



HAL
open science

Magnétomètre à ^3He pompé par diode laser

O. Moreau, B. Chéron, H. Gilles, J. Hamel, E. Noël

► **To cite this version:**

O. Moreau, B. Chéron, H. Gilles, J. Hamel, E. Noël. Magnétomètre à ^3He pompé par diode laser. Journal de Physique III, 1997, 7 (1), pp.99-115. 10.1051/jp3:1997113 . jpa-00249576

HAL Id: jpa-00249576

<https://hal.science/jpa-00249576>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Magnétomètre à ^3He pompé par diode laser

O. Moreau (^{1,2,*}), B. Chéron (^{1,2}), H. Gilles (¹), J. Hamel (¹) et E. Noël (¹)

(¹) Laboratoire de Spectroscopie Atomique (**), 6 boulevard du Maréchal Juin,
14050 Caen Cedex, France

(²) Université de Caen, U.F.R. de sciences, Esplanade de la paix, 14032 Caen Cedex, France

(Reçu le 30 mai 1996, révisé le 26 septembre 1996, accepté le 30 septembre 1996)

PACS.07.55.Ge – Magnetometers for magnetic field measurements

Résumé. — Nous décrivons une réalisation d'un magnétomètre à ^3He mettant en œuvre la précession libre des spins nucléaires orientés par pompage optique laser. L'utilisation d'une diode laser directement accordée à $1,083\ \mu\text{m}$ ainsi que l'allongement du temps de relaxation de l'orientation nucléaire de ^3He à l'aide d'une cellule avec enduit de césium nous a permis de réaliser un nouveau magnétomètre à fonctionnement séquentiel original et aux possibilités d'utilisation multiples.

Abstract. — We describe the realization of a ^3He magnetometer based on the free precession of nuclear spins oriented by optical pumping with a laser. The use of a laser diode, directly tuned to $1.083\ \mu\text{m}$, and the increase of the ^3He nuclear orientation relaxation time with cesium coated cells, allow us to elaborate a new original magnetometer, which operates sequentially and opens several possibilities of use.

1. Introduction

Les magnétomètres constituent une vaste catégorie d'appareils capables de mesurer des champs magnétiques et leurs variations sur une très large gamme [1] depuis quelques teslas jusqu'à des valeurs très faibles de l'ordre de 10 fT dans le cas des SQUIDS [2] ou des magnétomètres à pompage optique d'alcalins [3]. Malgré les performances déjà remarquables de magnétomètres existant sur le marché, la recherche dans ce domaine se poursuit toujours très activement avec des perspectives très diversifiées : amélioration de la sensibilité, réduction de la consommation énergétique, accroissement de la maniabilité. Les enjeux pratiques sont en effet très importants : ces magnétomètres servent non seulement en géophysique [4] (détection sismique, prospection géologique, observation d'orages magnétiques) mais aussi dans le domaine spatial [5] (mesure des champs magnétiques au voisinage des planètes à bord de vaisseaux spatiaux). Enfin, ce sont des appareils de plus en plus employés pour la détection d'anomalies magnétiques du champ terrestre [6] (télé-détection de masses magnétiques), pour des mesures industrielles [7] (contrôle non destructif) ou dans le domaine biomédical [7] (cardiographie, encéphalographie).

(*) Auteur auquel doit être adressée la correspondance
(**) ERS 137, ISMRA

L'apparition récente de lasers solides à semi-conducteur particulièrement adaptés pour le pompage optique de l'hélium a modifié radicalement les performances des magnétomètres à hélium naturel (^4He) : sensibilité, précision, flexibilité, miniaturisation, longévité. De nombreux travaux dans ce domaine ont donné lieu à des publications scientifiques et ce thème de recherche a largement été développé dans notre laboratoire [8,9] (ISMRA Caen). Comme pour la plupart des magnétomètres à pompage optique, le magnétomètre à ^4He pompé par laser met en œuvre la création optique d'une orientation ou d'un alignement électronique : c'est dans le niveau métastable $\text{He } 2^3\text{S}_1$ peuplé par une décharge douce que l'on crée la différence de population entre les sous-niveaux magnétiques responsables de cette orientation. Sous l'effet d'un champ magnétique oscillant, ou d'une modulation de la lumière de pompage optique, il se produit une cohérence de phase entre ces sous-niveaux, résonante lorsque la fréquence est égale à la fréquence de Larmor du niveau $\text{He } 2^3\text{S}_1$ (proportionnelle au champ magnétique \mathbf{B}_0 à mesurer). Les spins électroniques précessent alors de façon forcée et résonante autour de \mathbf{B}_0 . Cette résonance s'accompagne d'une variation de l'absorption du faisceau de pompage par les atomes d'hélium. La sensibilité et la bande passante de ce magnétomètre dépendent évidemment de la largeur de la raie de résonance. Les valeurs obtenues actuellement sont d'environ $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ avec une bande passante potentielle de 1 kHz. Il faut souligner que la mesure du champ magnétique nécessite en permanence l'excitation par le laser et la décharge ce qui peut être la source d'un déplacement de la fréquence de résonance. Notons enfin que la qualité du rapport signal sur bruit de cette détection est, évidemment, directement liée aux performances instantanées de l'émission laser ainsi qu'à celles de la décharge.

Alors que l'hélium-4 n'a pas de spin nucléaire, son isotope l'hélium-3 a un spin nucléaire $I = 1/2$ que l'on peut orienter par pompage optique. En présence d'un champ magnétique, l'état fondamental 1^1S_0 de ^3He se sépare en deux sous-niveaux magnétiques nucléaires avec un rapport gyromagnétique γ de $(2\pi \times 32,435) \text{ rd/s } \mu\text{T}$. Il est donc possible d'utiliser une méthode de résonance magnétique nucléaire dans ^3He pour réaliser des magnétomètres (comme avec les protons). Cette résonance peut se détecter par voie optique sur la variation de la transmission du faisceau de pompage comme dans le cas de ^4He [10]. Toutefois, les temps de relaxation nucléaire dans ^3He sont très longs (plusieurs heures), cela permet de mettre en œuvre une autre détection de type radioélectrique de la précession libre des spins nucléaires dans le champ magnétique statique \mathbf{B}_0 . Dans cette méthode, les processus de polarisation nucléaire et de détection sont totalement séparés dans le temps : ce dernier mode de détection, radicalement différent du mode optique, a l'avantage de pouvoir être effectué en l'absence de décharge et sans excitation laser [11]. Le principe est le suivant : après une séquence de pompage optique où l'on crée la polarisation nucléaire dans le niveau fondamental 1^1S_0 de ^3He , on fait basculer, lors d'une seconde séquence, l'aimantation longitudinale. L'aimantation transversale précesse alors à la pulsation de Larmor ω_0 autour du champ statique \mathbf{B}_0 ($\omega_0 = \gamma B_0$) et induit un signal électrique modulé à cette même pulsation dans une paire de bobines réceptrices. Cette phase de précession "libre" s'effectue hors décharge et sans excitation laser ce qui minimise les causes de perturbations et réduit considérablement la consommation énergétique. Il est clair que la qualité du signal détecté ne dépend directement que du taux de polarisation nucléaire obtenu à l'issue de la première séquence ainsi que des performances électroniques du dispositif d'amplification et de mesure du signal électrique induit. Il est important de mentionner un autre mode de mise en œuvre de la précession des spins nucléaires de ^3He pour la magnétométrie. On crée alors un pompage optique permanent et l'on se place dans les conditions où le couplage radioélectrique entre les spins qui précessent et le circuit de détection provoque l'effet maser [12-14]. L'objet de cet article concerne exclusivement la réalisation d'un magnétomètre à ^3He à "précession libre" en fonctionnement séquentiel. Un tel magnétomètre à ^3He fonctionnant sur ce principe a déjà donné lieu à une réalisation technologique (Texas Instruments) [15]. Dans

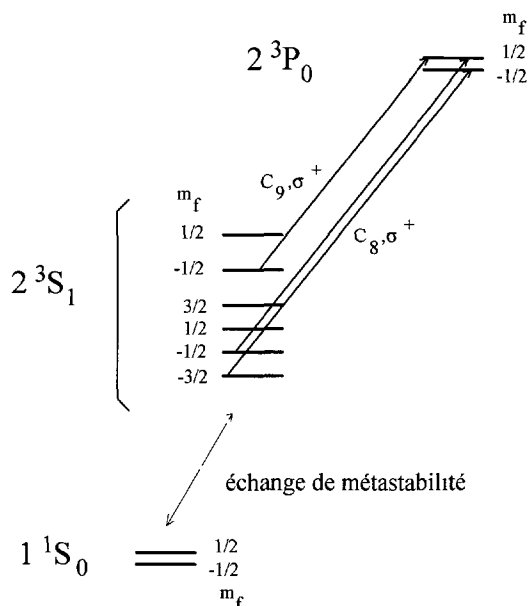


Fig 1. — Niveaux d'énergie de ^3He intervenant dans le pompage optique
 [^3He energy levels involved in optical pumping]

ce dispositif, le pompage optique est effectué à l'aide d'une lampe à hélium. Nous décrivons une nouvelle réalisation mettant en œuvre un pompage optique effectué par une diode laser associée à une fibre optique, ce qui permet de déporter la source de polarisation, et dans laquelle nous avons expérimenté un procédé permettant d'obtenir des temps de relaxation de l'orientation nucléaire longs et reproductibles [16]. Après une brève description du principe de fonctionnement du magnétomètre à ^3He à précession "libre" et des dispositifs électroniques de détection permettant son exploitation, nous présentons, dans cet article, les performances actuelles de notre capteur et ses possibilités d'utilisation originales et très attractives, liées à l'aspect séquentiel de son fonctionnement.

2. Principe de fonctionnement du magnétomètre à ^3He à précession "libre"

2.1. 1^{ère} SÉQUENCE : CRÉATION D'UNE ORIENTATION LONGITUDINALE NUCLÉAIRE PAR POMPAGE OPTIQUE. — Comme pour l'hélium-4, la méthode consiste à porter les atomes dans le niveau métastable 2^3S_1 (Fig. 1) par une décharge douce et à créer dans ce niveau une orientation électronique longitudinale par pompage optique avec la lumière circulairement polarisée excitant la transition [$2^3\text{S} - 2^3\text{P}$]. Sous l'effet du couplage hyperfin, l'orientation électronique se transforme en orientation nucléaire qui, par le biais des collisions d'échanges de métastabilité, se transmet au réservoir d'atomes dans l'état fondamental 1^1S_0 .

Le dispositif de pompage optique est schématisé sur la figure 2. L'hélium est contenu dans une cellule sphérique en Pyrex (diamètre 4 cm) sur laquelle un dépôt d'électrodes métallisées, reliées à un générateur H.F., permet d'entretenir une décharge douce dans l'hélium. La source de pompage est une diode laser (SDL 6702-H1) qui fournit une puissance de 20 mW en émission monomode continue à la longueur d'onde $\lambda = 1,083 \mu\text{m}$. L'accord en longueur

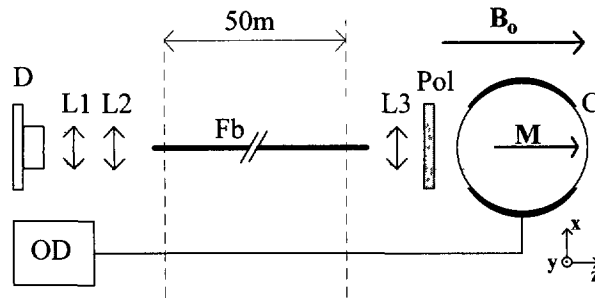


Fig. 2. — Dispositif expérimental du pompage optique D : diode laser SDL6702-H1. L1, L3 : lentilles de collimation. L2 : lentille de focalisation. Fb : fibre optique PCS200. Pol : polariseur circulaire. C : cellule de ^3He . OD : oscillateur de décharge. \mathbf{B}_0 : champ magnétique à mesurer. M : aimantation macroscopique de la cellule résultant de l'orientation nucléaire.

[Optical pumping experimental set-up. D: laser diode SDL6702-H1. L1, L3 collimating lenses. L2: focusing lens. Fb: optical fiber PCS200. Pol: circular polarizer C. ^3He cell. OD: discharge oscillator. \mathbf{B}_0 : magnetic field to be measured. M. macroscopic magnetization of the cell resulting from ^3He nuclear orientation.]

d'onde est effectué par le contrôle de la température de la jonction ($0,08 \text{ nm } ^\circ\text{C}^{-1}$) et par la stabilisation du courant de polarisation. Une alimentation (SDL800) assure ces fonctions. La cellule d'hélium, qui constitue la sonde du magnétomètre, peut être, dans de nombreuses applications, déportée par rapport au laser : nos expériences ont été réalisées en effectuant le pompage optique à travers 50 m environ de fibre optique multimode de $200 \mu\text{m}$ de cœur (PCS200) ce qui nous a permis de disposer la sonde dans une zone magnétiquement stable où règne un gradient de champ (1 nT cm^{-1}) plus faible que dans le laboratoire. Signalons alors qu'après une telle longueur de fibre, la lumière est dépolarisée ce qui nécessite l'emploi d'un polariseur circulaire entre la sortie de la fibre et la cellule d'hélium. La puissance disponible pour le pompage optique est alors de 5 mW. La mesure du taux de polarisation nucléaire de ^3He est effectuée de manière optique en contrôlant l'absorption de la raie de pompage après traversée de la cellule d'hélium [17]. La figure 3 montre l'évolution temporelle du taux de polarisation nucléaire obtenu avec une cellule remplie sous une pression de 3,5 torrs de ^3He . L'émission laser est accordée sur la transition hyperfine [$2^3\text{S}_1, F = 3/2 - 2^3\text{P}_0$] (raie C_9) (Fig. 1) qui procure à cette pression les taux de polarisation maximum. Le taux de polarisation stationnaire mesuré $P_0 = 13 \%$ est en excellent accord avec les travaux de Larat et Nacher [18,19]. On sait [19] que pour une puissance de pompage optique donnée, le taux de polarisation dépend de la pression d'hélium. Le choix que nous avons fait sur la pression ($P_{\text{He}} = 3,5 \text{ torrs}$) permet d'optimiser le produit $P_0 P_{\text{He}}$, c'est-à-dire le nombre total d'atomes d'hélium-3 orientés, responsables du magnétisme macroscopique résultant de la cellule. Il faut noter que le taux de polarisation obtenu est du même ordre de grandeur que celui que l'on peut obtenir avec un pompage par lampe mais dans notre cas, la puissance électrique nécessaire à l'alimentation de la diode laser et de son dispositif de refroidissement n'excède pas 500 mW (puissance lumineuse émise 20 mW) alors qu'une lampe nécessite plusieurs watts. De plus, l'utilisation d'une fibre optique est totalement impossible avec une lampe. Le processus d'orientation nucléaire du gaz prend un temps de l'ordre d'une minute. Le temps T_1 de relaxation de l'orientation nucléaire, hors décharge et sans excitation laser, est heureusement beaucoup plus long : en l'absence de décharge les spins nucléaires sont principalement désorientés par les collisions contre les parois en

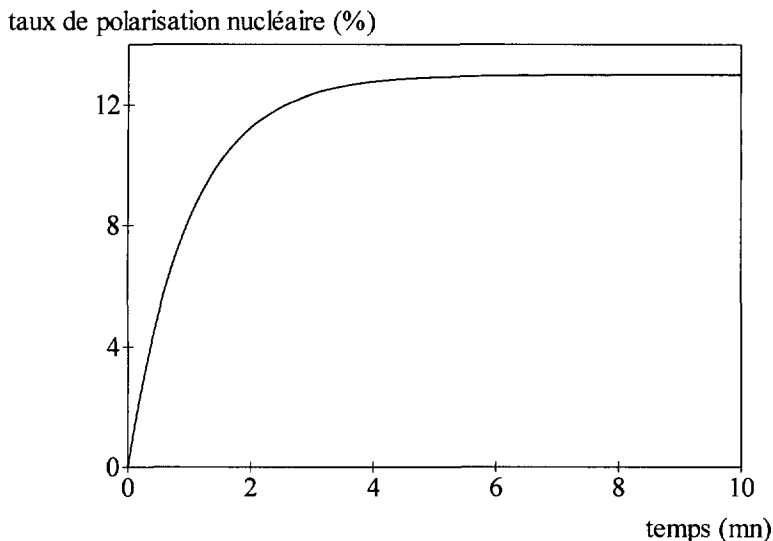


Fig. 3. — Évolution temporelle du taux de polarisation nucléaire de ^3He mesuré pendant la phase de pompage optique. Puissance optique incidente sur la cellule : 5 mW Pression d'hélium : 3,5 torrs.

[Time evolution of the ^3He nuclear polarization rate measured during the optical pumping sequence. Optical power: 5 mW. Helium pressure: 3.5 torrs.]

verre des cellules qui contiennent l'hélium ; les valeurs de T_1 dépendent beaucoup de la nature du verre et vont de quelques heures pour le Pyrex à quelques jours pour les verres spéciaux non perméables à l'hélium ou encore pour le Pyrex revêtu d'un enduit de césium [16, 20].

2.2. 2^e SÉQUENCE : BASCULEMENT ET PRÉCESSION DE L'AIMANTATION NUCLÉAIRE. — La précession des spins nucléaires orientés ne peut se faire qu'après la création d'une composante transversale de l'aimantation. Une méthode usuelle pour basculer l'aimantation consiste à soumettre les atomes de ^3He à un champ magnétique transversal \mathbf{B}_1 oscillant à la pulsation de Larmor $\omega_0 = \omega B_0$ (champ résonant), pendant un court instant τ [21]. À la fin de l'impulsion, l'aimantation macroscopique nucléaire fait un angle θ avec la direction longitudinale \mathbf{B}_0 tel que $\theta = \gamma B_1 \tau / 2$. La figure 4 illustre cette méthode de basculement. Deux bobines de quelques spires, en position d'Helmholtz, sont alimentées par un générateur sinusoïdal à la pulsation ω_0 , à travers un interrupteur électronique muni d'une temporisation. Comme on ne connaît pas *a priori* la valeur de B_0 avec une grande précision, l'amplitude de B_1 est prise suffisamment grande pour élargir la résonance qui provoque le basculement et l'ajustement de τ permet d'obtenir l'angle θ désiré.

Pour mesurer la fréquence de précession libre de la composante transversale de l'aimantation nucléaire, une paire de bobines est disposée tout près de la cellule. Elles sont reliées à un système amplificateur suivi d'un dispositif de mesure électronique. Le couplage inductif entre ces bobines de détection et l'aimantation nucléaire a déjà fait l'objet de plusieurs publications scientifiques : c'est lui qui est responsable de l'effet maser évoqué dans notre introduction [12–14, 22]. La précession des spins induit une force électromotrice dans les bobines, ce qui génère un courant électrique qui crée un champ magnétique transversal dont l'action est identique à un champ de basculement. Cet effet de réaction peut provoquer des décalages de fréquence de précession ainsi qu'un amortissement de cette précession. La connaissance et la maîtrise de ce couplage

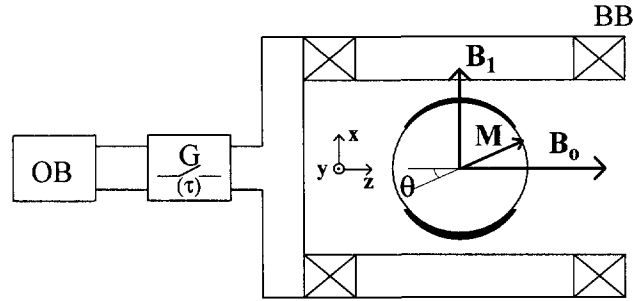


Fig. 4. — Dispositif expérimental utilisé pour le basculement des spins. OB : oscillateur de basculement. G : porte de durée τ . BB : bobines de basculement. \mathbf{B}_1 : champ magnétique de basculement.

[Experimental set-up of the magnetization tipping. OB: tipping oscillator. G: gate (τ) BB: tipping coils \mathbf{B}_1 . tipping magnetic field.]

sont évidemment indispensables pour réaliser un magnétomètre à ^3He . Nous en présentons une brève synthèse.

L'évolution temporelle de l'aimantation macroscopique peut être décrite par les équations de Bloch [22] :

$$\frac{dM_t(t)}{dt} = -\frac{M_t(t)}{T_2} - \frac{\gamma}{2} K_I M_z(t) M_t(t) \quad (1)$$

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = -\frac{M_z(t)}{T_1} + \frac{\gamma}{2} K_I M_t(t)^2 \quad (2)$$

$$\omega_L(t) = \omega_0 + \frac{\gamma}{2} K_R M_z(t) \quad (3)$$

Le pompage optique crée l'aimantation longitudinale $M_z(0) = M_0$. L'amplitude de l'aimantation longitudinale à un instant t après le basculement est $M_z(t)$. Celle de la composante transversale est alors $M_t(t)$. La quantité $\omega_L(t)$ est la pulsation de précession en présence du couplage électromagnétique avec les bobines de détection. Dans les seconds membres des relations (1) et (2), les premiers termes rendent compte de la relaxation nucléaire transversale (T_2) et longitudinale (T_1) tandis que les seconds décrivent l'effet du couplage entre les bobines et l'aimantation. Les coefficients K_I et K_R modélisent ce couplage. La précession des spins crée un flux magnétique dans les bobines de détection. Il en résulte un courant qui à son tour crée un champ magnétique de réaction. Soit $\underline{\phi} = N\eta S \frac{\mu_0}{2\pi r^3} \underline{M}_t$ l'image complexe du flux capté par les bobines qui comportent N spires de section S ; r est le rayon intérieur de la cellule d'hélium, η le coefficient de remplissage des bobines, μ_0 la perméabilité du vide. \underline{M}_t est l'amplitude complexe de l'aimantation transversale de ^3He qui précesse. Le courant dans les bobines est alors $\underline{I} = -\frac{1}{Z} \frac{d\phi}{dt}$ (Z est l'impédance du circuit de détection). Ce courant crée le champ magnétique de réaction d'amplitude $\underline{B}' = k_2 \underline{I}$:

$$\underline{B}' = -\frac{k_2}{Z} N\eta S \frac{\mu_0}{2\pi r^3} \underline{M}_t = \underline{K} \underline{M}_t.$$

Pour un circuit $R-L-C$ série résonnant à la pulsation ω_c , avec un facteur de qualité Q , et en posant $X = (\omega_L/\omega_c)$, les parties réelle et imaginaire du coefficient \underline{K} sont données par les relations (4) :

$$\begin{aligned} K_R &= \frac{N\eta S\mu_0 k_2}{2\pi r^3} \frac{Q^2 X^2(1-X^2)}{L X^2 + Q^2(1-X^2)} \\ K_I &= \frac{-N\eta S\mu_0 k_2}{2\pi r^3} \frac{Q X^3}{L X^2 + Q^2(1-X^2)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Les coefficients de couplages ne dépendent que des caractéristiques électriques du circuit des bobines de détection. Si K_I et K_R sont nuls, il est clair que l'évolution temporelle de l'aimantation est exponentielle ; la fréquence de précession de la composante transversale est alors la fréquence de Larmor f_0 (précession libre). En revanche, si K_I et K_R ne sont pas nuls, l'évolution temporelle de l'aimantation n'est plus exponentielle et la fréquence de précession (relation (3)) s'écarte de f_0 , sauf dans le cas où le circuit de détection est rigoureusement accordé à la fréquence de Larmor (on peut montrer que dans ce cas $K_R = 0$) ou lorsque toute l'aimantation se trouve dans le plan transversal ($M_z = 0$). Si tel n'est pas le cas, à M_0 donné, le décalage de fréquence δf est d'autant plus grand que le couplage est fort (K_R grand). La résolution analytique du système d'équations (1), (2) et (3) en présence de couplage n'est pas possible. Envisageons d'abord deux cas extrêmes correspondant à un couplage "fort" et à un couplage "nul".

• Le "couplage fort" se présente lorsque l'on peut négliger les termes $1/T_2$ et $1/T_1$. Il ne reste alors dans les seconds membres des relations (1) et (2) que les termes décrivant l'effet du couplage inductif sur l'aimantation. On a alors :

Pour $t < 0$, avant le basculement des spins, on a $M_z(t) = M_0$ et $M_t(t) = 0$.

À $t = 0$. (basculement d'un angle θ) : $M_z(t) = M_0 \cos \theta$ et $M_t(t) = M_0 \sin \theta$.

$$\text{Pour } t > 0, \text{ on a : } \begin{cases} M_z(t) = M_0 \text{th} \left(\frac{t - t_{\max}}{\tau'} \right) \\ M_t(t) = \frac{M_0}{\text{ch} \left(\frac{t - t_{\max}}{\tau'} \right)} \end{cases} \text{ avec } \begin{cases} t_{\max} = -\tau' \text{argth}(\cos \theta) \\ \tau' = \frac{2}{\gamma K_I M_0} \end{cases} \quad (5)$$

La figure 5 montre l'évolution calculée de $M_z(t > 0)$ et $M_t(t > 0)$ pour différentes conditions initiales de basculement. On constate que la composante transversale décroît si $\theta < 90^\circ$. Pour les valeurs de $\theta > 90^\circ$, elle commence par croître jusqu'à une valeur maximale égale à M_0 (à $t = t_{\max}$, la composante longitudinale de l'aimantation est évidemment nulle et la pulsation de précession est rigoureusement égale à ω_0), puis elle décroît jusqu'à zéro. L'origine physique de ce phénomène est due au champ magnétique de réaction dont l'effet est analogue à celui d'un champ R.F. de basculement. Après un temps de l'ordre de τ' , la composante M_t devient négligeable (il n'y a plus de signal de précession) mais cette phase de destruction de l'aimantation transverse s'accompagne d'un accroissement de la composante longitudinale M_z sous l'effet du couplage. Il est alors possible d'effectuer un nouveau basculement... Ces basculements successifs peuvent se faire pendant une longue durée, voisine de T_1 .

• Le second cas extrême, correspondant au couplage nul, est trivial ; on retrouve le phénomène de précession libre des spins nucléaires.

Toutefois, il existe une situation intermédiaire où le couplage est assez faible pour que l'on néglige $(\gamma/2)M_t M_z$ devant M_t/T_2 (relaxation transversale dominante par rapport aux effets de couplage), alors que les effets de relaxation longitudinale et de couplage sont du même ordre

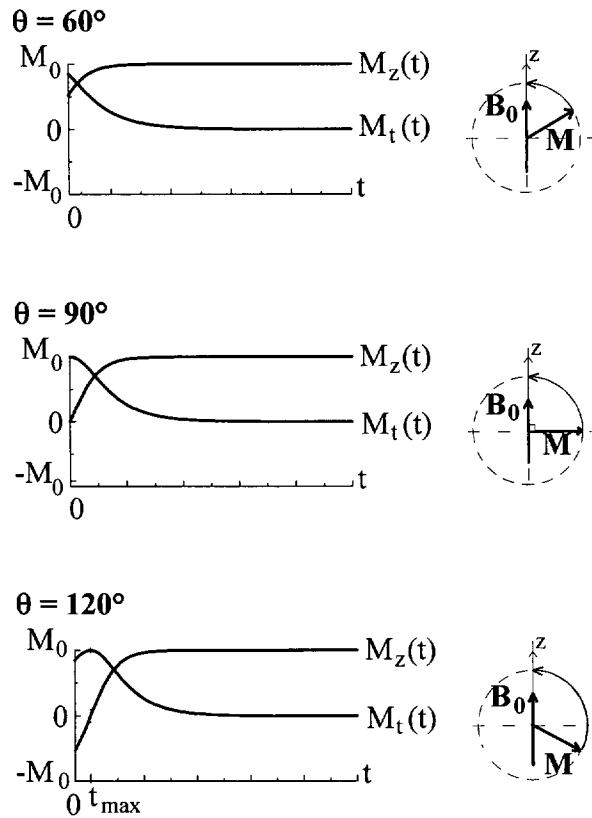


Fig. 5. — Évolution temporelle des composantes longitudinale (M_z) et transversale (M_t) de l'aimantation au cours de la phase de précession des spins calculée dans le cas du couplage fort entre les bobines et l'aimantation.

[Time evolution of the longitudinal (M_z) and transversal (M_t) magnetization during the nuclear spins precession sequence calculated in the case of strong coupling between the coils and the magnetization.]

La résolution des équations (1), (2) et (3) conduit alors à (pour $T_2 < T_1$ et $t > 0$) :

$$\begin{cases} M_t(t) = M_0 \sin \theta e^{-t/T_2} \\ M_z(t) = \frac{\gamma K_1 M_0^2 (1 - \cos \theta)}{2(1/T_1 - 1/T_2)} (e^{-2t/T_2} - e^{-t/T_1}) + (M_0 \cos \theta) e^{-t/T_1}. \end{cases}$$

Le premier terme de M_z , qui représente l'apport d'aimantation ramené sur l'aimantation longitudinale par le couplage, est généralement très petit devant le second. L'évolution de l'aimantation dans ce cas se rapproche de celle obtenue avec un couplage nul. Après le basculement, le signal de précession se détecte pendant une durée de l'ordre de T_2 (quelques heures), mais à la fin de cette période, l'aimantation longitudinale perdue lors du basculement n'est pas restituée sous l'effet du champ de réaction (quasi nul).

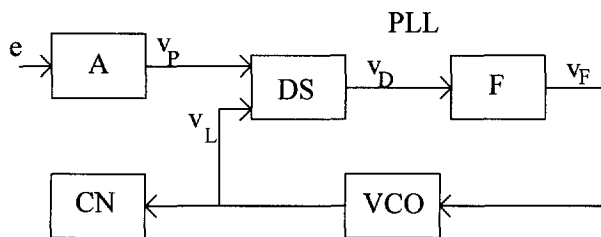


Fig. 6. — Schéma fonctionnel de la boucle à verrouillage de phase e : force électromotrice induite dans les bobines par la précession des spins. A : amplificateur (gain 74 dB) à faible bruit (tension de sortie : v_P). DS : détecteur synchrone EG&G modèle 128A (tension de sortie : v_D). F : filtre passe-bas (tension de sortie : v_F). VCO : oscillateur commandé en tension (tension de sortie : v_L). CN : fréquencemètre HP 53131A.

[Functional diagram of the phase-locked loop (PLL). e : voltage induced in the coils by the spins precession. A: low noise amplifier (gain 74 dB, output voltage: v_P). DS: lock-in amplifier EG&G model 128A (output voltage: v_D). F: low-pass filter (output voltage: v_F). VCO: voltage controlled oscillator (output voltage: v_L). CN: counter HP 53131A.]

2.3. DÉTECTION DE LA FRÉQUENCE DE PRÉCESSION. — La précession de la composante transversale de l'aimantation induit une force électromotrice dans la paire de bobines captrices. Le nombre de spires de ces bobines a été choisi afin d'obtenir une tension induite la plus grande possible tout en maintenant une contribution des capacités parasites faible et tel que la fréquence de résonance intrinsèque des bobines soit environ 10 fois supérieure à la fréquence de Larmor (détection non accordée, couplage faible). Les bobines comportent chacune 2200 spires. L'amplitude du signal détecté est de l'ordre du microvolt. Un amplificateur à faible bruit, de gain 74 dB et de bande passante 70 Hz autour de 1500 Hz, amplifie le signal avant la mesure de la fréquence. L'étage d'entrée de cet amplificateur a une résistance d'entrée R_e très élevée ($\approx 10^{12} \Omega$) et un courant de polarisation très faible (150 pA typ.) qui, en circulant dans les bobines captrices, constitue une perturbation négligeable du champ magnétique local. D'autre part, l'impédance d'entrée de l'amplificateur est essentiellement capacitive (22 pF). Enfin, les densités spectrales de bruit en tension et en courant ramenées à l'entrée de l'amplificateur valent respectivement $e_n = 3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ et $i_n = 7 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ au voisinage de 1500 Hz. L'impédance des bobines étant d'environ 4600 Ω , le bruit en tension de l'amplificateur domine. En tenant compte du bruit thermique de la résistance série R des bobines, on calcule une densité spectrale équivalente de bruit (blanc gaussien) en tension E_n à l'entrée de l'amplificateur de $4 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ au voisinage de 1500 Hz. La tension efficace du bruit à la sortie de l'amplificateur vaut alors 0,2 mV. Pour un signal de précession v_P de $7 \text{ mV}_{\text{eff}}$ à la sortie de l'amplificateur, on trouve un rapport signal sur bruit RSB de 35. Il faut noter que si le circuit de détection est accordé (couplage fort, facteur de qualité $Q = 9$), le bruit thermique de la résistance R est prédominant devant les sources de bruit de l'amplificateur et le rapport signal sur bruit vaut alors 50.

La mesure de la fréquence de précession est réalisée par une boucle à verrouillage de phase (PLL) analogique dont le schéma bloc est donné sur la figure 6. Le signal amplifié v_P est appliqué à l'entrée du détecteur synchrone DS dont la sortie est connectée, *via* un filtre passe-bas F, à l'oscillateur VCO qui boucle le système. Quand la boucle est verrouillée, la fréquence de l'oscillateur est égale à celle du signal d'entrée. On peut alors mesurer la fréquence de la tension de sortie v_L du VCO. Globalement, la boucle à verrouillage de phase se comporte comme un filtre passe-bande très étroit centré sur la fréquence à mesurer. La fonction de transfert de la

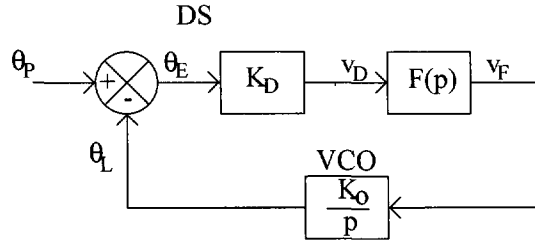


Fig. 7. — Schéma bloc de la boucle à verrouillage de phase θ_P : phase du signal de précession v_P . θ_L : phase du signal local v_L issu du VCO. $F(p)$ fonction de transfert du filtre. K_D : pente du comparateur de phase. K_0 pente du VCO.

[Bloc diagram of the PLL θ_P : phase of the precession signal v_P θ_L phase of the local signal v_L (VCO output). $F(p)$: transfert function of the filter. K_D : phase comparator gain. K_0 VCO gain]

PLL, qui relie la phase du signal d'entrée (θ_P) à la phase du signal local (θ_L) issu du VCO, est décrite sur la figure 7. Le détecteur synchrone réalise la multiplication du signal d'entrée v_P par le signal local v_L . $v_D = K_D[\sin(\theta_P - \theta_L) + \sin(\theta_P + \theta_L)]$, K_D étant le rapport de la valeur efficace du signal d'entrée sur le calibre d'entrée du détecteur synchrone. Le deuxième terme qui est à la "fréquence somme" sera fortement atténué par le filtre passe-bas F . On ne s'intéresse alors qu'au premier terme que l'on linéarise autour de $\theta_P - \theta_L = 0$ ($v_P = K_D(\theta_P - \theta_L)$) et dont la transformée de Laplace est $V_P(p) = K_D[\theta_P(p) - \theta_L(p)]$. Le VCO est un oscillateur commandé en tension dont la fréquence est proportionnelle à sa tension d'entrée $v_F(t)$: $f_L(t) = f_{L0} + K_0 v_F(t)$. La transformée de Laplace de la phase de l'oscillateur vaut alors $\theta_L(p) = \theta_{L0} + (K_0/p)V_F(p)$. Le filtre choisi a une fonction de transfert $F(p) = (1 + p\tau_1)/(p\tau_2)$ où les constantes τ_1 et τ_2 caractérisent le filtre. Ce type de filtre a été choisi pour les raisons suivantes. Tout d'abord, grâce à la présence du terme intégrateur, l'étendue de mesure de fréquence n'est limitée que par la gamme de fréquence générée par l'oscillateur. D'autre part, il permet d'obtenir une mesure précise de la fréquence du signal aussi bien pour des variations brutales de fréquence que pour la poursuite de rampes de fréquence sans erreur de traînage. De plus, le déphasage entre le signal d'entrée et le signal local est constant quelle que soit la fréquence, ce qui permet de rebasculer l'aimantation en cours de précession. Finalement, il permet un bouclage rapide ce qui est très intéressant dans le cas où les signaux de précession ont une durée relativement courte (circuit de détection accordé par exemple). Avec ce filtre, la fonction de transfert de la PLL est du second ordre et de la forme :

$$T(p) = \frac{\theta_P(p)}{\theta_L(p)} = \frac{2\xi\omega_n p + \omega_n^2}{p^2 + 2\xi\omega_n p + \omega_n^2}$$

avec $\omega_n = \sqrt{\frac{K_0 K_D}{\tau_1}}$ pulsation naturelle du système bouclé

$$\xi = \omega_n \frac{\tau_2}{2} \text{ coefficient d'amortissement.}$$

La pulsation de coupure à -3 dB est donnée par $\omega_C = \omega_n \sqrt{1 + 2\xi^2 + \sqrt{1 + (1 + 2\xi^2)^2}}$.

Les pentes K_0 du VCO et K_D du détecteur synchrone étant fixées, la fréquence de coupure f_C et le coefficient d'amortissement ξ du système bouclé sont ajustés par les deux constantes de temps τ_1 et τ_2 du filtre.

Connaissant les caractéristiques du bruit d'amplification ainsi que la fonction de transfert de la PLL, la sensibilité de notre magnétomètre peut être estimée. On considère que la tension v_P appliquée à l'entrée de la PLL est la somme d'une tension sinusoïdale pure induite par la précession des spins et d'une tension de bruit $V_n(t) = AE_n(t)$ provenant de l'électronique de détection (bobines, amplificateur). L'amplificateur est un filtre passe-bande étroit ($B_I = 70$ Hz), le générateur équivalent de bruit en tension $V_n(t)$ en sortie d'amplificateur est donc considéré comme une source de bruit blanc gaussien en bande étroite. Cette tension de bruit dégrade aussi bien la mesure de l'amplitude du signal que sa phase. Pour un grand rapport signal sur bruit (ici RSB = 35), le bruit de phase $\varphi_P(t)$ suit une distribution gaussienne au voisinage de $\varphi_P(t) = 0$ avec une variance de phase égale à $\sigma_P = 1/(2\text{RSB}^2)$ [23]. D'autre part, la variance du bruit de phase de la PLL s'écrit, si on néglige le bruit de tous les éléments de la boucle (ce qui est le cas expérimentalement) [24] :

$$\sigma_L^2 = \frac{2B_n}{B_I} \sigma_P^2 \quad \text{avec} \quad B_n = \int_0^\infty |T(j\omega)|^2 df = \frac{\omega_n(1 + 4\xi^2)}{8\xi}.$$

Pour réduire la variance du bruit de phase de la mesure, il faut que B_n soit minimale ce qui est obtenu avec une valeur de ξ égale à $\sqrt{2}/2$. Le fréquencemètre mesurant la fréquence du signal local dans une fenêtre d'analyse $t_G = 1$ s, il mesure une phase égale à $\omega_L t_G$ avec un bruit de phase égale à σ_L . Globalement, le rapport signal sur bruit de la mesure de la fréquence de précession s'écrit :

$$\text{RSBF} = \frac{\omega_L t_G}{\sqrt{\frac{3\sqrt{2}}{8} \frac{\omega_n}{B_I}}} \text{RSB} = \frac{B_0}{\delta B}.$$

Pour $\omega_n = 20 \pi \text{rd s}^{-1}$, $\xi = 0,707$, $t_G = 1$ s, $B_I = 70$ Hz, $\omega_L = 9337 \text{rd s}^{-1}$, $\text{RSB} = 35$ (circuit non accordé), on a $\text{RSBF} = 10^6$ et on obtient une sensibilité $\delta B = 50$ pT pour la mesure du champ magnétique terrestre ($B_0 = 50 \mu\text{T}$).

3. Résultats expérimentaux

3.1. CIRCUIT DE DÉTECTION NON ACCORDÉ À LA FRÉQUENCE DE LARMOR (COUPLAGE FAIBLE). — Le circuit de détection, constitué des bobines de détection connectées à l'amplificateur, a une fréquence propre de résonance (12 kHz) largement supérieure à la fréquence de Larmor (1490 Hz). La figure 8 montre alors l'allure du signal de sortie de l'amplificateur à faible bruit directement observé sur un oscilloscope à mémoire. après un basculement de 90° des spins. L'évolution temporelle de l'amplitude du signal de précession (en valeur logarithmique) est reportée sur la figure 9. On en déduit que cette amplitude décroît suivant une loi exponentielle (la constante de temps T_2 vaut environ une heure vingt). Ce résultat est en excellent accord avec l'hypothèse du couplage faible résultant des valeurs des coefficients de couplage $K_R = 1,3 \times 10^{-4}$ S.I. et $K_I = -9,3 \times 10^{-7}$ S.I. correspondant à nos conditions expérimentales. Pour 13 % de polarisation nucléaire obtenu dans des cellules remplies d'hélium sous 3,5 torrs ($M_0 = 4,4 \text{ nJ T}^{-1}$), la relation (3) indique que le décalage de fréquence ne dépasse pas $9 \mu\text{Hz}$ soit $0,3 \text{ pT}$ dans le pire des cas où $M_Z \approx M_0$ (basculement d'un petit angle).

La figure 10 montre l'évolution de la fréquence de précession détectée par la PLL réglée avec les paramètres ($f_C = 5$ Hz et $\xi = 0,707$) puis mesurée par un fréquencemètre HP53131A dans une fenêtre d'analyse de 1 s. On constate que le rapport signal sur bruit de la mesure se dégrade au cours du temps. La cause majeure de cette dégradation est liée à la décroissance exponentielle de l'amplitude du signal de précession. En effet, le bruit d'électronique n'évoluant pas, il est clair que le rapport signal sur bruit diminue avec l'amplitude du signal. De plus, le

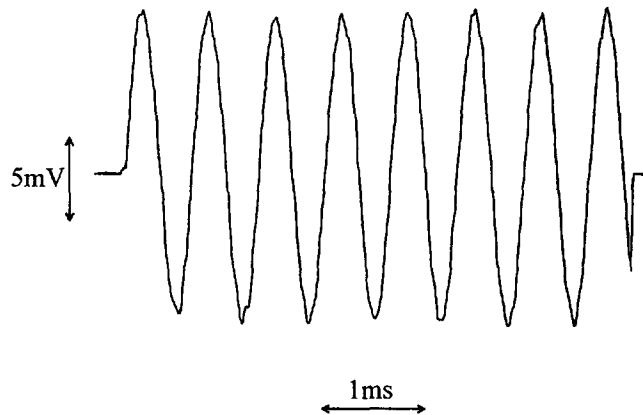


Fig. 8. — Enregistrement du signal de précession v_P observé directement à l'oscilloscope après un basculement de 90° des spins, le circuit de détection n'étant pas accordé (taux de polarisation nucléaire $P_0 = 13\%$).

[Oscilloscope recording of the precession signal following a 90° pulse, the detection circuit being not tuned to the Larmor frequency (nuclear polarization rate $P_0 = 13\%$).]

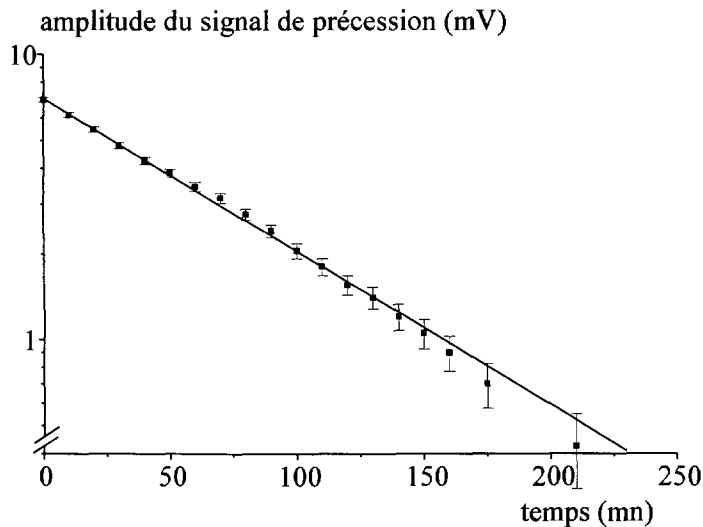


Fig. 9. — Évolution temporelle de l'amplitude du signal de précession v_P dans le cas du couplage faible ($P_0 = 13\%$).

[Time evolution of the amplitude of the precession signal v_P in the case of weak coupling ($P_0 = 13\%$).]

coefficient d'amortissement ξ et la bande passante de la boucle diminuent avec le coefficient K_D qui décroît avec l'amplitude V_P du signal. Par suite, le filtrage du signal par la PLL ne se fait plus dans les conditions optimales de bruit obtenues pour $\xi = 0,707$.

Pour s'assurer du bon fonctionnement du magnétomètre à ^3He , nous comparons ses mesures à celles obtenues avec un magnétomètre à ^4He mis au point dans notre laboratoire. La figure 11

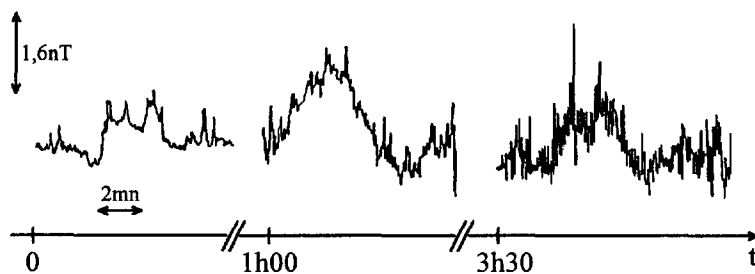


Fig. 10. — Brèves séquences d'enregistrement des variations temporelles du champ magnétique terrestre au voisinage du laboratoire. Le rapport signal sur bruit se dégrade avec la décroissance du signal de précession.

[Brief sequences of the time variations of the earth magnetic field near our laboratory. The signal to noise ratio decreases together with the precession signal amplitude.]

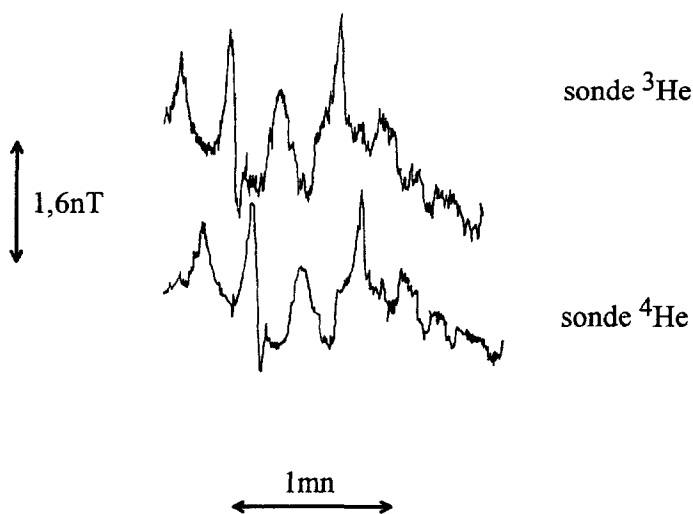


Fig. 11. — Enregistrements simultanés de la variation du champ magnétique mesurée par deux magnétomètres distincts, l'un à ^3He et l'autre à ^4He . Le décalage temporel entre les deux enregistrements est dû au décalage des plumes du traceur.

[Recordings of the earth magnetic field measured with two specific magnetometers (^3He and ^4He). One notes the trivial pen offset.]

représente l'enregistrement simultané des signaux des deux magnétomètres dont les bandes passantes ont été égalisées. On constate une très bonne corrélation entre ces deux mesures indépendantes. Il est à noter que le rapport signal sur bruit obtenu avec le magnétomètre à ^4He est actuellement meilleur qu'avec le magnétomètre à ^3He . Pour ce dernier magnétomètre, le bruit provient essentiellement du bruit du système électronique de détection, il vaut environ 40 pT, valeur en accord avec celle calculée en considérant les sources de bruit des bobines et de l'amplificateur.

Nous avons réalisé deux magnétomètres à ^3He identiques placées à 50 cm l'un de l'autre. Les deux électroniques de détection identiques ont le même gain et la même bande passante.

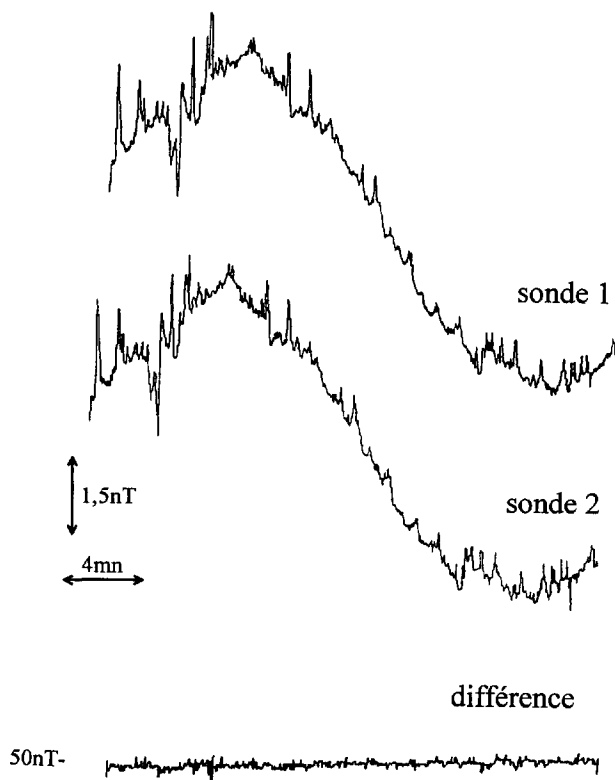


Fig 12 — Mesure différentielle à l'aide de deux magnétomètres à ^3He identiques. Le décalage temporel entre les enregistrements est dû au décalage des plumes du traceur.

[Differential measurement with two identical ^3He magnetometers. One notes the trivial pen offset.]

La figure 12 montre l'évolution du champ magnétique mesuré par chaque magnétomètre ainsi que leur différence. Elle n'est pas nulle compte tenu du gradient local du champ magnétique de 50 nT, valeur en parfait accord avec celle obtenue avec un magnétomètre différentiel à ^4He . Cette expérience permet une caractérisation expérimentale du bruit d'un magnétomètre à ^3He . Le bruit sur le signal différence vaut environ 60 pT, ce qui donne un bruit de 43 pT pour chacun des magnétomètres. Il est intéressant de signaler que dans cette configuration, nous avons très simplement mis en évidence l'effet gyroscopique sur la détection du magnétomètre à ^3He . L'une des sondes demeure fixe et l'autre est animée d'un mouvement de rotation d'environ 4 tours/min dans un sens puis dans l'autre, le signal différence détecté est représenté sur la figure 13. La sensibilité ΔN de ce gyroscope est directement reliée à la sensibilité en champ magnétique ΔB par l'intermédiaire du rapport gyromagnétique γ : $\Delta N_{(\text{tr}/\text{min})} = \frac{30}{\pi} \gamma_{(\text{rd s}^{-1}\text{T}^{-1})} \Delta B_{(\text{T})} \approx 1,95 \times 10^9 \Delta B_{(\text{T})}$, ce qui fait dans notre cas une sensibilité voisine de $0,5 \text{ tour min}^{-1}$.

3.2. CIRCUIT DE DÉTECTION ACCORDÉ À LA FRÉQUENCE DE LARMOR (COUPLAGE FORT). — À l'aide d'un simple condensateur on accorde le circuit de détection à la fréquence de Larmor. Le signal détecté est alors environ dix fois supérieur au signal précédent. La durée de l'évolution du signal est très courte devant les temps de relaxations T_1 et T_2 , les coefficients de couplage

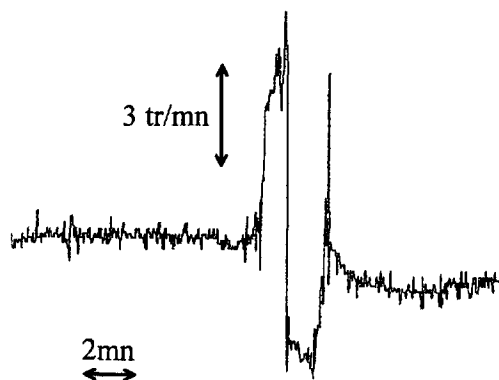


Fig. 13 — Mise en évidence de l'effet gyroscopique sur le signal différentiel. Une des deux sondes subit une rotation dans un sens puis dans l'autre avec une vitesse angulaire d'environ 4 tours/minutes.

[Gyroscopic effect on the differential signal. One of the two sensors is rotated into one direction then in the opposite with an angular velocity of about 4 turns/min.]

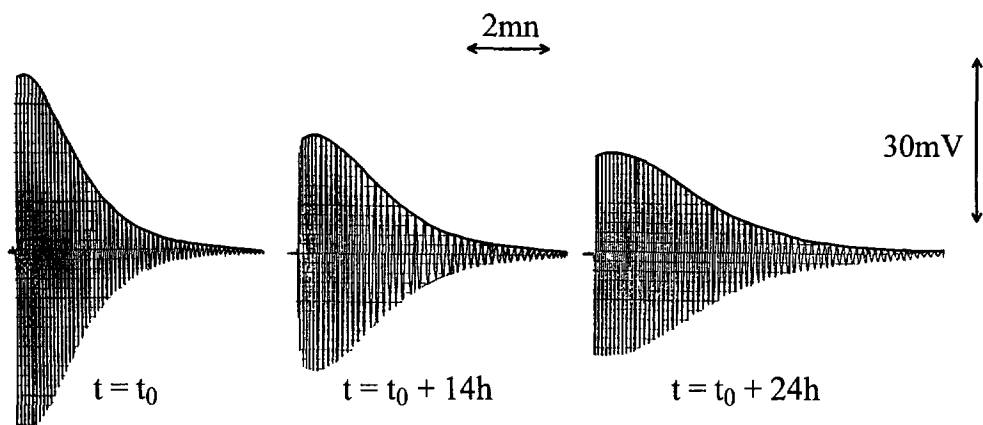


Fig. 14. — Signal de précession après chaque basculement (à $t = t_0$, $t = t_0 + 14$ h et $t = t_0 + 24$ h) des spins de 120° , dans le cas du couplage fort ($P_0 = 6\%$). On a représenté sur les courbes, les enveloppes des signaux calculées avec la relation (4).

[Precession signal following a 120° pulse (at $t = t_0$, $t = t_0 + 14$ h and $t = t_0 + 24$ h), in the case of strong coupling ($P_0 = 6\%$). The calculated envelopes (relation (4)) are represented in full line on the experimental curve.]

K_R et K_I sont estimés à 0 et -77×10^{-3} S.I. : les hypothèses correspondant au couplage fort décrit précédemment sont alors parfaitement satisfaites. Afin de visualiser l'évolution de $M_t(t)$ sur un enregistreur graphique, on effectue un changement de fréquence du signal détecté pour obtenir un battement à très basse fréquence. Sur la figure 14, on a représenté l'évolution expérimentale du signal, l'enveloppe tracée correspond à l'évolution calculée de $M_t(t)$. Chaque basculement correspond à un angle θ de 120° . Notons que cette série de basculements peut être effectuée pour mesurer le temps de relaxation longitudinale T_1 [16]. Pour l'application à la magnétométrie, il faudrait mesurer la fréquence de précession au voisinage du maximum

du signal, là où le décalage de fréquence est pratiquement nul. Ce mode de fonctionnement nécessite la réalisation d'un dispositif électronique légèrement différent du précédent, compte tenu de la nécessité de faire basculer les spins chaque fois que l'on mesure B_0 .

4. Conclusion

L'originalité du magnétomètre à ^3He réside évidemment dans la nature séquentielle de son fonctionnement : la création de l'orientation nucléaire, en présence de décharge et d'excitation laser, dure quelques minutes. Elle est suivie d'une période pouvant durer plusieurs heures où l'on peut mesurer le champ magnétique grâce à la précession des spins nucléaires. La consommation électrique correspondant à l'alimentation de l'électronique d'exploitation du signal est alors extrêmement faible (quelques dizaines de mW). Comme nous l'avons montré, les phénomènes de précession des spins nucléaires de ^3He dépendent beaucoup de leur interaction avec le circuit de détection. Les caractéristiques et performances du magnétomètre dépendent donc de l'exploitation des signaux résultants.

Dans le cas du couplage faible, la durée d'exploitation de la précession après un basculement peut atteindre plusieurs heures pendant lesquelles le dispositif mesure le champ magnétique sans interruption. Le rapport signal sur bruit est limité par la faible force électromotrice induite et se dégrade avec la diminution de M_t . L'erreur de fréquence est faible et demeure inférieure à 0,3 pT. Nous avons décrit le fonctionnement du magnétomètre dans ce cas. Il est clair que l'amélioration des performances obtenues réside maintenant dans l'optimisation du système électronique de détection (adaptation optimale de la cellule associée aux bobines, réduction du bruit de l'amplificateur de mesure). Une méthode élégante d'annulation du champ de réaction devrait permettre d'accorder le circuit de détection [25]. On bénéficierait ainsi de l'effet de surtension des bobines, d'où une amélioration du rapport signal sur bruit, sans diminuer le temps d'évolution de M_t après basculement. Il est intéressant de rappeler que l'erreur de fréquence serait alors rigoureusement nulle.

Une des applications potentielles du magnétomètre à ^3He est la télédétection dans le milieu marin. Afin d'approcher la sonde du magnétomètre le plus près possible de la masse ferromagnétique à détecter, il pourrait être intéressant d'imaginer une sonde munie d'un dispositif radioélectrique de transmission du signal de précession. Cette sonde, peu coûteuse car ne comportant que très peu d'éléments optiques ou électroniques, serait pompée optiquement à bord d'un aéronef puis jetée à la mer à un endroit où l'on suspecte une présence ferromagnétique. Nous avons effectué des tests préliminaires dans ce sens, où la "sonde" tout d'abord soumise au pompage optique dans notre laboratoire, était ensuite transportée sur un site de mesure situé à une cinquantaine de mètres.

Bibliographie

- [1] Lenz J.E., A review of magnetic sensors, *Proc. IEEE* **78** (June 1990) 973.
- [2] Ludwig F., High- T_c SQUID magnetometers, 5th international superconductive electronics conference (Nagoya, Japan, September 18-21, 1995).
- [3] Alexandrov E.B., Balabas M.V., Pasgalev A.S., Vershovskii A.K., and Yakobson N.N., Double-Resonance Atomic Magnetometers: from Gas Discharge to Laser Pumping, *Laser Physics* **6** (1996) 244.
- [4] Handbook of geophysics (The MacMillan Company, New York, 1960).

- [5] Iufer E.J., Low magnetic field technology for space exploration, *Rev. Phys. Appl.* **5** (1970) 169.
- [6] Leduc M. et Hamel J., Magnétométrie à hélium pompé par laser, *Rev. Sci. Déf.* **4** (1989) 31.
- [7] Wikswo J.P., SQUID magnetometers for biomagnetism and non destructive testing - important questions and initial answers, *IEEE Trans. Appl. Superconductivity* **5** (1995).
- [8] Chéron B., Gilles H., Hamel J., Moreau O. and Noël E., A new optical pumping scheme using a frequency modulated semi-conductor laser for ^4He magnetometer, *Opt. Comm.* **115** (1995) 71.
- [9] Chéron B., Gilles H., Hamel J., Moreau O. and Noël E., ^4He optical pumping with frequency modulated light, *J. Phys. II France* **6** (1996) 175.
- [10] Schearer L.D., Colegrove F.D. and Walters G.K., Optical pumped nuclear magnetometer, *Rev. Sci. Instrum.* **34** (1963) 1363.
- [11] Soclum R.E., Marton B.J., A nuclear free precession magnetometer using optically polarized He^3 gas, *IEEE Trans. Mag.* **10** (1974) 528.
- [12] Richards M.G., Cowan B.P., Secca M.F. and Machin K., The ^3He nuclear Zeeman maser, *J. Phys. B* **21** (1988) 665.
- [13] Chupp T.E., Oteiza E.R., Richardson J.M. and White T.R., Precision frequency measurements with polarized ^3He , ^{21}Ne , and ^{129}Xe atoms, *Phys. Rev. A* **38** (1988) 3998.
- [14] Chupp T.E., Hoare R.J., Walsworth R.L. and Wu Bo, Spin-Exchange-Pumped ^3He and ^{129}Xe Zeeman Masers, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 2363.
- [15] Mc Gregor and Douglas D., Apparatus for measuring the magnitude of a magnetic field, European patent application, n°84305946.0 (1984).
- [16] Chéron B., Gilles H., Hamel J., Leduc M., Moreau O. and Noël E., ^3He nuclear spin relaxation in cesium coated cells at room temperature, *J. Phys. III France* **5** (1995) 1287.
- [17] Colegrove F.D., Schearer L.D. and Walters G.K., Polarization of ^3He Gas by Optical Pumping, *Phys. Rev.* **132** (1963) 2561.
- [18] Larat C., Laser LNA de puissance, application au pompage optique de l'hélium-3 et des mélanges hélium-3/hélium-4, Thèse de doctorat (Université Paris VI, 1991).
- [19] Nacher P.J. and Leduc M., Optically pumping in ^3He with a laser, *J. Phys. France* **46** (1985) 2057.
- [20] Heil W., Humblot H., Otten E., Schafer M., Surkau R. and Leduc M., Very long nuclear relaxation times of spin polarized helium-3 in metal coated cells, *Phys. Lett. A* **201** (1995) 337.
- [21] Abragam A., The principles of nuclear magnetism (Oxford press, 1961).
- [22] Tastevin G., Hélium-3 polarisé : ondes de spin et liquéfaction du gaz, Thèse de Doctorat (Université de Paris VI, 1987).
- [23] Ott H.W., Noise reduction techniques in electronic systems (John Willey & Sons, 1955).
- [24] Encinas J., Systèmes à verrouillage de phase-PLL (Masson, 1990).
- [25] Broekaert P. and Jeener J., Suppression of Radiation Damping in NMR in Liquids by Active Electronic Feedback, *J. Magn. Reson. A* **113** (1995) 60.