

M. LOIDL

# Développement de calorimètres magnétiques pour la mesure absolue d'activité

## *Development of magnetic calorimeters for absolute activity measurement*

Martin LOIDL, Elvire LEBLANC, Matias RODRIGUES, Ahmed QASIMI, Jacques BOUCHARD, Benjamin CENSIER, Thierry BRANGER et Didier LACOUR

LNE-LNHB (Laboratoire national Henri Becquerel), LIST, CEA-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France, martin.loidl@cea.fr.

### Résumé

Nous avons développé un calorimètre magnétique prototype, fonctionnant à très basse température, pour la mesure absolue d'activité de radionucléides émetteurs de faibles énergies. Une source pesée de  $^{55}\text{Fe}$  a été enfermée dans l'absorbeur du détecteur, assurant un rendement de détection élevé. Le résultat d'une mesure d'activité préliminaire est compatible avec une mesure en scintillation liquide. L'intérêt de cette approche, outre le rendement de détection élevé, est de disposer d'une nouvelle méthode dans un domaine où peu de techniques de mesure sont disponibles.

**MOTS CLÉS :** MESURE ABSOLUE D'ACTIVITÉ, DÉTECTEUR CRYOGÉNIQUE, CALORIMÈTRE MAGNÉTIQUE, MÉTROLOGIE DES RAYONNEMENTS IONISANTS.

### Abstract

*We have developed a prototype magnetic calorimeter, operated at very low temperature, for absolute activity measurement of low energy emitting radionuclides. A weighed source of  $^{55}\text{Fe}$  has been enclosed inside the detector absorber assuring a high detection efficiency. The result of a preliminary activity measurement carried out with this prototype is compatible with a measurement by liquid scintillation counting. Apart from the high detection efficiency, this approach is particularly interesting since it introduces a new method into a field where only few measuring techniques are available.*

**KEY WORDS:** ABSOLUTE ACTIVITY MEASUREMENT, CRYOGENIC DETECTOR, MAGNETIC CALORIMETER, IONISING RADIATION METROLOGY.

### 1. Introduction

Dans les comparaisons internationales de mesures d'activité entre les laboratoires nationaux de métrologie des rayonnements ionisants, les écarts entre les résultats des mesures dépassent souvent les incertitudes spécifiées.

Une raison possible à ce problème réside dans le fait qu'il y a peu de méthodes de mesure absolue d'activité. Il est donc difficile de mettre en évidence et de quantifier les erreurs systématiques associées aux différentes méthodes. Par conséquent, les incertitudes de mesure sont souvent sous-estimées. Dans tous les cas, il est intéressant de disposer, pour chaque radionucléide, de plusieurs méthodes indépendantes pour les mesures primaires d'activité.

Une cause possible d'erreur systématique est le faible rendement de détection de la plupart des détecteurs pour les rayonnements de faibles énergies. Pour déterminer l'activité d'une source à partir d'une mesure, il faut connaître le rendement de détection pour le radionucléide en question, c'est-à-dire connaître le schéma de désintégration et le spectre d'émission du radionucléide ainsi que le rendement de détection en fonction du type de rayonnement et de son énergie. Un rendement proche de l'unité peut réduire l'incertitude liée à ces connaissances.

Nous avons commencé le développement d'un nouveau type de détecteur pour la mesure d'activité offrant un fort rendement de détection. Il s'agit de calorimètres magnétiques contenant les sources à mesurer dans une géométrie de détection de  $4\pi$ . Nous avons réalisé un prototype dont l'absorbeur enferme une source de  $^{55}\text{Fe}$ . Dans les paragraphes suivants, nous donnerons une description du principe de détection des calorimètres magnétiques et de la réalisation du prototype, suivie de la discussion du résultat d'une mesure d'activité préliminaire et de quelques pistes d'amélioration de cette nouvelle technique.

## 2. Principe de fonctionnement des calorimètres magnétiques

Comme la plupart des détecteurs cryogéniques [1,2], les calorimètres magnétiques [3] sont des détecteurs thermiques. L'énergie d'une particule incidente est cédée à l'absorbeur du détecteur et conduit à une élévation de température du détecteur. Cette élévation de température est mesurée à l'aide d'un thermomètre en fort contact thermique avec l'absorbeur. Dans la suite de cet article, nous appellerons l'ensemble absorbeur-thermomètre « détecteur ». Un faible lien thermique entre le détecteur et un bain thermostaté ramène le détecteur à sa température d'équilibre après chaque interaction d'une particule. Le signal d'un calorimètre magnétique est donc une impulsion de température pour chaque particule détectée, contrairement aux détecteurs fonctionnant selon un mode bolométrique, qui mesurent une puissance incidente et ne peuvent mesurer des particules individuelles.

L'élévation de température  $\Delta T$  du détecteur est proportionnelle à l'énergie  $E$  cédée par la particule et inversement proportionnelle à la capacité thermique  $C$  du détecteur :  $\Delta T = E/C$ . Elle devient mesurable à très basse température ( $< 100$  mK), puisque les capacités thermiques massiques de tous les matériaux ainsi que les bruits thermiques diminuent avec la température.

Les absorbeurs des calorimètres magnétiques sont généralement métalliques, le plus souvent en or. A très basse température, la contribution principale à la capacité thermique massique d'un métal est celle des électrons de conduction. L'énergie d'une particule incidente est transférée à l'ensemble des électrons de conduction en une durée de l'ordre d'une microseconde. Cette durée est principalement déterminée par la diffusivité thermique et les dimensions de l'absorbeur. Les thermomètres des calorimètres magnétiques sont réalisés dans un alliage paramagnétique d'or contenant une faible concentration (de l'ordre du pour mille) d'ions d'erbium (Au:Er). La présence d'un champ magnétique (quelques milliteslas) induit une aimantation du thermomètre due à l'orientation des spins des ions d'erbium  $\text{Er}^{3+}$ . Cette aimantation varie fortement avec la température. L'élévation de température du détecteur se traduit donc par une variation de l'aimantation du thermomètre, qui peut être lue à l'aide d'un SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*), un magnétomètre très sensible.

Si le contact entre l'absorbeur et le thermomètre est de nature métallique, l'équilibre thermique entre ces deux éléments s'établit en moins d'une microseconde, ainsi que l'équilibre thermique entre les électrons de conduction et les spins d'erbium dans le thermomètre. Le temps de montée intrinsèque du signal des calorimètres magnétiques est donc de l'ordre de la microseconde.

Le temps de retour à la température d'équilibre, ou temps de décroissance du signal, est donné par  $\tau = C/G$ , où  $G$  est la conductivité thermique du lien entre le détecteur et le bain thermostaté. La constante de temps peut donc être ajustée par le lien thermique. Dans la plupart des cas, un temps de décroissance de quelques

centaines de microsecondes est souhaitable. Des temps de décroissance plus courts conduisent à une dégradation de la résolution en énergie du détecteur ; des temps de décroissance plus longs réduisent le taux de comptage maximal.

Les meilleures résolutions en énergie et les plus faibles seuils de détection sont atteints lorsque la température du détecteur se situe entre 10 mK et 30 mK. De plus, cette température doit être stabilisée à quelques microkelvins près car les fluctuations thermiques se traduisent par une dégradation de la résolution en énergie.

## 3. Un calorimètre magnétique prototype pour la mesure d'activité de $^{55}\text{Fe}$

Un détecteur idéal pour la mesure d'activité devrait détecter tout rayonnement émis par la source et séparer temporellement toutes les désintégrations détectées. Dans ce cas, le taux de comptage correspondrait exactement à l'activité de la source. Les exigences sur le détecteur seraient donc une géométrie de détection de  $4\pi$ , un rendement de détection de 100 % et une réponse très rapide. Nous avons réalisé un calorimètre prototype avec pour objectif de satisfaire au mieux ces exigences.

Afin d'avoir un angle solide de détection de  $4\pi$ , nous avons enfermé une source de  $^{55}\text{Fe}$  dans l'absorbeur d'un calorimètre magnétique consistant en deux feuilles d'or d'une épaisseur de 14  $\mu\text{m}$ . L'épaisseur des feuilles nécessaire pour absorber 99,9 % des photons et électrons émis par la source (énergie maximale 6,5 keV) avait été déterminée à l'aide de simulations Monte Carlo, utilisant le code PENELOPE [4]. Afin de délimiter le dépôt de solution active, nous avons couvert les bords de la feuille d'un agent hydrophobe.

L'activité massique de la solution de  $^{55}\text{Fe}$  a été déterminée au préalable par comptage en scintillation liquide. Une goutte de cette solution a été déposée sur une des feuilles à l'aide d'un pycnomètre. La goutte a été pesée ( $m = 253(8) \mu\text{g}$ )<sup>1</sup> sur une microbalance (Mettler-Toledo MT5). L'incertitude relative (3 %) est assez élevée pour une mesure absolue d'activité. La raison est que la masse déposée est beaucoup plus faible que pour des méthodes de mesure d'activité conventionnelles (10 mg à 20 mg).

Après le séchage de la solution, les bords des deux feuilles de l'absorbeur ont été soudés par diffusion à 400 °C afin d'assurer un bon contact thermique. La taille finale de l'absorbeur, 0,70 mm  $\times$  1,56 mm  $\times$  (2  $\times$  14)  $\mu\text{m}$ , est un compromis entre une surface de la feuille suffisamment grande pour déposer une goutte qui peut être pesée avec une incertitude relativement faible, et une capacité thermique suffisamment petite pour obtenir un très faible seuil de détection.

<sup>1</sup> Toutes les incertitudes spécifiées dans cet article sont des incertitudes type ( $k = 1$ ) ; le (ou les) chiffre(s) entre parenthèses indiquent la valeur de l'incertitude type (composée le cas échéant) qui porte sur le (les) dernier(s) chiffre(s) correspondant(s) de la valeur fournie.

Le thermomètre est un parallélépipède ( $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m} \times 15\ \mu\text{m}$ ) avec une concentration massique d'erbium de 0,9 %. Il a été fixé à l'absorbeur par soudure froide à ultrasons (*wedge bonding*). Le détecteur a été placé directement sur le SQUID de lecture, avec le thermomètre dans la boucle sensible du SQUID. Le lien thermique consiste en un fil d'or (diamètre =  $25\ \mu\text{m}$ , longueur = 2 mm) soudé par ultrasons entre l'absorbeur et le support du détecteur en cuivre, qui représente le bain thermostaté. La figure 1 représente un schéma de la section du détecteur.

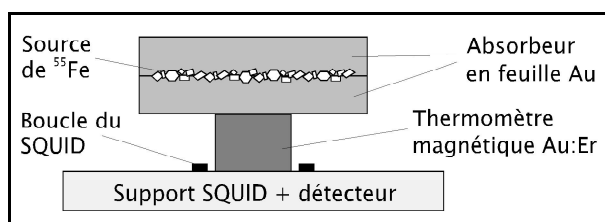


Fig. 1. – Coupe schématique du calorimètre magnétique prototype développé pour la mesure d'activité du  $^{55}\text{Fe}$ .

Le support du SQUID et du détecteur a été intégré avec un dispositif de création du champ magnétique pour l'aimantation du thermomètre. Un champ magnétique initial est créé à l'aide d'une bobine supraconductrice. Ce champ peut ensuite être « gelé » dans un anneau supraconducteur en plomb. Le champ magnétique est maintenu par l'anneau et l'injection du courant dans la bobine depuis l'extérieur du cryostat peut être arrêtée. Ceci rend le champ très stable et permet d'éviter un réchauffement parasite du cryostat. Le dispositif pour la création du champ magnétique est présenté sur la figure 2.

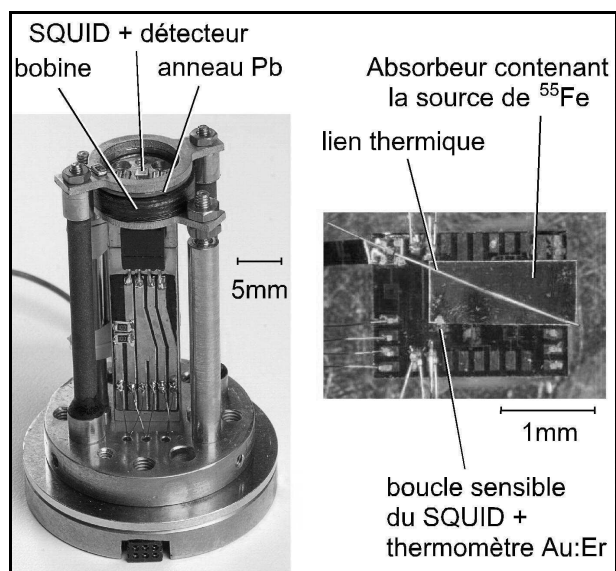


Fig. 2. – A gauche : le support du SQUID et du détecteur intégré avec le dispositif de création du champ magnétique ; A droite : vue rapprochée du détecteur (absorbeur, thermomètre et lien thermique) fixé sur le support du SQUID.

L'ensemble – détecteur et dispositif de création du champ magnétique – a été monté dans un réfrigérateur à dilution. Pendant la mesure d'activité, la température du

détecteur a été réglée à 16 mK avec une stabilité de quelques microkelvins. Le signal du SQUID de lecture est amplifié en premier étage par un deuxième SQUID. Ce SQUID d'amplification, un capteur de courant à très faible bruit, fonctionne à une température de 3 K qui est stabilisée afin d'avoir un gain stable.

#### 4. Spectre d'émission totale de $^{55}\text{Fe}$

Le  $^{55}\text{Fe}$  se désintègre par capture électronique sur les couches K, L, M et N avec des probabilités respectivement de 88,53 %, 9,83 %, 1,57 % et 0,06 %. Chaque capture est suivie d'un réarrangement électronique et de l'émission d'une cascade d'électrons Auger et/ou de photons X. Pour chaque capture, l'énergie totale de la cascade d'émissions correspond à l'énergie de liaison de l'électron capturé. Le spectre d'émission totale comporte des raies à 6,539 keV pour les captures K, à 769 eV pour les captures sur la couche  $L_1$ , et un complexe de raies entre 3 eV et 84 eV pour les captures sur les couches M. Des calculs et une mesure avec un calorimètre magnétique précédent [5] indiquent que les captures M concernent essentiellement les sous-couches  $M_4$  et  $M_5$  (84 eV).

#### 5. Première mesure et comparaison avec le comptage par scintillation liquide

Avec le prototype décrit en partie 3, nous avons enregistré un premier jeu de données. Il s'agit d'un enregistrement quasi-continu de la tension en sortie de l'électronique à SQUID sur une durée totale de 5 000 s, consistant en une séquence d'enregistrements de 2 s. La fréquence d'échantillonnage était de 250 kHz et un filtrage anti-repliement à 100 kHz était appliqué. La détection et le comptage des impulsions sont effectués par un traitement du signal hors ligne.

Le temps de décroissance des impulsions était de 70 ms, il correspond au temps de retour du détecteur à la température d'équilibre *via* le lien thermique. Pour la plupart des applications, ce temps de décroissance est très long, mais il peut être ajusté par la conductance thermique du lien. Dans la présente expérience, le long temps de décroissance nous a permis de comprendre certains détails du fonctionnement du détecteur. Cependant, il entraîne un empilement d'impulsions significatif, malgré un taux de comptage faible. Pour la détection et le comptage des impulsions, nous avons différencié le signal et appliqué un temps mort reductible associé à une mesure de temps actif.

Le spectre en énergie représenté sur la figure 3 a été établi à partir de ce jeu de données.

Nous avons fixé le seuil de détection juste au-dessus du niveau du bruit, il correspond à une énergie de 350 eV. Le spectre comporte 12 470 événements, répartis en deux populations qui correspondent aux captures K et L. L'énergie des captures M est inférieure au seuil de détection.

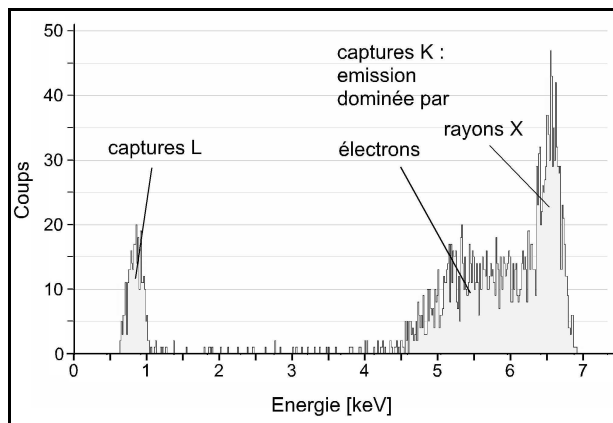


Fig. 3. – Le spectre d'émission totale d'une source de  $^{55}\text{Fe}$  enfermée dans l'absorbeur du calorimètre magnétique prototype.

La population des captures K forme un pic d'une largeur à mi-hauteur de 360 eV et une distribution d'événements qui s'étend vers des énergies plus basses. Nous supposons que le pic correspond aux événements pour lesquels l'émission est dominée par un photon X K, et la distribution vers les basses énergies aux événements dominés par l'émission d'un électron Auger. Cette supposition est confirmée par l'estimation de la fraction d'événements correspondant aux rayons X K. Nous trouvons une fraction de 0,33, valeur très proche de la valeur recommandée [6] de  $\omega_K = 0,321$  (5). Une confirmation supplémentaire provient de l'analyse des temps de montée des impulsions. Les événements dominés par l'émission d'un photon X K ont des temps de montée entre 7  $\mu\text{s}$  et 10  $\mu\text{s}$ . Pour les photons, qui sont absorbés directement dans la feuille d'or de l'absorbeur, le temps de montée correspond essentiellement au transfert de chaleur entre l'absorbeur et le thermomètre. Les événements dominés par l'émission d'un électron Auger ont des temps de montée plus longs, compris entre 20  $\mu\text{s}$  et 130  $\mu\text{s}$ . Les électrons déposent une partie importante de leur énergie dans les cristaux formant la source. Dans ce cas, l'énergie thermique doit être transférée des cristaux de la source à l'absorbeur. Ce flux de chaleur relativement lent est à l'origine des temps de montée plus longs. La perte apparente d'énergie pour ces événements peut probablement être expliquée par des propriétés physiques des isolants à très basse température. La plupart de l'énergie cédée par une particule est transformée en chaleur, mais une partie non négligeable peut être stockée dans des états métastables comme des paires électron-trou pendant des temps longs comparés à la durée des impulsions [7]. Cette énergie n'est donc pas détectée. Cependant, il reste à expliquer pourquoi la fraction d'énergie non détectée varie d'un événement à l'autre. Il est possible que les électrons Auger ne perdent pas la totalité de leur énergie dans la source, et qu'une partie variable d'énergie est déposée directement dans l'absorbeur en or.

La population des captures L est plus homogène en amplitude. Les temps de montée, plus difficiles à déterminer pour des amplitudes proches du niveau de bruit, correspondent à ceux des captures K dominées par l'émission d'électrons Auger. Ceci concorde avec le fait que seulement très peu de captures L sont suivies de

l'émission de rayons X ( $\omega_L = 0,0047$  (7)). Le fait que toute la population représentant les captures L se trouve au dessus du niveau du seuil montre que nous avons détecté la totalité des captures L. Après la correction pour les captures M et N non détectées, la population des captures L correspond à une fraction de 0,1019 (29) des désintégrations. Cette valeur est compatible, compte tenu des incertitudes, avec la valeur recommandée [6] de  $P_L = 0,0983$  (13).

Environ 200 cents événements sont répartis entre les populations des captures K et L du spectre. Plus de la moitié de ces événements sont caractérisés par des temps de montée très longs, jusqu'à 2 ms, et par une amplitude avant filtrage qui correspond aux captures K. L'énergie de ces impulsions en apparence réduite est en partie le résultat de la différenciation des impulsions avec des temps de montée très longs. L'origine de ces longs temps de montée n'est pas encore claire. Une hypothèse est que, lors du pliage de la feuille de l'absorbeur, quelques cristaux de la source se sont détachés et ont été enfermés entre d'autres cristaux avec un faible contact thermique. Le transfert de chaleur plus lent pour des électrons absorbés dans ces cristaux serait à l'origine des longs temps de montée. Il reste des événements avec des temps de montée normaux et des amplitudes réduites dont nous n'avons pas compris l'origine.

Pour le comptage, une correction par application d'un temps mort reductible est effectuée lors du traitement du signal. En utilisant les valeurs recommandées de  $P_K$  et de  $P_L$  pour tenir compte de la non-détection des captures M et N, l'activité mesurée de la source est de 2,54 (2) Bq. L'incertitude indiquée tient compte uniquement des incertitudes liées à la statistique et aux valeurs recommandées de  $P_K$  et de  $P_L$ . Comme nous avons observé des impulsions dont la forme et l'amplitude n'ont pas été complètement comprises, cette incertitude est certainement sous-estimée. En tenant compte de la masse de solution déposée sur la feuille de l'absorbeur et de la valeur recommandée [6] de la période du  $^{55}\text{Fe}$  ( $T_{1/2} = 1\,003,3$  (2,9) d), l'activité mesurée avec ce calorimètre magnétique correspond à une activité massique de la solution à la date de référence de 12,4 (0,4) kBq/g. L'incertitude sur cette valeur est dominée par l'incertitude sur la masse de la goutte de solution.

Afin de vérifier que le bruit de fond radioactif dans cette mesure d'activité était négligeable, nous avons effectué une mesure de mouvement propre avec un détecteur d'une géométrie identique mais sans source. Dans un premier temps, nous avons étalonné ce détecteur en énergie avec les rayons X d'une source extérieure de  $^{55}\text{Fe}$ . Dans un deuxième temps, nous avons retiré la source et mesuré le bruit de fond radioactif dans la gamme d'énergie de la mesure d'activité (350 eV à 7 keV). Le niveau du bruit de fond radioactif était de  $1,0$  (0,1)  $\cdot 10^{-3}$  s $^{-1}$ . Cette valeur correspond à une fraction de  $4 \cdot 10^{-4}$  du taux de comptage et est négligeable par rapport à l'incertitude globale de la mesure d'activité.

Nous avons comparé le résultat de notre mesure d'activité avec la valeur de l'activité massique (12,64 (0,06) kBq/g) déterminée par scintillation liquide.

Les deux valeurs, qui ont été déterminées par des méthodes complètement indépendantes, sont compatibles en tenant compte des incertitudes. Même si ce calorimètre magnétique n'est pas optimisé et l'incertitude de notre mesure d'activité est relativement grande, ce résultat est très prometteur et nous encourage à poursuivre ce développement.

## 6. Conclusion et perspectives

Nous avons réalisé et caractérisé un premier prototype d'une nouvelle classe de détecteurs destinés à la mesure absolue d'activité. Ceci présente un intérêt pour la métrologie des rayonnements ionisants : il y a très peu de méthodes de mesure absolue d'activité, et il est toujours avantageux de comparer des résultats obtenus avec des méthodes indépendantes afin de découvrir des erreurs systématiques liées à l'une ou l'autre méthode.

Les détecteurs conventionnels utilisés pour la mesure d'activité du  $^{55}\text{Fe}$  ne détectent qu'une partie des captures K et aucune des captures L. En scintillation liquide, on détecte environ 60 % des captures K, et avec des détecteurs à semi-conducteur environ 32 % des captures K. Notre détecteur cryogénique prototype a un rendement de détection supérieur à 99 % pour les captures K et L.

La limitation la plus contraignante du détecteur réalisé est la faible masse de la source et l'incertitude liée à sa détermination. Un autre point d'amélioration est le fait que la taille du thermomètre n'est pas optimisée par rapport à la taille de l'absorbeur. Le calcul du rapport signal-sur-bruit optimal des calorimètres magnétiques montre que la capacité thermique du thermomètre devrait être égale à celle de l'absorbeur. Cependant, la taille du thermomètre est limitée par le diamètre de la boucle sensible de notre SQUID. (La taille de la boucle du SQUID est limitée par le fabricant car le bruit intrinsèque du SQUID augmente avec la taille de la boucle.) La conséquence est un rapport signal-sur-bruit réduit, donc un seuil de détection en énergie plus élevé que celui d'un détecteur optimisé. Dans les paragraphes suivants, nous allons proposer différentes façons d'améliorer le détecteur.

Dans la conception du détecteur prototype, nous avons estimé la capacité thermique maximale de l'absorbeur qui devrait permettre de détecter les captures L. Conjointement avec l'épaisseur nécessaire d'or, cette contrainte sur la capacité thermique a limité la surface de la feuille de l'absorbeur, et par conséquent la masse de solution déposée. Afin de réduire l'incertitude sur la masse, la surface de l'absorbeur devrait être agrandie. La solution la plus simple serait d'accepter le seuil de détection plus élevé et de ne plus détecter les captures L. Le rendement de détection pour les captures K resterait proche de 100 % et le rendement global plus élevé qu'avec toutes les autres méthodes. Cependant, nous avons quelques idées qui devraient permettre de rendre compatible un plus grand absorbeur et un faible seuil de détection.

Une première idée serait de déposer la solution active sur une feuille de plus grande surface, mais très fine. Cette

feuille pourrait être pliée plusieurs fois et intercalée entre deux feuilles comparables en taille avec l'absorbeur du détecteur actuel. De cette façon, on n'ajouterait pas beaucoup de capacité thermique. Il reste à déterminer l'épaisseur minimale d'une feuille d'or pouvant être manipulée sans être déchirée. Une autre idée serait d'utiliser, pour l'absorbeur, un matériau de capacité thermique massique plus faible mais avec un pouvoir d'arrêt comparable à celui de l'or. Cela pourrait être du bismuth, un semi-métal. Plusieurs équipes de recherche utilisant du bismuth comme absorbeur ont rencontré des problèmes d'inter-diffusion entre le bismuth et l'or, le matériau principal de nos thermomètres. Ce problème n'a pas été observé pour des couches d'or et de bismuth électro-déposées, mais nous ne savons pas s'il est possible d'électro-déposer une épaisseur suffisante de bismuth. Un autre choix de matériau pour l'absorbeur serait un supraconducteur avec un fort numéro atomique, tel que le tantale ou le rhénium (les supraconducteurs ont, à très basse température, une capacité thermique massique très inférieure à celles des métaux normaux). Toutefois, dans la configuration présente, avec l'absorbeur superposé au thermomètre et une bobine d'aimantation extérieure, le supraconducteur supprimerait le champ magnétique nécessaire à l'aimantation du thermomètre.

Il existe une technique alternative de lecture du thermomètre des calorimètres magnétiques qui permet d'une part d'adapter les capacités thermiques de l'absorbeur et du thermomètre, donc d'utiliser des absorbeurs plus grands, et d'autre part d'éviter la suppression du champ magnétique par un absorbeur supraconducteur. Elle est basée sur l'utilisation d'une structure en film mince supraconducteur en forme d'un méandre qui sert de bobine à la fois pour l'aimantation et pour la lecture du thermomètre (fig. 4). Le thermomètre est dans ce cas une feuille fine (quelques micromètres) de Au:Er couvrant la surface du méandre. La surface du méandre et du thermomètre peut être beaucoup plus grande que la boucle sensible d'un SQUID. Le méandre peut être couplé magnétiquement à un SQUID à l'aide d'une bobine d'injection superposée au SQUID. Une description détaillée de cette technique de lecture est donnée dans la référence [3]. L'adaptation de la capacité thermique du thermomètre à celle de l'absorbeur revient à la définition de la surface du méandre et du thermomètre.

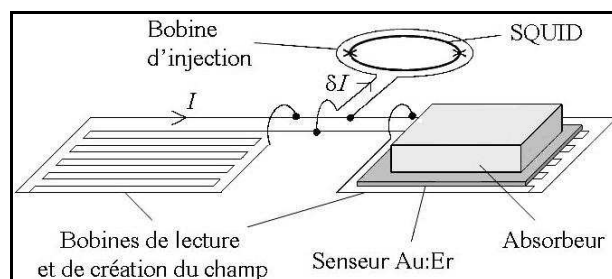


Fig. 4. – Schéma du système de lecture du thermomètre par une structure en forme de méandre.

Nous avons déjà utilisé cette technique dans d'autres détecteurs. Deux de ces détecteurs ont été développés en collaboration avec l'université de Heidelberg pour la

spectrométrie bêta [8]. Comme pour la mesure d'activité, l'absorbeur enferme la source ( $^{36}\text{Cl}$  dans un cas,  $^{63}\text{Ni}$  dans l'autre) dans une géométrie  $4\pi$ . Un troisième détecteur a été développé au sein de notre équipe pour la spectrométrie des photons dans la gamme d'énergie 10 keV – 200 keV [9]. Tous ces détecteurs comportent des absorbeurs en or. L'équipe de l'université de Heidelberg a commencé à tester des absorbeurs supraconducteurs [10]. Notre prochaine génération de détecteurs pour la mesure d'activité sera fondée sur la technique des méandres mais, dans un premier temps, nous utiliserons des absorbeurs en or. Des absorbeurs supraconducteurs peuvent être une option pour une future génération de détecteurs.

### Références

- [1] "Proceedings of the 11<sup>th</sup> International Workshop on Low Temperature Detectors, Tokyo, Japan, 31 July – 5 August 2005", Ed. Ohkubo M., Mitsuda T. et Takahashi H., *Nucl. Instr. & Meth. A*, **559**, 2006.
- [2] "Proceedings of the 12<sup>th</sup> International Workshop on Low Temperature Detectors, Paris, France, 22-27 July 2007", *Journal of Low Temperature Physics*, **151**, 2008.
- [3] FLEISCHMANN A., ENSS C. et SEIDEL G., "Metallic Magnetic Calorimeters", *Cryogenic Particle Detectors, Topics Appl. Phys.*, **99**, 2005, 151-216.
- [4] SALVAT F., FERNÁNDEZ-VAREA J.M. et SEMPAY J., "PENELOPE-2006. A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport", *OECD Nuclear Energy Agency, Issy-les-Moulineaux, France*, 2006.
- [5] LOIDL M., LEBLANC E., BRANGER T., ROTZINGER H., DANILYAROV T., LINCK M., FLEISCHMANN A. et ENSS C., "Feasibility study of absolute activity measurement with metallic magnetic microcalorimeters", *Nucl. Instr. & Meth. A*, **520**, 2004, 73-75.
- [6] BÉ M.-M., CHISTÉ V., DULIEU C., BROWNE E., BAGLIN C., CHECHEV V., KUZMENKO N., HELMER R., KONDEV F., MACMAHON D. et LEE K.B., "Table of Radionuclides", *Monographie BIPM-5*, **3**, ISBN 92-822-2218-7.
- [7] MC CAMMON D., JUDA M., ZHANG J., KELLEY R.L., MOSELEY S.H. et SZYMKOWIAK A.E., "Thermal detectors for high resolution spectroscopy", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **33**, 1985, 236-239.
- [8] ROTZINGER H., LINCK M., BURCK A., RODRIGUES M., LOIDL M., LEBLANC E., GASTALDO L., FLEISCHMANN A. et ENSS C., "Beta spectrometry with magnetic calorimeters", *J. Low Temp. Phys.*, **151**, 2008, 1087-1093.
- [9] RODRIGUES M., LOIDL M., LEBLANC E., BOUCHARD J., CENSIER B., FLEISCHMANN A., BURCK A., ROTZINGER H. et ENSS C., "A metallic magnetic calorimeter for hard X-ray and gamma ray spectrometry (10 keV – 200 keV)", *J. Low Temp. Phys.*, **151**, 2008, 1080-1086.
- [10] PORST J.-P., HÖHN C., HAUG D., WELDLE R., SEIDEL G.M., GASTALDO L., FLEISCHMANN A. et ENSS C., "Properties of superconducting rhenium as an absorber for magnetic calorimeters", *J. Low Temp. Phys.*, **151**, 2008, 436-442.

---

Article reçu le 13 novembre 2008 ; version révisée reçue le 20 août 2009.