

Détection de rayonnements

à très basse température

5e école thématique du 2 au 8 juin 2002

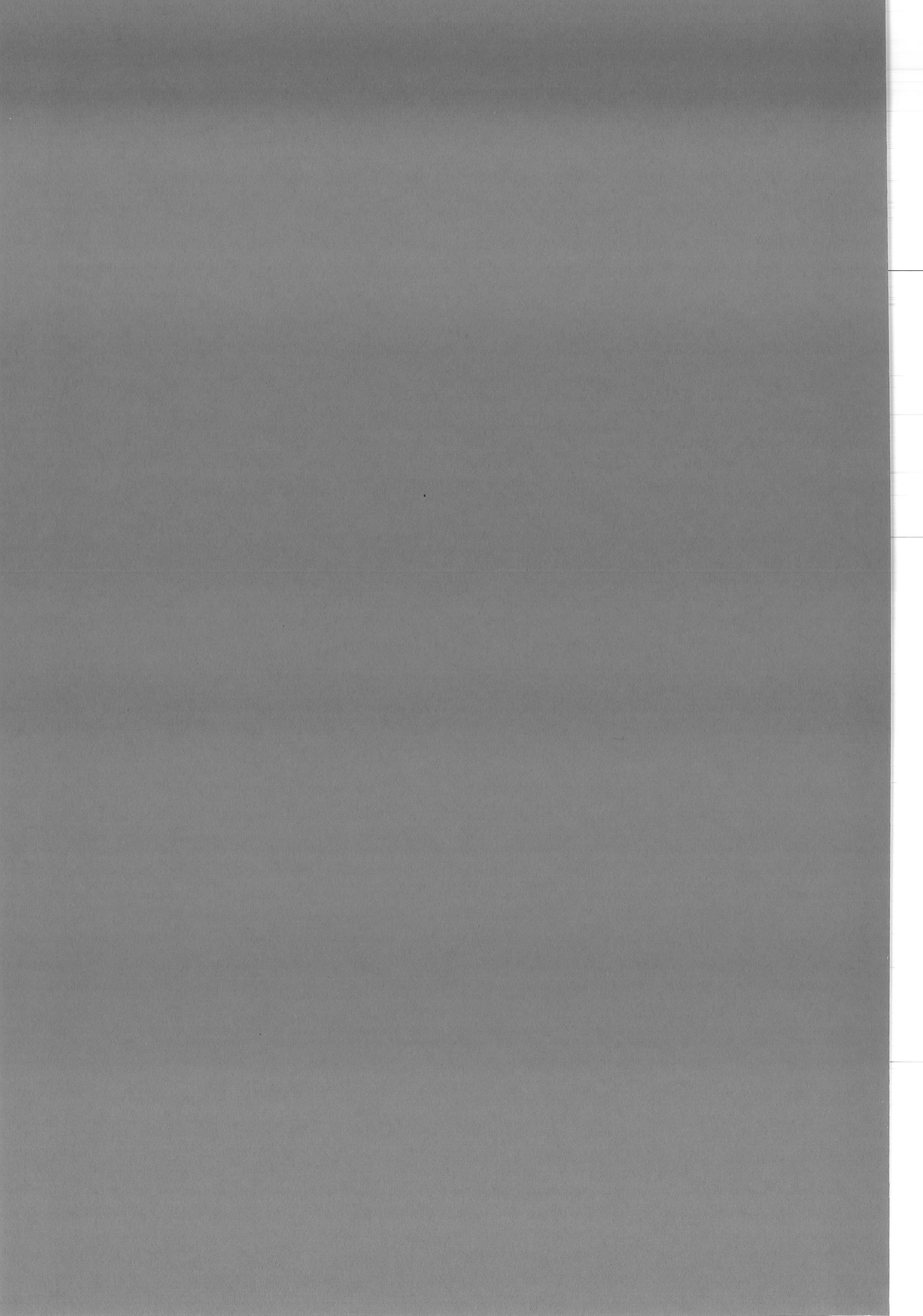
Métrologie

Exemple d'études et de développement à très
basse température ($< 1\text{K}$)

Elvire Leblanc

Oléron

DRTBT 2002-15



Métrologie

Exemples d'études et de développement à très basse température

(< 1 K)

- La thermométrie et la définition d'une échelle de température de référence en dessous de 1K
 - le thermomètre à bruit thermique
 - Le thermomètre à deuxième son dans l'hélium
- La Métrologie électrique quantique et le raccordement de l'ohm et du volt
 - L'effet Josephson
 - L'effet Hall Quantique
 - L'électronique à un électron
- La Métrologie des rayonnements ionisants et l'application des détecteurs cryogéniques
 - Une nouvelle méthode de mesure absolue des rayonnements ionisants

Elvire Leblanc

CEA, Saclay, Laboratoire National Henri Becquerel

La Métrologie

Introduction

Communiquer suppose que chacun connaisse le langage de l'autre. A chaque grandeur physique est aujourd'hui associée une unité clairement définie par le Système International d'unités. Ce système distingue sept grandeurs de base auxquelles sont associées des unités distinctes (m, kg, s, A, K, mol, cd). Toutes les autres grandeurs physiques s'expriment avec des unités dérivées des précédentes. Ceci n'était pas le cas il y a à peine quelques siècles. La France était un pays particulièrement inventif dans le domaine : en 1795 il existait plus de 700 unités de mesures différentes ! Nombre d'entre elles étaient empruntées à la morphologie humaine : le doigt, la coudée, le pas, la toise ... Ces unités de mesures n'étaient pas fixes ; elles variaient d'une ville à l'autre mais aussi selon la nature de l'objet mesuré. Cette situation était source d'erreurs mais aussi d'abus dans les échanges commerciaux. Par ailleurs le développement des sciences nécessitait des définitions plus rigoureuses. A la fin du XVIII^{ème}, siècle un premier effort est réalisé par les politiciens et les scientifiques pour s'accorder sur une définition universelle du mètre (défini comme la dix millionième partie du quart du méridien terrestre). Cette définition a depuis évolué pour bénéficier des performances des instruments actuels. L'unité de longueur est aujourd'hui déterminée par une mesure de temps ou, ce qui est équivalent, de fréquence, par interférométrie (le mètre est aujourd'hui défini comme la longueur du trajet parcouru dans le vide par la lumière pendant une durée de $1/C$ de seconde, C étant la vitesse de la lumière). La Métrologie, science de la mesure, a pour objectif de raccorder chaque grandeur mesurable à un étalon universel établi si possible sur un phénomène naturel. Le plus haut niveau d'exactitude est recherché dans la définition d'un étalon en fonction des connaissances et de l'état de l'art de la science. Suivant la grandeur physique à raccorder, la Métrologie peut faire appel aux dernières avancées dans le domaine de la recherche technologique. Trois exemples de développements actuels concernent la physique des très basses températures :

- La thermométrie et la définition d'une échelle de température de référence en dessous de 1K,
- La Métrologie électrique quantique et le raccordement de l'ohm et du volt,
- La Métrologie des rayonnements ionisants et l'application des détecteurs cryogéniques.

La thermométrie et la définition d'une échelle de température de référence en dessous de 1 K

Jusqu'en 1999 aucune méthode de mesure n'a recueilli l'approbation unanime des métrologues pour déterminer de manière absolue la température thermodynamique d'un système à l'équilibre en dessous de 0,65 K. Pourtant la communauté scientifique s'intéresse depuis longtemps aux très basses températures, pour tirer profit des caractéristiques de certains matériaux (diminution de chaleur spécifique, supraconductivité, ...) ou pour étudier et exploiter des phénomènes physiques ou quantiques inaccessibles à une échelle macroscopique à plus haute température. Les domaines de recherche et d'application sont variés et concernent entre autres la physique du solide, la physique des particules, la cosmologie, la physique nucléaire, la recherche spatiale, l'électronique basse température. Les

moyens de réfrigération (réfrigérateur à démagnétisation adiabatique, réfrigérateur à dilution, développement de pompes à sorption pour la circulation de mélange ^3He - ^4He , ...) sont de plus en plus courants dans les laboratoires et permettent d'obtenir des températures comprises entre quelques millikelvins et quelques centaines de millikelvins.

Devant le besoin grandissant d'une échelle de température de référence, le Comité International des Poids et Mesures a formellement adopté une échelle internationale de température définie en dessous de 0,65 K en octobre 2000 (Provisional Low Temperature Scale PLTS-2000) [Rusby et al., 2001]. Cette échelle est définie par l'équation reliant la température à la pression de fusion de l'hélium-3 (fig. 1) [Fogle, 1991].

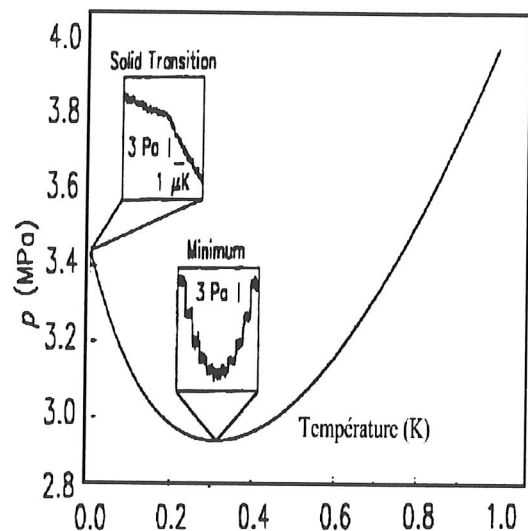


Figure 1 : Courbe de pression de fusion de l' ^3He en fonction de la température
Elément numérisé provenant de [Schuster et al. 1998]

La pression de l'hélium-3 est mesurée par une membrane capacitive. Quatre points fixes de température et de pression sur cette courbe permettent de déterminer la réponse du capteur capacitif. Néanmoins trois de ces points se trouvent à des températures inférieures à 3 mK. L'instrument est donc complexe à mettre en œuvre et la mesure est délicate. Pour ces raisons d'autres types de thermomètres absolus sont couramment utilisés. Certains sont d'ailleurs envisagés pour la dissémination de l'échelle internationale de température, voire comme nouvelle référence internationale : les thermomètres à bruit lus par un amplificateur de type SQUID, les thermomètres à orientation nucléaire [Berglund et al., 1971], les thermomètres magnétiques (par exemple à base de sels de nitrate de cérium-magnésium CMN) et le thermomètre à deuxième son dans l'hélium. Nous évoquerons ici le principe physique, les limites et les avantages respectifs du thermomètre à bruit et du thermomètre à deuxième son dans l'hélium, candidats susceptibles pour une nouvelle référence de température en dessous de 1 K.

Le thermomètre à bruit thermique

L'agitation thermique des électrons dans une résistance provoque à ses bornes des fluctuations de tension. Ces fluctuations sont proportionnelles à la température et sont données par le théorème de Nyquist.

Fluctuations de tension aux bornes d'une résistance dues à l'agitation thermique des électrons :

$$\langle u^2(\nu) \rangle = 4 K_b RT \Delta \nu$$

K_b	constante de Boltzman
R	résistance
T	température
$\Delta \nu$	intervalle de fréquence dans lequel on observe la valeur moyenne de la tension u

Ces variations de tension peuvent être lues différemment et aujourd'hui il existe divers types de thermomètres à bruit.

La résistance peut être couplée directement à une jonction Josephson lue par un SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) ; c'est le cas d'un thermomètre à R-QUID [Kamper et Zimmerman, 1971, Soulen et al., 1994]. La résistance est polarisée en courant et la tension résultante dans la jonction donne un signal oscillant à la fréquence Josephson $f = 2eV/h$. La jonction a le rôle d'un convertisseur tension-fréquence. Les fluctuations de tension dues au bruit thermique se traduisent en fluctuations de fréquence dont la variance est proportionnelle à la température absolue de la résistance. La mesure étant réalisée sur un écart type, des temps d'acquisition relativement longs sont nécessaires pour obtenir une faible incertitude, environ 6 heures pour une résolution en température de 0,1 % [Soulen et al., 1994]. L'inconvénient de cette méthode est la dissipation due au courant de polarisation dans la jonction et le circuit.

Une autre façon de mesurer le bruit dans la résistance est de la coupler à une inductance. Dans ce cas le bruit thermique se traduit par des variations de courant qui peuvent être mesurées avec un amplificateur SQUID de faible niveau de bruit (thermomètre à bruit à mesure de courant par SQUID). Les thermomètres à mesure de courant furent développés par Giffar [Giffar et al., 1972, Webb et al. 1973] puis Webb et Washburn [Webb et al. 1985] et également Bremer et Darioux [Bremer et al., 1992]. Les DC-SQUIDs utilisés par Roukes [Roukes et al., 1984], et Lusher [Lusher et al., 2000] remplacent avantageusement les RF-SQUIDs en particulier pour leur plus grande sensibilité. Les temps d'acquisition sont réduits (résolution de 1 % en 10 secondes [Lusher et al., 2000]). Le choix de la résistance est un compromis entre la gamme de température recherchée, la précision souhaitée et le temps d'acquisition. Il est ainsi possible de mesurer des températures de 4 K à 1 mK. Le thermomètre est en principe absolu dès lors que la valeur de la résistance peut être mesurée précisément ainsi que le gain du système. Un autre avantage par rapport à la jonction Josephson est que le SQUID et l'inductance sont indépendants de la résistance (fréquemment le SQUID et l'inductance sont fabriqués par lithographie sur le même support, qui est placé à 1 K ou 4 K) et peuvent rester à demeure dans le cryostat.

Le thermomètre à deuxième son dans l'hélium

Le principe du thermomètre est d'exploiter la dépendance en fonction de la température de la vitesse de propagation d'ondes acoustiques dans un mélange $^3\text{He}-^4\text{He}$. Pour une température inférieure à 2,17 K, l'hélium-4 liquide devient superfluide. Ses propriétés sont alors différentes de l'hélium normal, en particulier il présente une perte totale de viscosité. Le mélange est donc composé de deux phases, normale et superfluide, dont le mouvement respectif est découplé. On appelle « deuxième son » la propagation d'un signal acoustique dans un mélange $^3\text{He}-^4\text{He}$ comportant deux composantes : une normale et une superfluide. Dans un fluide homogène, les ondes sonores classiques se manifestent par des variations

locales de la masse volumique. Mais dans un mélange ^3He - ^4He il peut y avoir propagation d'un signal acoustique bien que les masses volumiques des deux composantes puissent globalement se compenser. Le deuxième son se manifeste par des variations locales de masse volumique de la phase normale au sein de la phase superfluide. Une propriété intéressante de ce deuxième son est que sa vitesse de propagation dépend fortement de la température dans le domaine de 50 mK à 600 mK (fig.2).

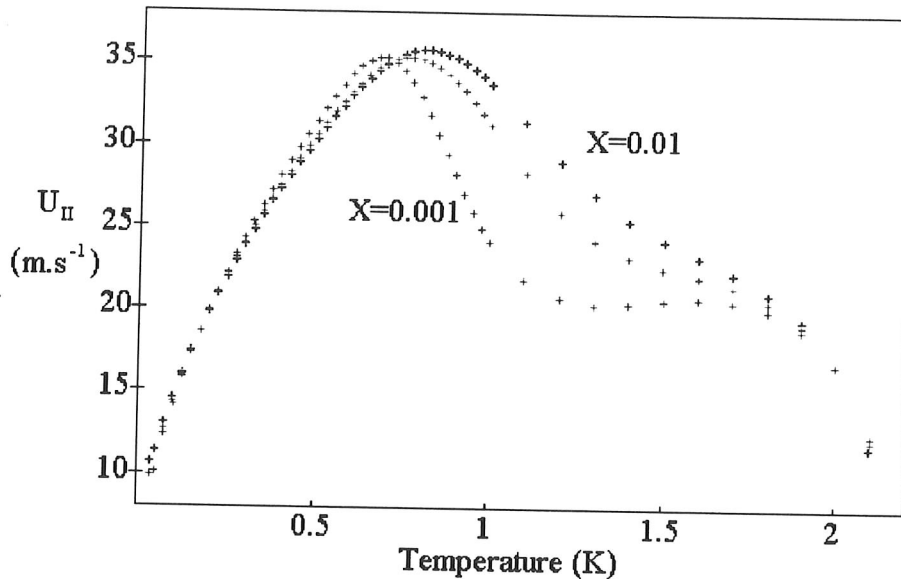


Figure 2 : Graphique représentant la célérité du deuxième son en fonction de la température X représente différentes concentrations en ^3He .
Figure numérisée d'après [Pitre 1999], données expérimentales de D.S. Greywall [Greywall 1979]

Et cette relation peut être modélisée. En effet un mélange ^3He - ^4He contenant quelques pour cent en ^3He est un fluide quantique dont le comportement peut être assimilé à celui d'un gaz parfait monoatomique de ^3He dans ^4He superfluide. Dans une première approximation la vitesse du son s'écrirait : $U^2 = 5RT / 3M$. En fait cette relation n'est qu'indicative. Des modèles plus complexes ont été développés pour exprimer précisément la relation entre la vitesse de propagation du deuxième son et la température [Bowley 1985, De Weale 1992, Pitre 1999]. Cette relation étant établie, comment mesurer la célérité du deuxième son dans un mélange ^3He - ^4He ? La mesure par temps de vol nécessite de déterminer précisément les positions des fronts d'onde acoustique ce qui est difficile expérimentalement. La technique choisie par le BNM-INM est l'étude des phénomènes de résonances dans une cavité acoustique [Pitre et al., 1999]. En effet en régime forcé d'excitation, il existe une relation simple entre la fréquence de résonance, les dimensions de la cavité et la vitesse de propagation d'une onde acoustique : $U_{II} = f_{l,0,1} 2L / l$. La caractérisation métrologique du thermomètre (bilan des incertitudes de mesures, comparaison avec d'autres références) est en cours au BNM-INM.

La Métrologie électrique quantique et le raccordement de l'ohm et du volt

Certains phénomènes quantiques sont utilisés dans l'objectif de raccorder la valeur des unités électriques à des constantes physiques immuables (exprimées en fonction de la charge de

l'électron e et de la constante de Planck h) : l'effet Josephson, l'effet Hall quantique et le transistor à un seul électron. Ces trois phénomènes combinés réalisent une loi d'ohm où il est possible de vérifier la cohérence des valeurs de la constante de Von Klitz, de la constante de Josephson et de l'estimateur de e , charge de l'électron. Cette expérience constitue le triangle métrologique.

L'effet Josephson :

C'est un phénomène de mécanique quantique qui apparaît lorsque deux supraconducteurs sont séparés par une mince barrière isolante, formant ainsi une jonction Josephson. Les électrons groupés par paires peuvent alors franchir la barrière par effet tunnel. Lorsque la jonction est soumise à une tension continue V , les paires d'électrons oscillent de part et d'autre de la jonction et celle-ci est traversée par un supracourant alternatif dont la fréquence est liée à la tension par la relation [Gallop, 1990] :

$$v = 2e U/h$$

Inversement si la jonction est irradiée par un rayonnement hyperfréquence ν , la tension à ses bornes prend une série discrète de valeurs de la forme :

$$U = n \cdot h/(2e) \nu \quad (n \text{ entier})$$

La tension mesurée aux bornes d'une telle jonction est de l'ordre de quelques millivolts. Pour réaliser un étalon de tension, ce sont plusieurs milliers de jonctions montées en réseau qui sont couramment utilisées pour étalonner des piles Weston ou des références à diodes Zener [Etalons et Unités de mesure, 1996].

L'effet Hall Quantique :

L'effet Hall Quantique est observé à très basse température (< 1 K) dans un gaz électronique à deux dimensions de haute mobilité, soumis à un fort champ magnétique (~ 10 T) perpendiculaire au plan de conduction. Un gaz électronique bidimensionnel peut être obtenu dans une hétérostructure GaAs/Al/GaAs, jonction de semiconducteurs (fig. 3).

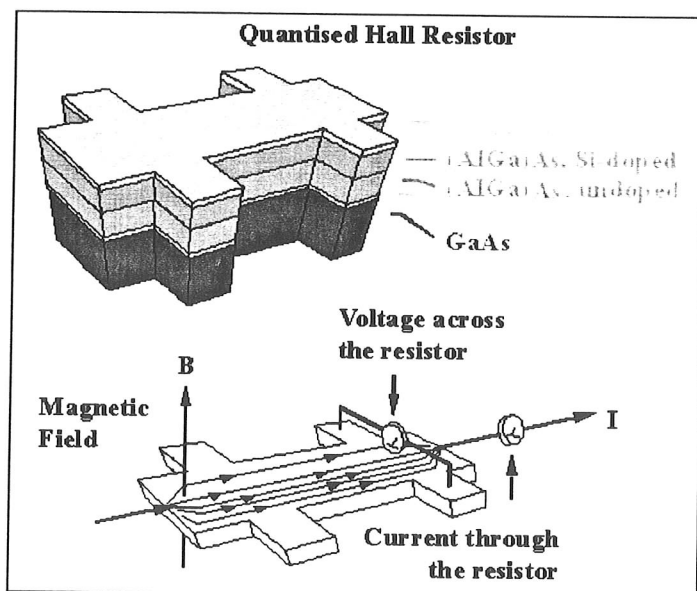


Figure 3 : Effet Hall quantique dans une hétérostructure de semiconducteurs permettant de piéger un gaz électronique bidimensionnel.

Illustration numérisée,
<http://www.cnr.ca/ienm/elec/esf.html#B>
 M. Wood, A.D. Inglis, R.B. Young

De façon analogue à l'effet Hall classique, lorsqu'un courant I traverse la jonction soumise à un champ magnétique perpendiculaire, il apparaît une tension transversale U . Le rapport de ces grandeurs est quantifié et la résistance correspondante est égale à :

$$R_H = 1/n \cdot h/e^2 \quad (n \text{ entier})$$

En faisant varier la densité de flux magnétique, on observe donc des plateaux de résistance constante (fig. 4). Selon une convention internationale du Comité International des Poids et Mesures [CIPM, 1998], la valeur de l'estimateur du quantum de résistance h/e^2 (R_K , constante de Von Klitzing) est adoptée par tous les utilisateurs comme résistance de référence depuis 1990.

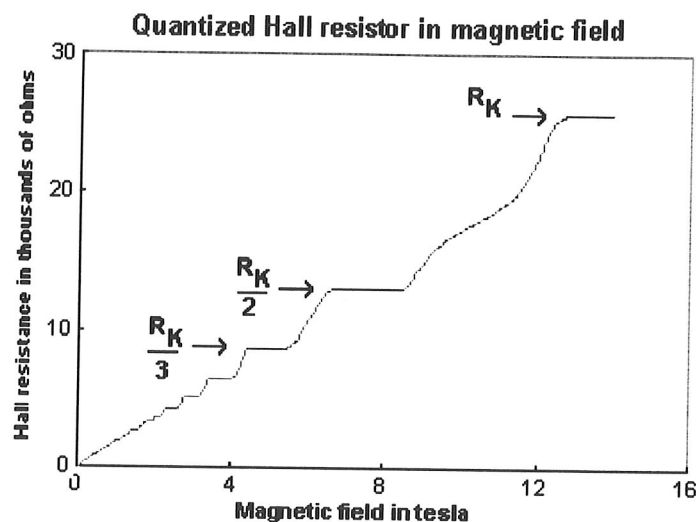


Figure 4 : Quantification de la résistance dans l'effet Hall quantique. Illustration numérisée, <http://www.cnr.ca/ienm/elec/esf.html#QUANT>, B.M. Wood, A.D. Inglis, R.B. Young

Electronique à un électron :

L'objectif est de générer un courant quantifié de façon à raccorder le courant mesuré à la charge de l'électron. Ceci est réalisé par l'assemblage de jonctions tunnels. Ces jonctions constituent une barrière énergétique séparant deux conducteurs dont les propriétés géométriques et physiques sont telles qu'il est possible à une charge de traverser la barrière par effet tunnel (cf., fig. 5). Lorsqu'un tel dispositif est introduit dans un circuit, les électrons viennent s'accumuler contre la barrière jusqu'à ce que le transfert d'un électron à travers celle-ci soit énergétiquement favorisé. On attribue à la jonction une résistance (tunnel) R_t , qui représente l'opacité de la barrière, et une capacité C qui exprime le fait que des charges puissent venir s'accumuler contre la barrière. Afin de pouvoir isoler spatialement une ou plusieurs charges, on définit le concept d'île qui peut être réalisée par une zone conductrice intégralement isolée par une barrière énergétique. Deux jonctions tunnels en série définissent une île (cf. fig. 6).

L'électronique à 1 électron

L'enjeu

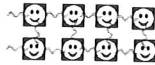
- **Générer et contrôler** un courant très faible (picoampère, $10^{-12}A$).

Un peu d'histoire...

« Les ondes peuvent se comporter comme des particules mais les particules peuvent aussi se comporter comme des ondes ».

$$\lambda_{\text{electron}} = \frac{h}{p} \quad (p \text{ est la quantité de mouvement de l'électron et } h \text{ la constante de Planck})$$

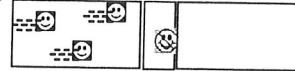
L'électron dans le courant électrique



λ supérieure à la distance e-e
On parle donc de quasi-fluide ou de quasi-particule.

Jonction tunnel: le circuit est interrompu par une épaisseur d'isolant.

Point de vue classique



Point de vue quantique



4^{ème} journée des métrologues

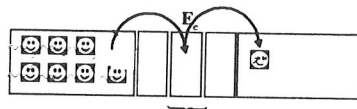
Figure 5 : L'électronique à un électron
Elément numérisé, Nicolas Feltin, BNM-LCIE

L'énergie nécessaire pour permettre à un électron de pénétrer ou quitter l'île est égale à :

$$E_c = e^2 / (2C_\Sigma)$$

$C_1 = C_2 = C_\Sigma / 2$, C_i , capacité de chacune des jonctions en série définissant l'île

Système Mono-électronique à Blocage de Coulomb



« blocage de coulomb »
Averin et Likharev (1985)

$$E_c = \frac{e^2}{2C}$$

• Processus impliquant des passages mono-électroniques

- | | |
|---------------|---|
| Non contrôlés | <ol style="list-style-type: none"> 1) événements tunnels activés thermiquement. Le taux d'erreur varie exponentiellement avec la température
$C = 0,5 \text{ fF} \iff E_c/k_B \quad k_B T \gg E_c$ 2) énergie apportée par des sources électromagnétiques : perturbations externes |
| contrôlé | <ol style="list-style-type: none"> 3) tension de polarisation aux bornes du système. |

4^{ème} journée des métrologues

Figure 6 : Le blocage de Coulomb
Elément numérisé, Nicolas Feltin, BNM-LCIE

Ce phénomène constitue le blocage de Coulomb. Une des conditions nécessaires pour pouvoir piéger les électrons et contrôler leur passage est que l'énergie de charge E_c soit très supérieure à l'énergie thermique :

$$C_\Sigma \ll e^2 / (2k_B T).$$

Dans ce cas, un électron ne peut pas se contenter de l'énergie thermique pour franchir la barrière ; il a besoin d'une source de tension extérieure V_p que l'opérateur peut contrôler (cf. fig. 7). Le transfert d'un électron ne devient possible qu'à partir de :

$$V_p > V_{\text{seuil}} = e / C_\Sigma.$$


Le fonctionnement d'une pompe à électrons

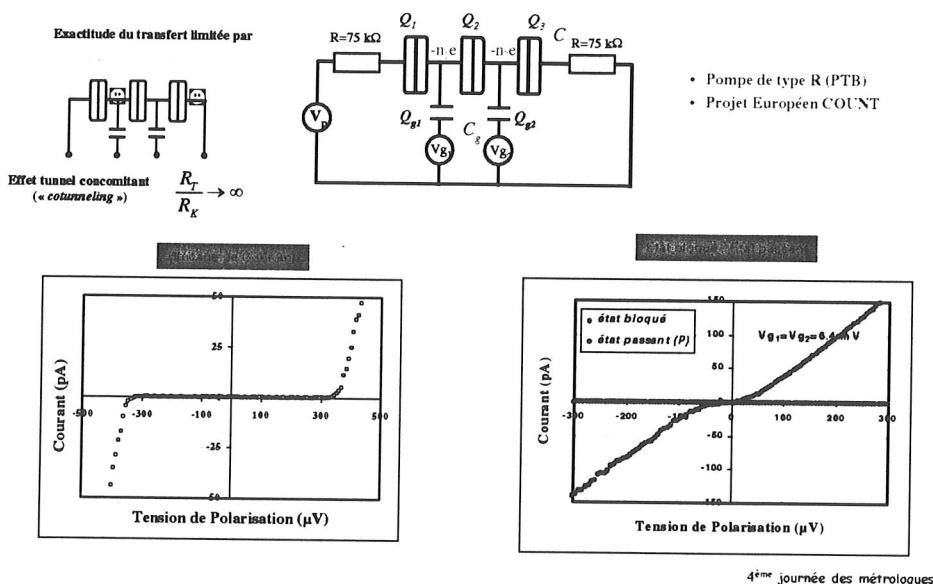


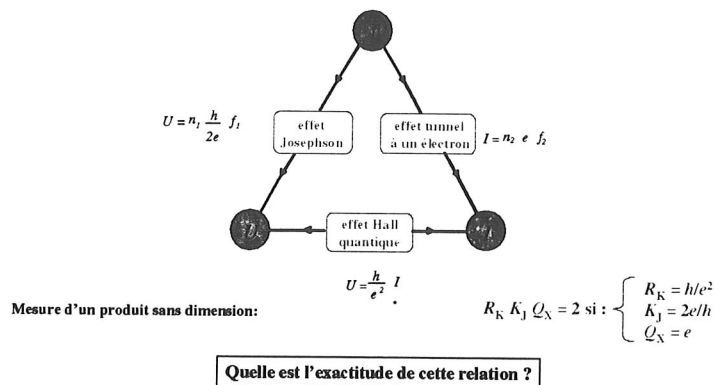
Figure 7 : Le fonctionnement d'une pompe à électrons
Elément numérisé, Nicolas Feltin, BNM-LCIE

Une double jonction fortement asymétrique donne lieu à une caractéristique I-V en escalier : l'escalier de Coulomb, la hauteur de chaque marche étant égale à la charge de l'électron. L'application d'une tension de polarisation alternative de fréquence f permet le passage d'un électron à chaque période du signal de polarisation. Le courant est alors proportionnel à f et à une constante fondamentale qui est la charge de l'électron :

$$I = n.e.f$$

L'effet tunnel mono-électronique permet de fermer le triangle métrologique (cf. fig. 8) en réalisant une loi d'ohm entre les trois phénomènes quantiques : effet Josephson, effet Hall quantique et blocage de Coulomb. L'objectif du BNM-LCIE en réalisant cette expérience est de vérifier la cohérence des constantes fondamentales impliquées à un niveau d'incertitude de 10^{-8} [Piquemal et al. 2000].

But : vérifier à un niveau d'incertitude de 10^{-8} , la cohérence des constantes impliquées dans les trois phénomènes quantiques



4^{ème} journée des métrologues

Figure 8 : Le triangle métrologique
Élément numérisé, Nicolas Feltin, BNM-LCIE

Métrologie des rayonnements ionisants :

L'évolution rapide des performances des détecteurs fonctionnant à très basses températures annonce une rupture technologique dans la mesure des rayonnements. Ceci s'explique par une physique de détection mettant en jeu des quanta d'énergie avec des ordres de grandeurs de plus en plus faibles (cf. fig. 9).

Energie seuil de différents détecteurs		
Détecteurs	Phénomène physique	Energie minimale en moyenne pour un quantum d'information
Scintillateurs organiques : plastique et liquide inorganiques : NaI, CsI, ...	Emission de photons lumineux	~ 100 eV ou plus
Compteurs proportionnels	Production d'ions dans un champ électrique	10 à 30 eV
Semi-conducteurs à T = 77 °K à très basse température (<100 mK)	Création de paires électron-trou dans un champ électrique	3 - 4 eV
Jonction tunnel supraconductrice	Brisure de paires de Cooper, formation de quasiparticules	10 ⁻³ eV
Calorimètre	Transfert d'énergie par phonons	10 ⁻⁴ à 10 ⁻⁵ eV

Laboratoire National Henri Becquerel

Figure 9 : Phénomène physique mis en jeu et ordre de grandeur des quanta d'énergie pour différents détecteurs

Les performances obtenues en terme de résolution en énergie et seuil de détection sont remarquables (cf. fig. 10).

(9th International workshop on Low Temperature Detectors, Wisconsin, 2001 [Porter et al. 2002]

STJ Superconducting Tunnel Junction

TES Transition Edge Sensor

SET

Single Electron Transistor

Radiatio	Detector	Physics	Field	T (K)	Energy resolution	(FWHM)	Laboratory	ref.
beta (alpha)	microcalorimeter NTD 20 pixels	crystals of TeO ₂ of 340 g each NTD Ge	beta decay of ¹³⁰ Te neutrino mass	12 mK	2 - 3 keV 3,2 keV	@ low energy α @ 2615 keV	INFN, Italy	K 05
beta X	microcalorimeter NTD 10 pixels	NTD Ge or Ion implanted Si tin absorbers 250x250x25 μ m ³ AgReO ₄ 490 g and NTD Ge	e- antineutrino mass via ¹⁸⁷ Re beta decay end point	60 mK	14 eV 5,4 eV 10 pixels 25 eV	@ at 6 keV @ 6 keV 6 KeV	INFN, Italy	K 06
X	microcalorimeter TES	W or Ir single layer TES	microanalysis with PIXE spectrometry	112 mK	47 eV	@ 6 keV	Tokyo University	C 22
X	microcalorimeter TES	Ti/Au TES Cu absorber	Constellation X Focal Plane Microcalorimeter Array	20 mK	4,5 eV	@ 6 keV	The Netherlands	C 02
X	microcalorimeter TES 4 pixels	?	imaging X-ray astronomy		2 eV 4,5 eV	@ 1,5 keV @ 6 keV	NIST Boulder	C 09
X	microcalorimeter TES 32 pixels	Mo/Au TES Bi absorber 2 - 10 μ m	Constellation X Focal Plane Microcalorimeter Array Telescope	104 mK	2,4 eV 3,7 eV 6 eV 32 pixels 11 eV	@ 1,5 keV @ 3,3 keV @ 6 keV @ 6 keV	NASA Greenbelt	C 03 C 06 C07 C08 J 05
X	microcalorimeter Implanted Si 32 pixels	implanted Si sensor HgTe absorber	Japan/US Astro E mission Microcalorimeter Array Spectrometer	60 mK ADR	9 eV 32 pixels 12 eV	@ 1 keV @ 6 keV	NASA, Greenbelt Japan	M 07

gamma	NTD Ge 30 pixels	absorber : 0,4x0,4 mm2 Sn => 25 µm Pb => 7 µm	spectral imaging	4,8 eV @ 1 - 6keV	Cambridge Berkeley Palerme, Italie	M 08
gamma X	microcalorimeter Si sensor	Si sensor Pb absorber 0,2 mm ² x 47 µm	Lamb shift determination in heavy hydrogen-like ions high E resolution for hard X-rays	52 eV @ 60 keV	Gutenmberg, german Wisconsin NASA	J 02
gamma	microcalorimeter TES	Mo/Cu TES Sn absorber 1 mm ² x 0,25 mm	gamma ray microcalorimeter nuclear weapons inspection nuclear reaction cross sections	65 eV @ 60 keV	Livermore	C 18
gamma X	magnetic calorimeter	0,36 mm diameter, 0,5 mm long and paramagnetic sensor (gold with erbium ions)		70 eV @ 60 keV	Heidelberg, Germany	A 01
X	STJ	Al-STJ lead absorber 90x90x1,3 µm ³		350 eV @ 122 keV 12 eV @ 6 keV	Munich	A 06
X	STJ 2 pixels	2 Al-AIOx-Al STJ Ta absorber	1-D imaging detector	12 eV @ 6 keV	Yale University New Haven	B 04
X	STJ 9 pixels	Nb-Al-AIOx-Al-Nb	material analysis commercial	24 eV @ 6 keV 10-15 eV @ 1 keV 1,7 eV @ 50 eV	Livermore, USA	G 02
optical UV soft X	STJ	Ta/Al STJ Ta absorber 20x100 µm ² , 100 nm thick	photon counting imaging spectrometers Distributed Read Out Imaging Devices	2 eV @ 500 eV	ESTEC, The Netherlands	A 02
optical UV	STJ	Ta/Al STJ Ta absorber	imaging spectrometers	0,4 eV @ 5 eV	Yale University NASA, Greenbelt	A 03

Ces détecteurs sont aujourd'hui développés pour des applications multiples (caméras pour télescopes, spectromètres imageurs, analyse de matériaux par fluorescence X, contrôle non destructif, suivi de déchets nucléaires, métrologie, ...) et recouvrent la détection des rayonnements sub-millimétriques, infra-rouge, UV, X, bêta, gamma et des particules alpha [Porter et al., 2002].

Depuis quelques années, le Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB) s'intéresse au développement de ces détecteurs pour des applications en Métrologie des rayonnements ionisants. Dans le cadre de ses missions définies par le Bureau National de Métrologie, le LNHB est chargé du développement des unités liées à la radioactivité : le becquerel et le gray. Un des objectifs est donc la mesure d'activité des différents radionucléides avec l'incertitude la plus faible possible. Le laboratoire publie également une table de données atomiques et nucléaires donnant les valeurs caractérisant chaque radionucléide (période, probabilité d'émission photonique, électronique, alpha, etc ...). Pour cela il est nécessaire d'avoir accès à une excellente résolution en énergie associée à une très bonne efficacité de détection. Parmi les détecteurs cryogéniques existants les microcalorimètres sont de très bons candidats. En collaboration avec l'Institut d'Astrophysique Spatiale (CNRS), le LNHB a développé un bolomètre avec une cible en Sn très pur, couplée thermiquement à un senseur en germanium NTD. Une résolution en énergie égale à 40 eV a été obtenue au LNHB pour des photons de 6 keV, associée à une efficacité de détection supérieure à 99,99 % pour des photons de 6,5 keV (cf. figure 11).

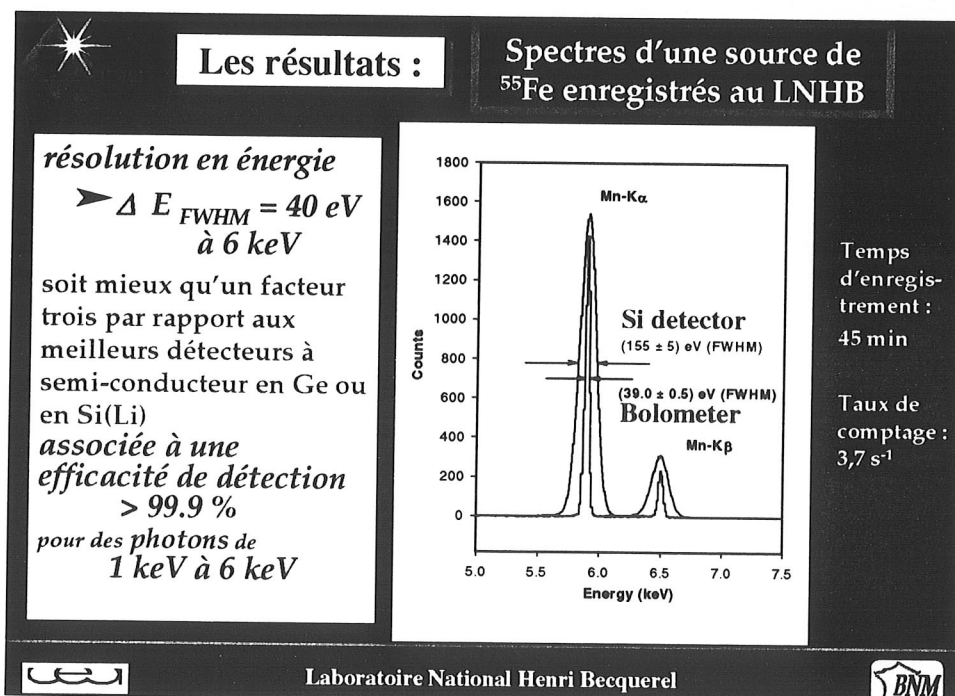


Figure 11: Comparaison des résolutions en énergie obtenues avec un bolomètre (cible Sn et senseur Ge NTD) et un détecteur Si(Li) [Bobin et al. 2000]

Ce résultat est modeste comparé aux meilleures performances internationales. Néanmoins cette valeur est obtenue à une température relativement élevée (50 mK) et sans aucune régulation en température du cryostat. Le même détecteur, dans l'environnement optimisé de l'Institut d'Astrophysique Spatiale, donne accès à une résolution en énergie égale à 23 eV pour des photons de 6 keV [Bobin et al. 2000].

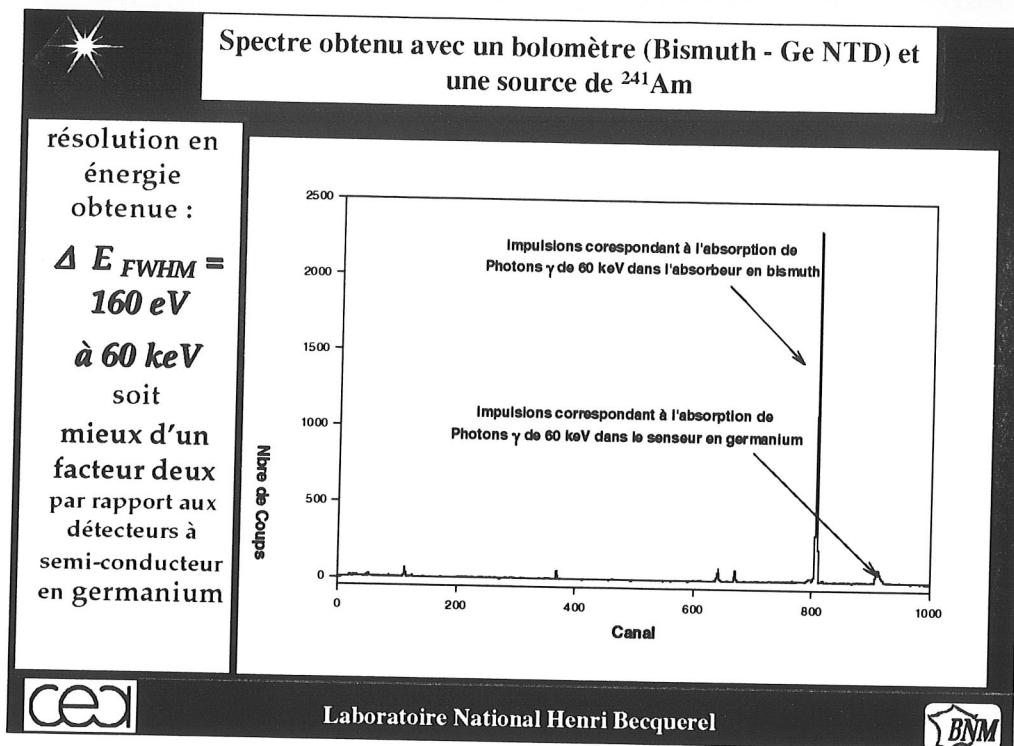


Figure 12 : Spectre obtenu avec un bolomètre en Bismuth et senseur Ge NTD

Une résolution égale à 160 eV a été obtenue pour des photons gamma de 60 keV (cf. fig. 12). Ces performances sont déjà meilleures d'un facteur deux à trois par rapport à celle des meilleurs détecteurs à semiconducteurs en germanium ou en silicium conventionnels. Une autre application des détecteurs cryogéniques est l'étude d'une nouvelle méthode de mesure absolue d'activité pour les radionucléides émetteurs de rayonnement de basse énergie (< 10 keV).

Une mesure d'activité primaire est réalisable si tout le rayonnement est vu par le détecteur. Cela suppose notamment que la géométrie de détection soit de 4π et que le seuil de détection en énergie soit le plus bas possible. La solution radioactive peut être déposée dans un cylindre en germanium pur (cf. figure 13) refermé par un disque en germanium.

Développement d'une nouvelle méthode de mesure d'activité

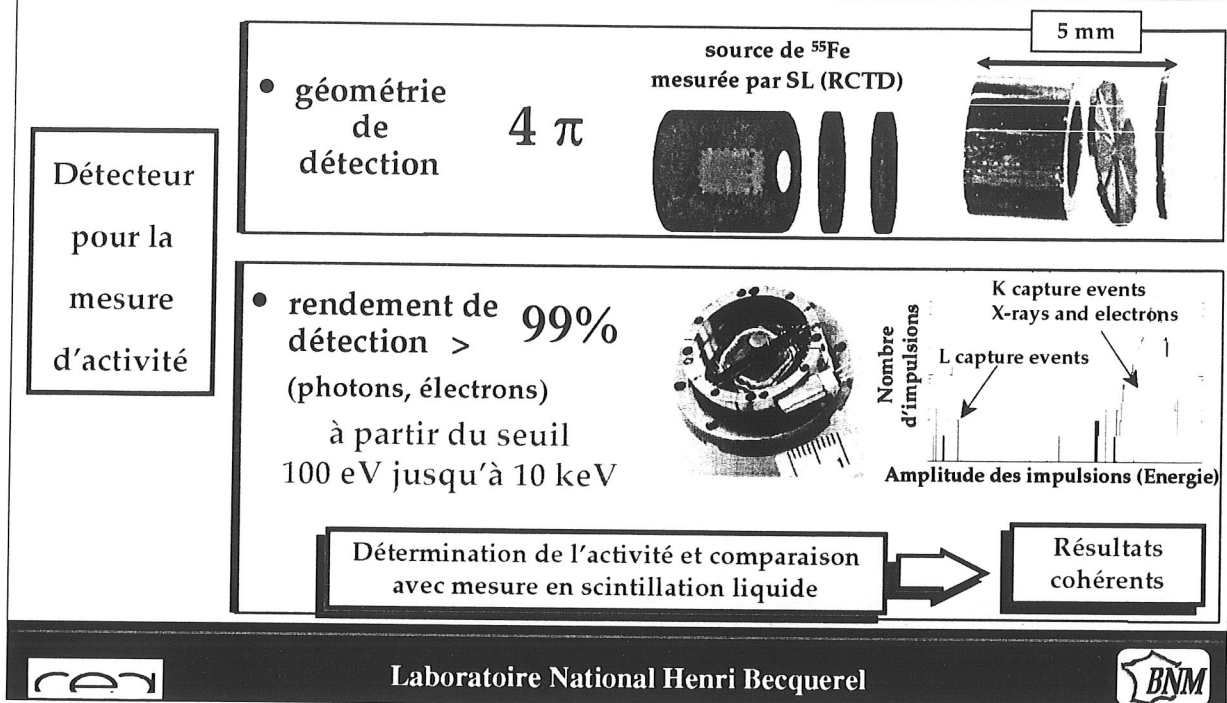


Figure 13 : Etude de faisabilité de la mesure d'activité avec un bolomètre constitué d'une cible en germanium et d'un senseur Ge (NTD) [Leblanc et al., 2002]

Chaque désintégration radioactive résulte en l'émission d'un rayonnement qui est absorbé dans la cible du détecteur (bolomètre). Cet événement s'accompagne d'une faible élévation de température qui est mesurée avec une thermistance en germanium NTD. Cette technologie permet de réaliser une mesure du rayonnement en 4π , mais le seuil de détection est limité à des énergies de l'ordre de 100 eV pour des températures de fonctionnement de 20 à 30 mK [Leblanc et al. 2002]. Afin d'atteindre des seuils de détection très faibles associés à un volume de détecteur suffisant pour contenir en géométrie fermée une source radioactive, une autre technologie est actuellement à l'étude en collaboration avec l'Université de Heidelberg [Enss et al. 2000]. La cible du détecteur contenant la source est une mince feuille d'or repliée. Elle sera couplée thermiquement à un senseur magnétique constitué d'ions paramagnétiques noyés dans une matrice diélectrique ou métallique. La variation de magnétisation due à une élévation de température est détectée de façon extrêmement sensible à l'aide d'un SQUID.

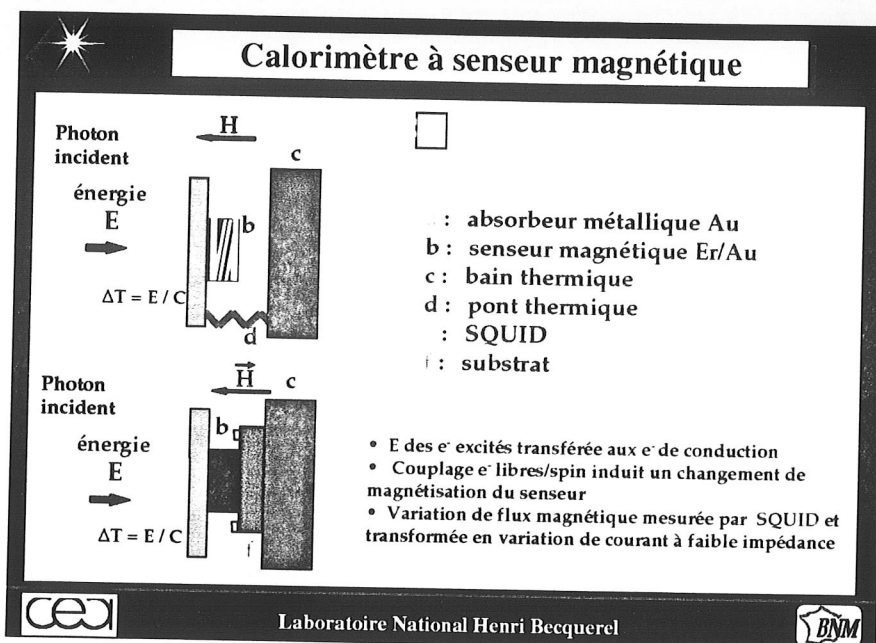


Figure : Principe de détection du calorimètre à senseur magnétique

Cette technologie permettrait de développer une nouvelle méthode de mesure absolue d'activité pour les radionucléides dont la mesure pose un problème. C'est le cas des radionucléides émetteurs bêta purs (^3H , ^{63}Ni , ...) et des radionucléides se désintégrant par capture électronique (^{55}Fe , ^{59}Ni , ...). La mesure de certains de ces radionucléides présente un intérêt particulier pour les applications de la médecine nucléaire et la gestion des déchets radioactifs à vie longue.

Bibliographie

Note : Cette bibliographie n'est pas exhaustive et peut être considérée comme une porte d'entrée aux divers domaines abordés dans ce cours.

1. Berglund P.M., Collan H.K., Ehnholm G.J., Gylling R.G. and Lounasmaa O.V., *The Design and Use of Nuclear Orientation Thermometers Employing ^{54}Mn and ^{60}Co Nuclei in Ferromagnetic Hosts*, J. Low. Temp. Phys., Vol 6 N° 3-4, 357-383, 1971
2. Bobin et al., *Application of a 10 μg tin microcalorimeter in the field of low energy X-ray metrology*, Nuc. Inst. Meth., A 444, 484-487, 2000
3. Bowley R., *The velocity of second sound in ^3He - ^4He mixtures*, J. Low. Temp. Phys., Vol. 61, 391-306, 1985
4. Bremer J. and Darieux M., *Noise thermometry, Temperature, its measurement and control in Science and Industry*, Ed. Schooley, New York, Vol. 6, p. 15-20, 1992
5. Buckel W., *Superconductivity, fundamentals and Applications*, Ed. VCH, Germany, 1991
6. Chambon et al., *Étalons et unités de mesures*, Ed. BNM, Paris, 1996
7. CIPM, Comité International des Poids et Mesures, *Le système international d'unités (SI)*, Ed. BIPM, Sèvres, 1998
8. De Waele A. et al., *Thermodynamics and hydrodynamics of ^3He - ^4He mixtures*, Progress in Low Temperature Physics, Vol. 13, edited by D. Brewer, 1992
9. Enss et al., *Metallic Magnetic Calorimeters for Particle Detection*, J. Low. Temp. Phys., Vol. 121, N°3-4, 137-176, 2000
10. Fogle W. E. and Soulen R. Jr, *Realisation and promulgation of the ^3He melting pressure scale*, C.C.T. Workshop - Toward an International Temperature Scale from 0.65 K to 1 mK, proceeding, 91-98, 1998
11. Gallop J.C., *SQUIDS, The Josephson Effects and Superconducting Electronics*, Ed. Adam Hilger, Bristol, 1990
12. Giffar R.P. et al., *Principles and methods of low frequency electric and magnetic measurements using an rf-biased superconducting device*, J. Low. Temp. Phys., 6, 533-610, 1972
13. Greywall D.S., *Measurement of the Second-Sound in Partially Spin-Polarized ^3He - ^4He Solutions*, Physical review letters, Vol. 46 N° 19, 1292-1295, 1979
14. Hermier Y. et al., *La Métrologie des températures en dessous de 1 K au BNM-INM*, Bulletin du BNM, N°118, Vol. 1999-4, 3-6, 1999
15. Kamper R.A. and Zimmerman J.E., *Noise thermometry with the Josephson effect*, J. Appl. Phys., N° 42, 132.
16. Leblanc et al., *A new absolute method for the standardization of radionuclides emitting low-energy radiation*, Appl. Rad. Isot., 56, 245-251, 2002
17. Lusher C.P. et al., *Current sensing noise thermometry using a low Tc DC SQUID preamplifier*, Meas. Sci. Technol., 12, 1-15, 2001
18. Piquemal F. et al., *Argument for a direct realization of the quantum metrological triangle*, Metrologia, 37, 207-211, 2000
19. Pitre L., *Vers de nouvelles références de température en dessous de 1 K : étude métrologique des résonances du deuxième son dans les mélanges ^3He - ^4He en cavité acoustique*, Thèse de Doctorat du CNAM, 1999
20. Pitre L. et al., *Vers l'utilisation des résonances en cavité acoustique du deuxième son dans les mélanges ^3He - ^4He , comme nouvel outil thermométrique en dessous de 0,65 K*, Bulletin du BNM, N°118, Vol. 1999-4, 7-13, 1999
21. Porter et al., *Low Temperature Detectors*, AIP Conference Proceedings, Vol. 605, New York, 2002
22. Roukes M.L. et al., *DC SQUID noise thermometry*, 17th Conf. Low Temp. Phys., Proceedings, 1177-1178, 1984
23. Rusby R. et al., *Dissemination of the Ultra-Low Temperature Scale, PLTS-2000*, 2001
24. Schuster G. et al., *Practical realisation of the temperature scale based on ^3He melting pressure*, Toward an International Temperature Scale from 0.65 K to 1 mK, C.C.T. Workshop proceeding, 27-32, 1998
25. Soulen R.J. et al., *Measurements of absolute temperature below 0,75 K using a Josephson Junction Noise Thermometer*, J. Low. Temp. Phys., Vol. 94, N° 5/6, 1994
26. Webb et al., *Noise thermometry at ultra low temperature*, J. Low. Temp. Phys., 13, 383-429, 1973
27. Webb et al., *Current sensing noise thermometry : some recent improvements*, AIP Conference Proceedings, 103, 453-466, 1983

