Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 14 (1961)
Heft: 1

Artikel: La structure de la raie de résonance magnétique des protons du DPPH à basse température
Autor: Reimann, Richard
Kapitel: II: Stabilisation d'un champ magnétique d'un électro-aimant
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-739559

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 30.06.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

C'est pourquoi nous décrivons brièvement les précautions à prendre pour stabiliser dans les meilleures conditions.

Si l'appareillage sert à stabiliser un courant, il faut que les bobines d'Helmholtz aient une position fixe par rapport au champ terrestre. La valeur H_0 correspond à ces conditions à un champ qui est la résultante du champ créé par les bobines d'Helmholtz et le champ terrestre.

On pourrait également entourer les bobines par un blindage magnétique. Ainsi le champ terrestre ne pénétrerait plus dans l'espace où se trouvent les bobines d'Helmholtz avec la sonde. Il faudrait naturellement que les parois de ce dispositif soient suffisamment éloignées des bobines afin que les lignes de force se ferment plutôt dans l'air et ne passent pas par la matière magnétique du blindage, car ce blindage se saturerait et deviendrait inefficace. C'est pourquoi cette solution est assez difficile à réaliser pratiquement et exige sans doute l'usage de deux blindages concentriques: l'un intérieur pour fermer le champ des bobines, l'autre extérieur pour éliminer le champ terrestre; le premier en anhyster (saturation 1 gauss), l'autre en mu-métal (saturation 0,1 gauss).

Remarquons que la stabilisation du courant n'est pas limitée à une valeur fixe J_0. On pourrait très bien s'imaginer un mécanisme qui permettrait d'écarter ou de rapprocher les deux bobines d'Helmholtz l'une de l'autre. Suivant leur position le courant J_0 prendrait des valeurs différentes pour créer le même champ magnétique H_0.

II. Stabilisation d'un champ magnétique d'un électro-aimant.

1. *Le principe.*

L'appareillage décrit précédemment nous a servi avec quelques modifications à stabiliser le champ magnétique d'un électro-aimant Beaudouin, type 683 A pour nos expériences de spectrograohie. Il faut pour cela remplacer la résonance électronique du DPPH par la résonance magnétique des protons de l'eau. Ainsi nous avons réussi à contrôler un champ de 7000 gauss avec une précision de 5.10^{-6} pendant la durée d'une heure. Ce travail fut exécuté en collaboration avec mon camarade R. Becherer qui a conçu le dispositif de pré-stabilisation ainsi que l'étage de réglage transistorisé [4].

Le principe est expliqué dans le schéma de la figure 28. Le courant de 7 amp. qui alimente l'aimant est fourni par une dynamo entraînée par un moteur synchrone et dont l'excitation est stabilisée. Les

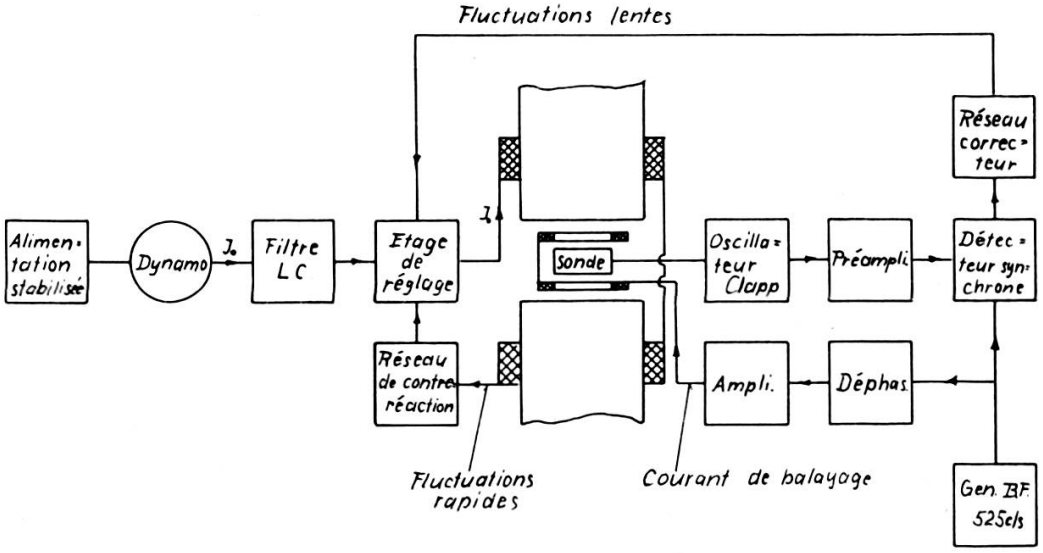

Fig. 28.
Schéma de principe de la stabilisation du champ magnétique d'un électroaimant.

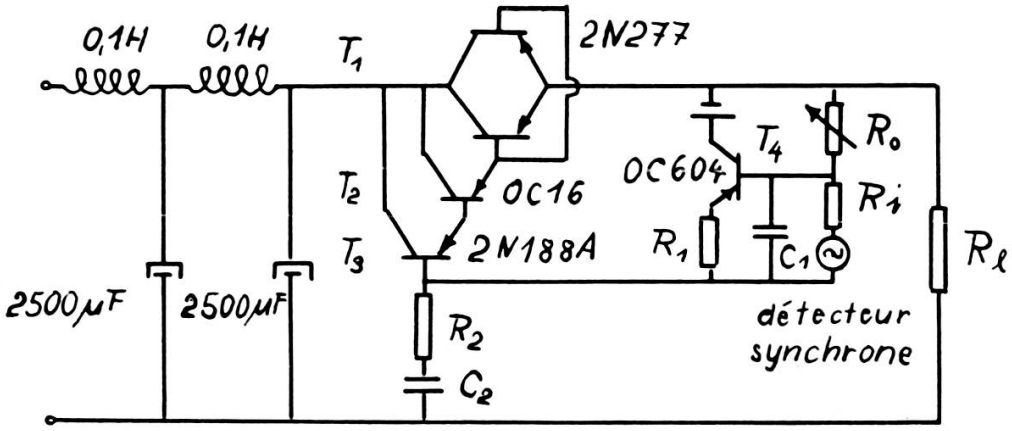

Fig. 29.
L'étage de réglage.

fluctuations rapides ainsi que le ronflement sont supprimés d'abord par un filtre LC puis par un étage de réglage préliminaire, muni d'une boucle de contre-réaction. Les fluctuations lentes qui provoquent une variation du champ magnétique sont décelées par la résonance magnétique des protons et ramenées sur le même étage de réglage.

Le système à contre-réaction comprend l'étage de réglage à transistors parcouru par le courant d'alimentation et un réseau de contre-réaction qui ramène à l'entrée de cet étage le signal d'erreur prélevé aux bornes de l'électro-aimant. La fréquence de coupure de ce réseau est environ 5 c/s.

Les fréquences plus basses que 5 c/s ainsi que les dérives provoquées par exemple par les variations de température dans le fer de l'électro-aimant et dans les transistors sont compensées en mettant en jeu la résonance magnétique des protons d'une solution aqueuse de nitrate ferrique. Une concentration de 2N fournit des temps de relaxations égaux $T_1 = T_2$ très court, et empêche le signal de résonance de présenter des « wiggles ». La bande passante du circuit de réglage protonique est limité par un réseau correcteur passif à la sortie du détecteur synchrone. Sa fréquence de coupure est 5 c/s environ.

2. *Calcul de l'étage de réglage.*

Le schéma de l'étage de réglage est représenté dans la figure 29.

Pour calculer cet étage, nous avons adopté une méthode itérative. La figure 30 représente le schéma équivalent pour les transistors T_1 et T_2. Il est valable pour les basses fréquences à faible niveau [30].

$$i_c = h'_{22I}\, u_c + h'_{21I}\, i_{1I} + h'_{21II}\, i_b \tag{51}$$

$$u_b = h'_{12I}\, u_c + h'_{11I}\, i_{1I} + h'_{11II}\, i_b \tag{52}$$

$$i_{1I} = h'_{21II}\, i_b + i_b = i_b (1 + h'_{21II}) \,, \tag{53}$$

Compte tenu de (51), il devient :

$$i_c = h'_{22I}\, u_c + h'_{21I}\, i_b (1 + h'_{21II}) + h'_{21}\, i_b$$

$$i_c = i_b (h'_{21I} + h'_{21I}\, h'_{21II} + h'_{21II}) + h'_{22I}\, u_c \tag{54}$$

$$u_b = h'_{12I}\, u_c + \left[h'_{11I} (1 + h'_{21II})\right] i_b + h'_{11II}\, i_b$$

$$u_b = i_b \left[h'_{11I} (1 + h'_{21II}) + h'_{11II}\right] + h'_{12I}\, u_c \,. \tag{55}$$

L'ensemble de T_1, T_2 peut maintenant être considéré comme un seul transistor avec les paramètres hybrides fictifs suivants:

$$H'_{11} = h'_{11I}(1 + h'_{21II}) + h'_{11II} \tag{56}$$

$$H'_{12} = h'_{12I} \tag{57}$$

$$H'_{21} = h'_{21I}\, h'_{21II} + h'_{21I} + h'_{21II} \tag{58}$$

$$H'_{22} = h'_{22I}\,. \tag{59}$$

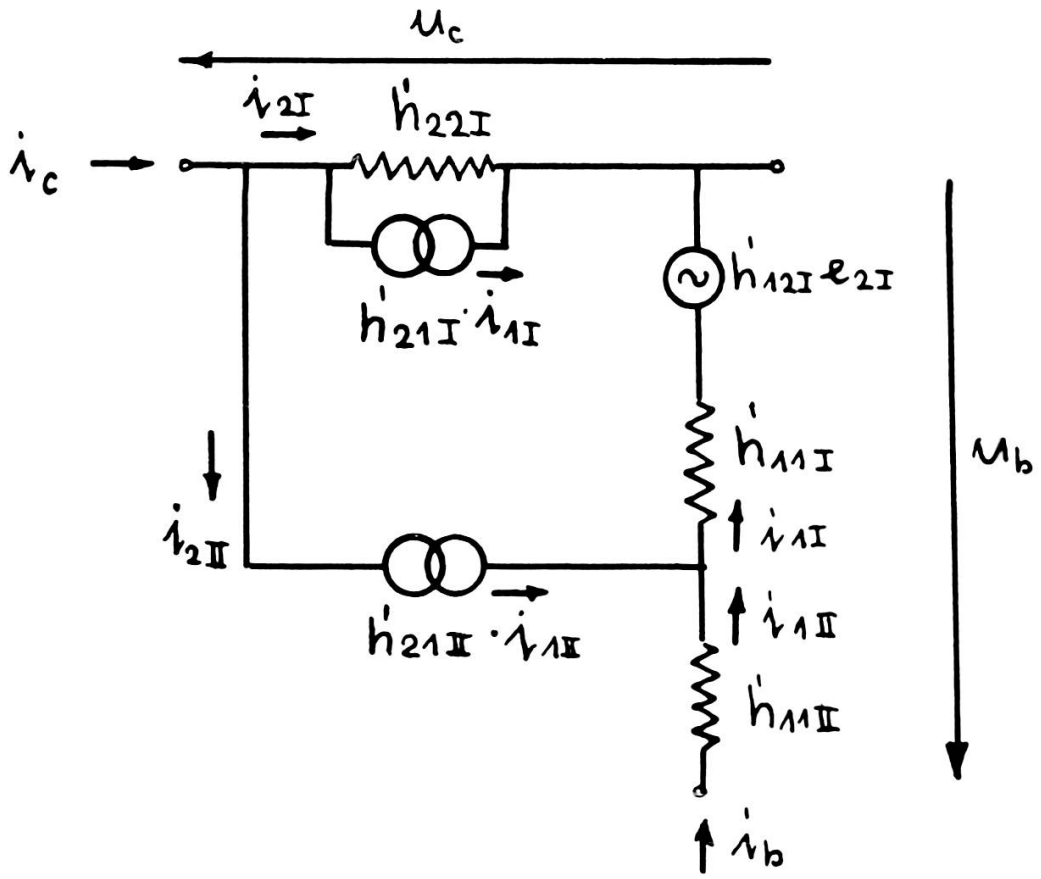

Fig. 30.

Schéma équivalent pour T_1 et T_2.

Pour calculer finalement l'ensemble T_1, T_2, T_3 on ramène le calcul au cas précédent. Par analogie on obtient alors pour les nouveaux paramètres hybrides fictifs:

$$T'_{11} = H'_{11}(1 + h'_{21III}) + h'_{11III}$$

$$T'_{12} = H'_{12}$$

$$T'_{21} = H'_{21I}(1 + h'_{21III}) + h'_{21III}$$

$$T'_{22} = H'_{22}\,,$$

compte tenu de (56) jusqu'à (59) on obtient:

$$T'_{11} = [h'_{11I}(1 + h'_{21II}) + h'_{11II}](1 + h'_{21III}) + h'_{11III}$$
$$T'_{12} = h'_{12I}$$
$$T'_{21} = [h'_{21I}(1 + h'_{21II}) + h'_{21II}](1 + h'_{21III}) + h'_{21III}$$
$$T'_{22} = h'_{22I}$$

avec les valeurs numériques:

$h'_{11I} = 2$	$h'_{11II} = 50$	$h'_{11III} = 2600$
$h'_{12I} = 0{,}12$	$h'_{12II} = 5\ 10^{-2}$	$h'_{12III} = 10^{-2}$
$h'_{21I} = 20$	$h'_{21II} = 50$	$h'_{21III} = 50$
$h'_{22I} = 2\ 10^{-3}$	$h'_{22II} = 10^{-4}$	$h'_{22III} = 10^{-4}$

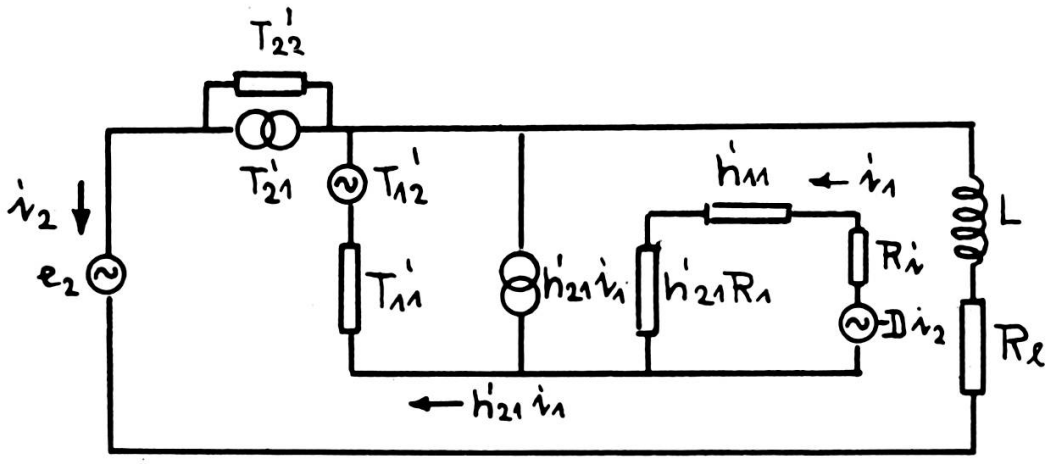

Fig. 31.

Schéma équivalent pour les fluctuations lentes.

L = self-inductance comprenant l'aimant, le filtre et le rotor de la dynamo

R_1 = résistance totale dans le circuit d'alimentation.

on obtient pour les paramètres hybrides fictifs:

$$T'_{11} = 10'350 \qquad T'_{21} = 54'650$$
$$T'_{12} = 0{,}12 \qquad T'_{22} = 2\ 10^{-3}\ .$$

Le schéma équivalent total pour les fluctuations lentes est représenté dans la figure 31.

Aux bornes du détecteur synchrone se trouve la tension d'erreur $-Di_2$. Cette tension d'erreur provoque un courant d'entrée i_1 dans l'étage T_4.

On obtient alors:

$$i_1 = \frac{-Di_2}{h'_{11} + h'_{21} R_1 + R_i} \tag{60}$$

et pour

$$i_2 = T'_{21} h'_{21} \frac{-Di_2}{h'_{11} + h'_{21} R_1 + R_i} + T'_{22} \left(e_2 - i_2 (R_L + pL)\right) \tag{61}$$

pour le cas stationnaire, il devient

$$i_2 \left(1 + T'_{22} R_L + T'_{21} h'_{21} \frac{D}{h'_{11} + h'_{21} R_1 + R_i}\right) = T'_{22} e_2$$

$$i_2 = T'_{22} e_2 \frac{1}{1 + T'_{22} R_L + T'_{21} h'_{21} - \dfrac{D}{h'_{11} + h'_{21} R_1 + R_i}}$$

pour le facteur de réglage N, on obtient ensuite:

$$N = \frac{1 + T'_{22} R_L + T'_{21} h'_{21} \dfrac{D}{h'_{11} + h'_{21} R_1 + R_i}}{1 + T'_{22} R_L}$$

$$= 1 + \frac{T'_{21} h'_{21} \dfrac{D}{h'_{11} + h'_{21} R_1 + R_i}}{1 + T'_{22} R_L} \tag{62}$$

avec les valeurs numériques:

$D = 4\,000$ volts/ampère	$h'_{11} = 1200$
$R_1 = 200\ \Omega$	$h'_{12} = 7 \cdot 10^{-4}$
$R_i = 5\ \Omega$	$h'_{21} = 65$
$R\zeta = 30\ \Omega$	$h'_{22} = 0{,}9\ 10^{-4}$

On obtient: $N \approx 7.10^5$.

On peut maintenant construire le « signal-flow diagram » du système pour le cas stationnaire en prenant l'équation (61) comme base (voir fig. 32).

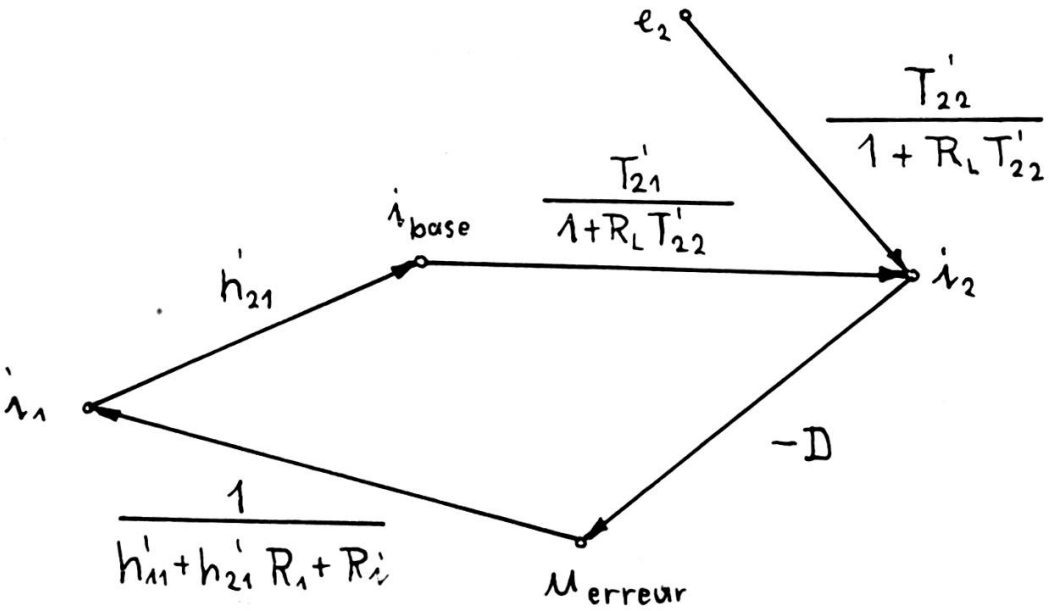

Fig. 32.

« Signal-flow diagram » pour le circuit de réglage protonique.

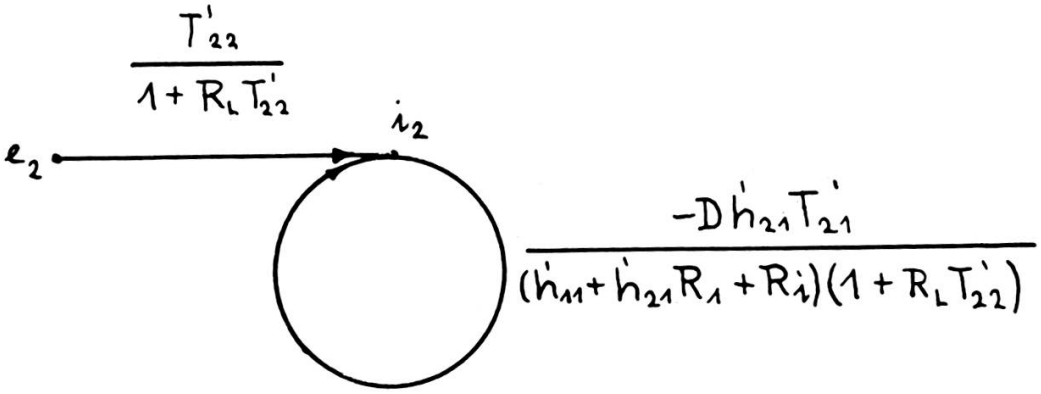

Fig. 33.

Le diagramme réduit.

Le diagramme réduit est représenté dans la figure 33.

Pour la fonction de transfert en boucle fermée on obtient ensuite:

$$\frac{i_2}{e_2} = \frac{T'_{22}}{1+R_L T'_{22}} \frac{1}{1+\dfrac{Dh'_{21}\,T'_{21}}{(h'_{11}+h'_{21}\,R_1+R_i)(1+R_L\,T'_{22})}} \tag{63}$$

et pour l'écart de position:

$$i_2 = \frac{T'_{22}}{1 + R_L T'_{22}} \frac{e_2}{1 + \dfrac{D h'_{21} T'_{21}}{(h'_{11} + h'_{21} R_1 + R_i)(1 + R_L T'_{22})}} \tag{64}$$

Pour une fluctuation de la tension d'alimentation de 0,1 volt le courant varie seulement de 0,27 10^{-6} milliampère.

III. La résonance magnétique des protons du DPPH a basse température

1. *Rappel théorique.*

Une substance paramagnétique telle que le DPPH possède naturellement un moment magnétique moléculaire, dû à un spin électronique non apparié. La présence de ce spin électronique, crée au niveau du noyau, un champ local $\vec{H}_L$ très important. Ainsi le noyau et soumis au champ résultant du champ extérieur appliqué $\vec{H}_0$ et du champ local $\vec{H}_L$.

Il existera donc un déplacement de la raie, qui sera important du fait même de l'importance du champ local.

Puisque la configuration électronique influe sur la résonance magnétique des noyaux environnants, nous sommes amenés à préciser les modes de couplage entre noyaux et électrons.

Deux modes de couplages sont possibles:

a) Couplage dipolaire.

Il s'agit de l'interaction magnétique dipôle-dipôle entre noyau et électron célibataire. L'énergie est de la forme:

$$\frac{1}{r_3} [\vec{I} \cdot \vec{S}] - \frac{3 (\vec{I} \cdot \vec{r}) (\vec{S} \cdot \vec{r})}{r^5} \tag{65}$$

$\vec{I}$ est le vecteur spin nucléaire
$\vec{S}$ est le vecteur spin électronique
$\vec{r}$ vecteur joignant le noyau à l'électron.