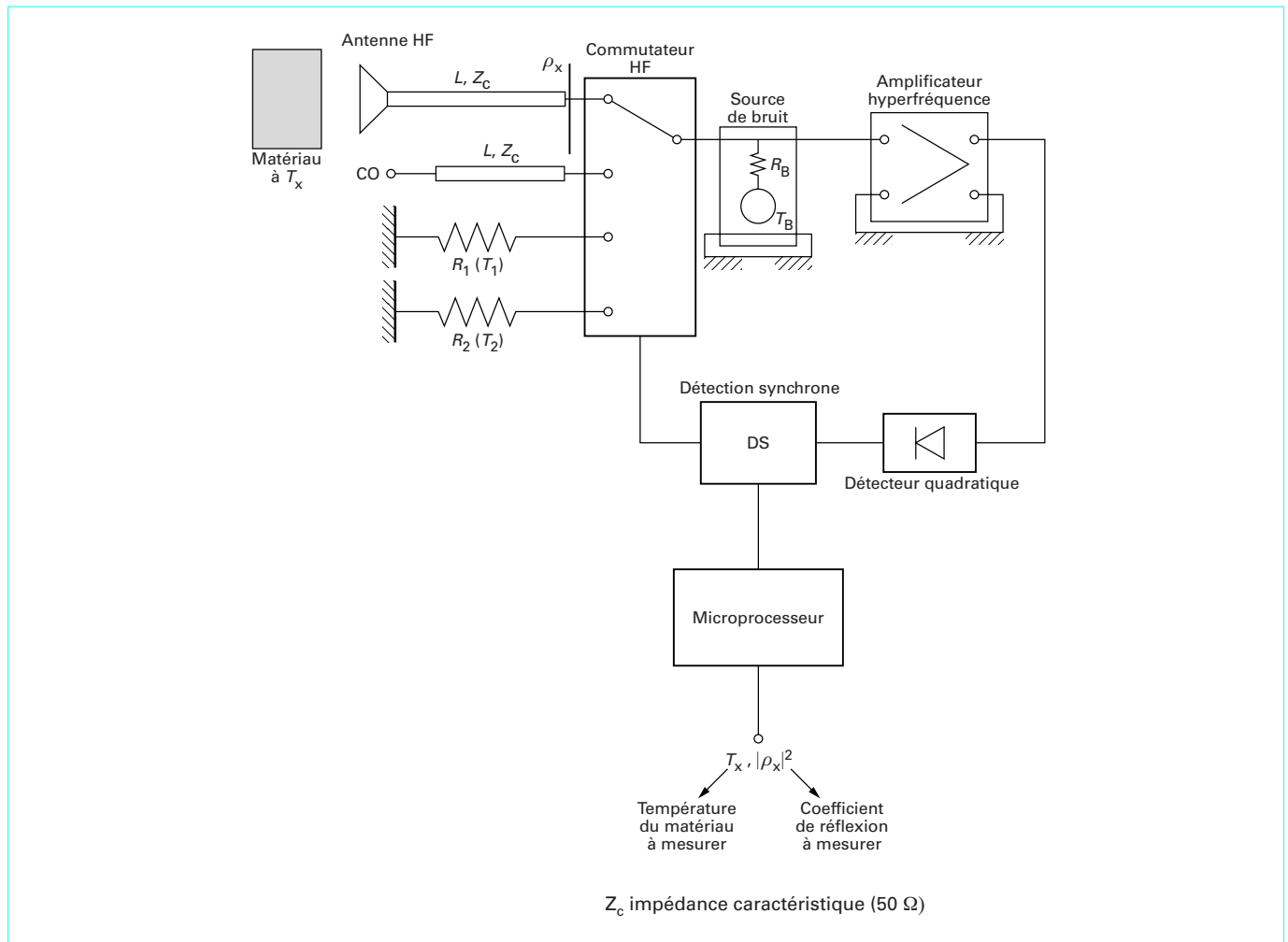


Figure 16 – Schéma du radiomètre intégrable autocalibrant [37] [38]

Le corps médical prend conscience que le développement d’imageurs (non invasifs) complémentaires permettra de plus en plus de lever certaines ambiguïtés de diagnostic. Le MRM a peut-être un rôle à jouer dans ce développement car il donne une information très différente des autres techniques basées pour l’essentiel sur des différences de densité des tissus ou de teneur en eau (grandeurs d’ailleurs liées). Nous présentons sur la figure 17 un exemple d’image radiométrique obtenu dans le cas d’une tumeur maligne bien localisée.

4.2.2 Radiothermométrie d’escarre

L’escarre est une pathologie encore trop fréquente. Elle demeure par exemple, une préoccupation constante des centres de gériatrie où 22 % des patients hospitalisés de plus de 65 ans en sont victimes.

L’escarre conduit à une nécrose des tissus lors d’une compression prolongée des tissus mous entre une proéminence osseuse et la surface externe. Les mécanismes de constitution sont aujourd’hui assez bien connus. La formation d’escarre peut être décrite par quatre stades : 1 une rougeur, 2 atteinte du derme, 3 atteinte profonde, 4 nécrose des tissus. Les stades 1 et 2 guérissent assez vite tandis

que les stades 3 et 4 créent des lésions tissulaires irréversibles. Il est donc important d’intervenir le plus tôt possible.

Les moyens de contrôle automatique sont constitués aujourd’hui essentiellement par des réseaux de capteurs de pression. Les mécanismes de constitution étudiés par RMN (résonance magnétique nucléaire) montrent que le début de la nécrose se situe en profondeur, dans une région proche de l’os et se propage à la surface. Cette genèse est accompagnée d’un phénomène inflammatoire. La radiométrie micro-onde pourrait apporter là une information intéressante.

4.2.3 Autres applications médicales

Pour les autres applications médicales, la fréquence centrale est comprise entre 1 et 10 GHz [43] [44] [45]. Un autre type de système a été développé en intégrant un système de chauffage permettant de rehausser les contours de tumeurs et basé sur le fait que la vascularisation est différente pour les cancers et les tissus sains [46]. Des évaluations cliniques ont également eu lieu sur la mesure du changement de température radiométrique liée à la présence d’eau dans les poumons [47] ou la température du cerveau [48]. Une étude

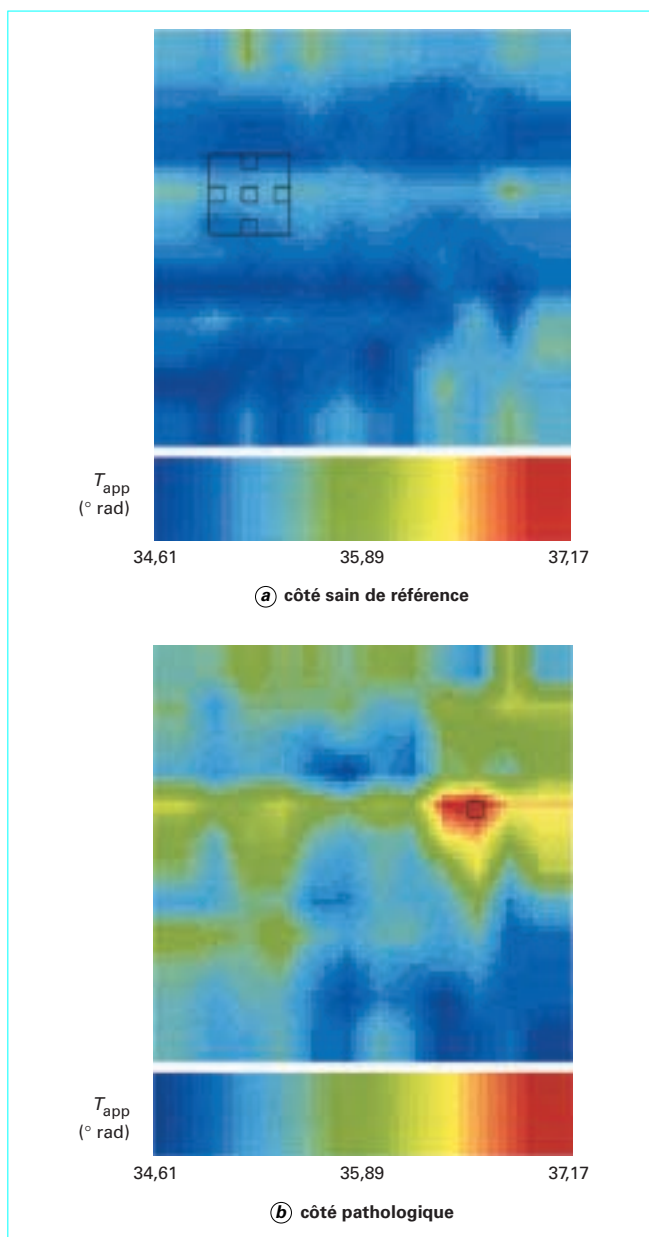


Figure 17 – Image radiométrique obtenue sur une patiente ayant un point chaud caractéristique d'une tumeur maligne

sur l'évolution de la température de tissus de porcs mis au contact d'une source radioactive met en évidence la nécrose des tissus après une période inflammatoire [49].

L'idée de contrôler la température durant les séances d'hyperthermie (traitement des cancers par chauffage) nécessite la conception de systèmes radiométriques parfaitement isolés par rapport à l'émission de puissance micro-onde. Pour ces équipements, l'applicateur utilisé pour le chauffage est aussi utilisé comme sonde radiométrique. Ce modèle est appliqué aussi pour le cas de l'hyperthermie invasive interstitielle, et plus récemment, pour le contrôle de l'hyperthermie prostatique [50].

4.3 Applications industrielles

4.3.1 Radiomètre anticollision

L'Institut d'électronique et de microélectronique du Nord (IEMN) développe actuellement un système d'imagerie radiométrique millimétrique fonctionnant autour de 94 GHz pour une vision en condition atmosphérique difficile comme le brouillard (figure 18). En effet, cette fréquence correspond à une fenêtre de minimum d'absorption. Ce système sera dédié à la sécurité des personnes dans les transports automobiles. Un tel système, basé sur le principe de la mesure du bruit d'origine thermique émis par tous matériaux dissipatifs, permettra de dresser une carte de température de façon totalement passive, contribuant d'ailleurs à abaisser le niveau de pollution électromagnétique. Compte tenu de l'application visée, ce système doit être de faible coût. Il est envisagé un développement en amplification directe en structure intégrée. Le radiomètre utilisé est un radiomètre à bruit ajouté où le calibrage est fait par la modulation d'une source de bruit.

4.3.2 Température d'enrobés bitumineux

L'IEMN a développé un radiomètre fonctionnant autour de 11 GHz pour déterminer des températures au sein de chaussées en collaboration avec le Centre d'Étude Technique de l'Équipement de Rouen [52]. Il a été montré que ce type de matériau, ayant pourtant de très faibles pertes micro-ondes, donnait un signal significatif et reproductible malgré l'hétérogénéité du matériau scruté.

L'IEMN poursuit actuellement des investigations avec le Laboratoire Central des Ponts et Chaussées sur les enrobés bitumineux mais la teneur du problème a changé. Elle concerne la viabilité hivernale des chaussées, c'est-à-dire l'optimisation des dépôts de sel sur les routes. Pour prédire l'état de la chaussée dans les quelques heures à venir, il existe des modèles basés sur les équations de la thermique, prenant en compte les températures ambiantes et tenant compte des conditions météorologiques (Météo France). Une durée de prévision fiable est très dépendante de l'état du profil de température au sein de l'enrobé.

Nous proposons donc d'utiliser la radiométrie en champ proche pour estimer le profil de température, une des conditions initiales à injecter dans le modèle thermique. Pour cela, nous utilisons un radiomètre supplémentaire centré autour de 35 GHz. Nous avons montré que le diagramme de visibilité atteint une profondeur de l'ordre de 7 cm à 35 GHz alors que celui fonctionnant à 11 GHz peut atteindre 18 cm.

4.3.3 Température de lignes microélectronique

L'exemple présenté concerne une ligne coplanaire micro-onde gravée sur alumine dont le conducteur central a été aminci pour créer des pertes métalliques (figure 19). Plusieurs types de gradients de température ont été observés. Nous donnons sur la figure 20 un exemple de reconstruction obtenu par les mesures radiométriques à l'aide d'un filtrage de Kalman.

4.4 Perspectives de radiothermomètres temps réels

Dans le but de réaliser des caméras radiométriques ayant des taux de rafraîchissement d'image de 40 ms (25 images/s), il est nécessaire de concevoir des radiomètres ultrarapides. Pour cela, nous avons mis au point une méthode de calibrage numérique qui atteint cet objectif en maintenant une sensibilité de moins de 1 K.

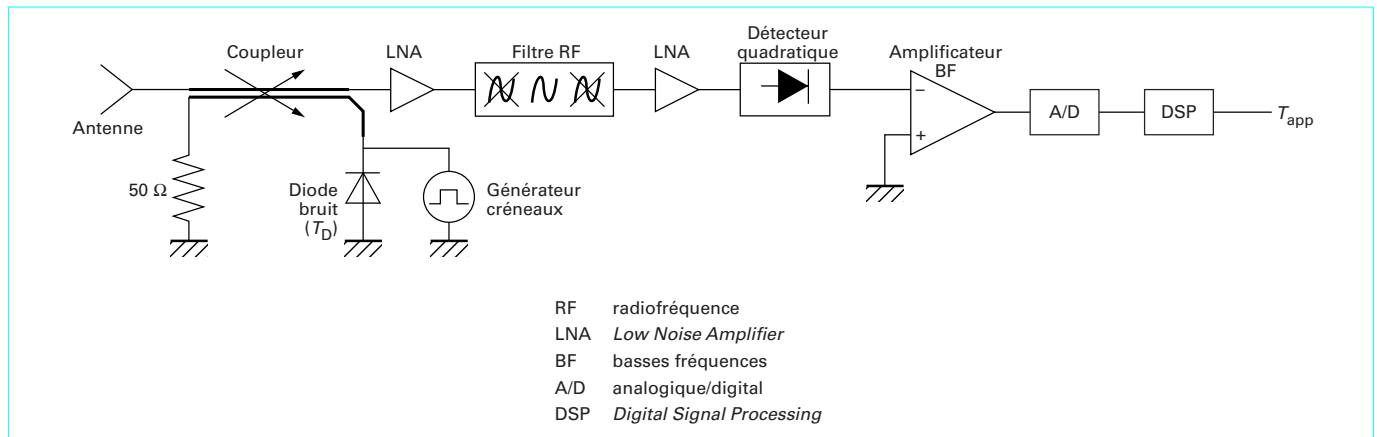


Figure 18 – Synoptique du radiomètre à bruit ajouté [51]

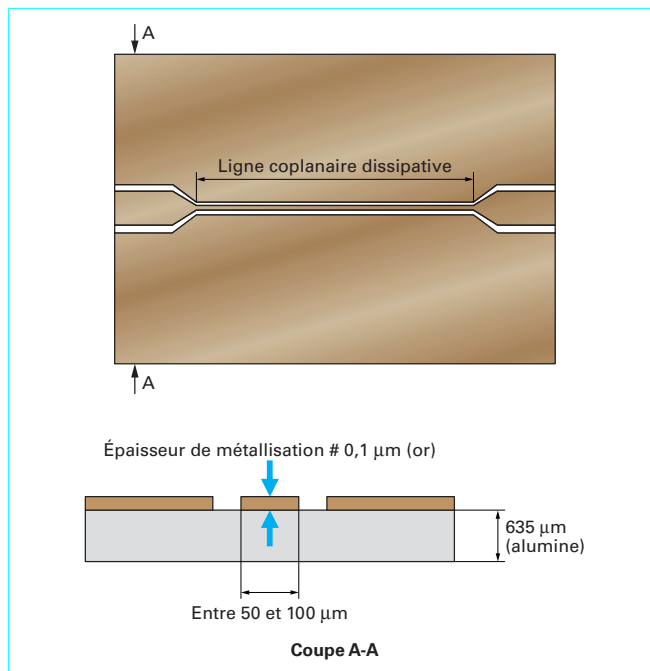


Figure 19 – Exemple de montage utilisé : ligne coplanaire de 20 mm de long ayant des pertes proches de 1 Np/cm (8,7 dB/cm)

Nous avons travaillé sur un radiomètre à bruit ajouté. Nous avons remplacé la détection synchrone par un convertisseur A/N pouvant travailler à 1 Méch/s (éch pour échantillon). Les tensions de sortie S_h et S_b sont alors traitées en direct par les équations suivantes :

$$S_b = G(T_{app} + T_D) + D \text{ et } S_h = G(T_{app} + T_D + \Delta T_D) + D \quad (42)$$

- avec G gain de la chaîne d'amplification,
- D décalage pouvant dépendre de la température ambiante,
- T_{app} température apparente mesurée par le radiomètre,
- T_D température de la diode de référence.

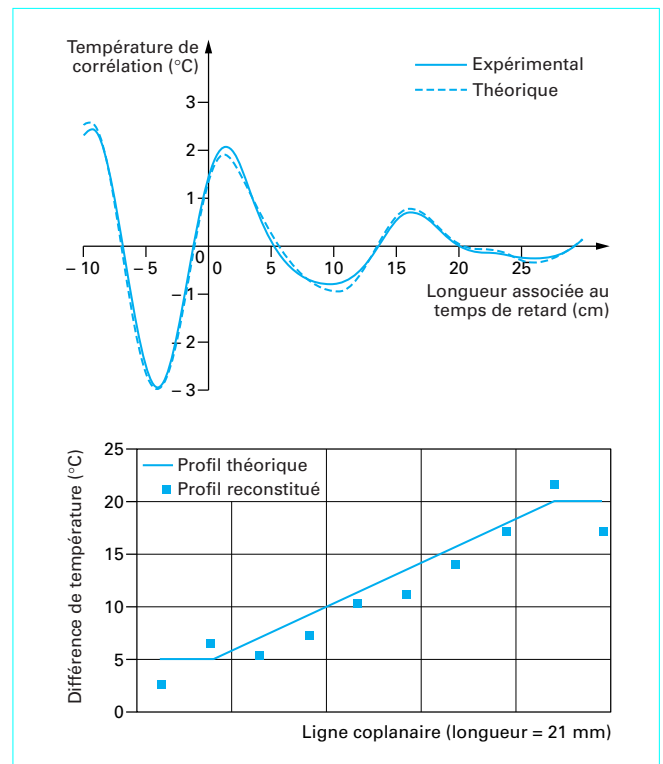


Figure 20 – Exemple de reconstruction d'un profil de température sur une ligne coplanaire de 20 mm de long ayant des pertes proches de 1 Np/cm (8,7 dB/cm)

Compte tenu des temps de calcul réalisables aujourd'hui, il est possible de calculer le gain en temps réel par la relation

$$G = \frac{S_h - S_b}{\Delta T_D} \text{ et de déterminer la température de la scène vue par le$$

$$\text{radiomètre par } T_{app} = \frac{S_b - D}{G} - T_D.$$

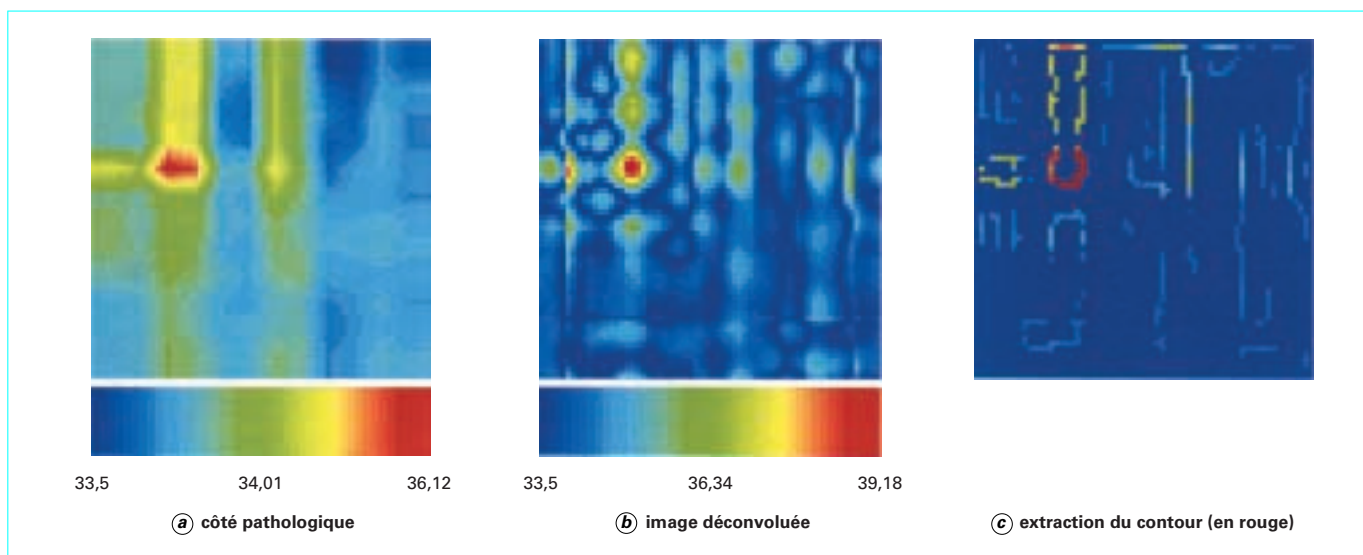


Figure 21 – Image radiométrique obtenue sur patiente et traitement d’image associé

Plusieurs types de traitement des valeurs moyennes ont été menés pour atteindre l’objectif fixé, jusqu’à un traitement par filtrage de Kalman. On montre alors que la sensibilité obtenue est meilleure que 1 K pour un temps de réponse de 40 ms.

Cette méthode peut être étendue à tous les radiomètres hyperfréquences, contribuant à rendre cette technique nettement plus attrayante pour un grand nombre d’applications comme par exemple le contrôle de processus de fabrication industriel.

4.5 Radiothermomètre intelligent

Le signal radiométrique dépend des températures physiques du matériau affecté d’un terme d’émissivité. Ce facteur dépend de la réflexion spéculaire, de la rétrodiffusion, de la diffraction, de la transmission et de l’absorption sur certaines bandes de fréquence, qui peuvent varier dans le temps. Par conséquent, il est intéressant de pouvoir mesurer ce facteur d’émissivité pour avoir accès à la température physique.

Dans le cas d’un matériau homogène, ce facteur d’émissivité est donné par $(1 - |\rho|^2)$. Mais on doit raisonner autrement lorsque l’on considère l’émissivité de matériaux hétérogènes en permittivité et en température. L’interprétation physique des FPA prend alors tout son sens. En effet, dans le cadre d’une température uniforme, on a :

$$T_{app} = \sum_{i=0}^{\infty} C_i T_i = T_c \sum_{i=0}^{\infty} C_i$$

Le terme $\sum_{i=0}^{\infty} C_i$ définit alors le facteur d’émissivité. Il est alors possible de définir une émissivité pour chaque millimètre cube du matériau sous investigation :

$$C_i = \int_{f_1}^{f_2} (1 - |\rho(f)|^2) \frac{\sigma_i(f) |E_i(f)|^2}{\sum_{i=0}^{\infty} \sigma_i(f) |E_i(f)|^2} df \tag{43}$$

La mise en œuvre du principe d’inversion a été réalisée en milieu clinique. Pour la première fois, on peut estimer, avec une précision de l’ordre du degré, la température physique de tissus en profondeur, en l’occurrence, la température de tumeurs malignes du sein (figure 21). Cette mesure est la seule actuellement valide car non invasive. Nous présentons ici le cas d’une tumeur dont la profondeur, mesurée par échographie, est de 2 mm et la taille de 6 mm. Le traitement par déconvolution suivi de l’extraction des contours donne une taille de tumeur en parfait accord avec la réalité. L’application de la méthode d’inversion, en tenant compte des dispersions maximales de permittivité des tissus mammaires, propre à chaque patiente, donne une température de la tumeur comprise entre 3 et 3,8 °C. Ces températures sont trop élevées au dire des physiologistes, compte tenu de la régulation interne du corps. Elles peuvent être dues à des effets d’émissivité. C’est pourquoi, la prochaine génération de radiomètres, au lieu de s’affranchir du facteur d’émissivité, sera capable de réaliser des images en émissivité pour une véritable métrologie à distance.

5. Conclusion

Nous avons montré que la radiothermométrie micro-onde a un rôle à jouer dans le monde des capteurs de température. L’IEMN a développé un grand nombre de style de radiomètre à des fréquences très diverses, qu’il soit monocapteur pour des mesures ponctuelles jusqu’à des radiomètres multicapteurs pour l’imagerie ou des radiomètres à corrélation pour l’amélioration des résolutions spatiales. L’analyse des mesures peut être faite sur au moins trois niveaux que sont les mesures en jauge, la détection et la quantification. À chacun de ces niveaux correspond des niveaux de difficulté croissante qui, néanmoins, s’amenuisent de jour en jour compte tenu des moyens de calcul dont nous disposons. Le graphe de la figure 22 résume les différentes possibilités de mesure.

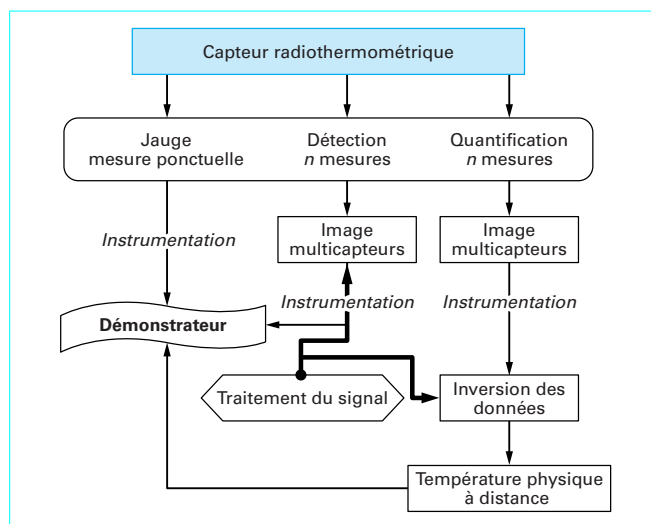


Figure 22 – Différentes possibilités de mesures radiométriques

Par ailleurs, un certain nombre de problèmes se lèvent et rendent cette technique de plus en plus attrayante. En premier lieu, les résolutions spatiales sont grandement améliorées par les traitements opérés sur les images radiométriques. En second lieu, le développement de l'électronique numérique rapide permet aujourd'hui d'envisager des mesures en temps réel, rapidité impossible à obtenir jusque maintenant. Elle pourrait donc attirer un nombre croissant d'industriels pour le contrôle de processus par exemple. En troisième lieu, les développements technologiques de la microélectronique micro-onde permettent aujourd'hui de concevoir des radiomètres sur des fréquences très diverses allant de 1 GHz à 100 GHz. Le coût de ce type de système peut rapidement décroître si la demande est importante. Nous pouvons donc aujourd'hui nous intéresser à des problèmes très divers, allant d'une diversité importante de matériaux scrutés à des excursions de température très larges.

Ainsi, des perspectives extrêmement intéressantes se dessinent et sont basées sur l'utilisation de nos systèmes thermiques mesurant des signaux de bruit. On peut dire que les mesures effectuées sont « écologiques » puisque les puissances mises en jeu sont très faibles.