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

Objekttyp: **Chapter**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **14 (1961)**

Heft 1

PDF erstellt am: **05.06.2024**

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://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

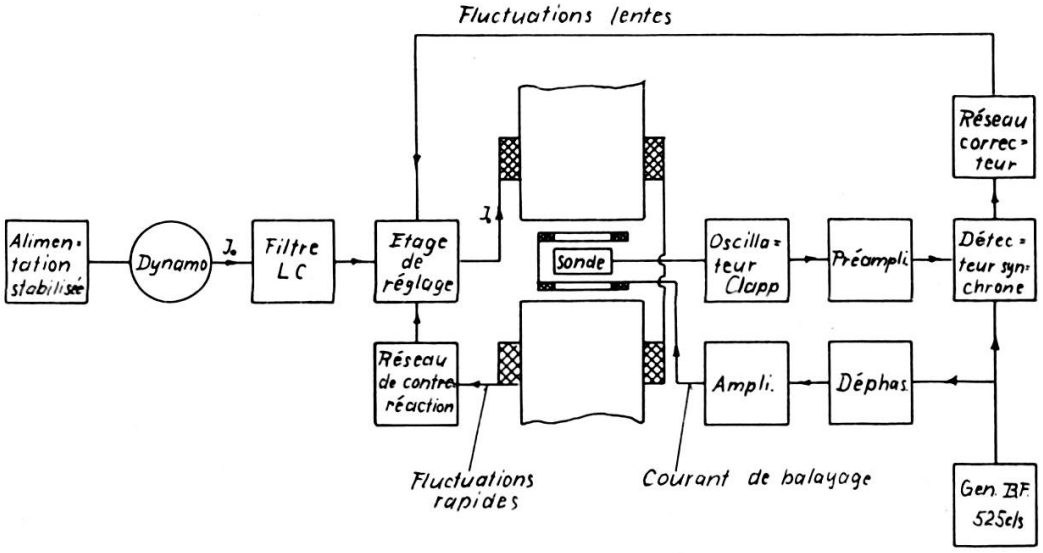

Fig. 28.
Schéma de principe de la stabilisation du champ magnétique d'un électroaimant.

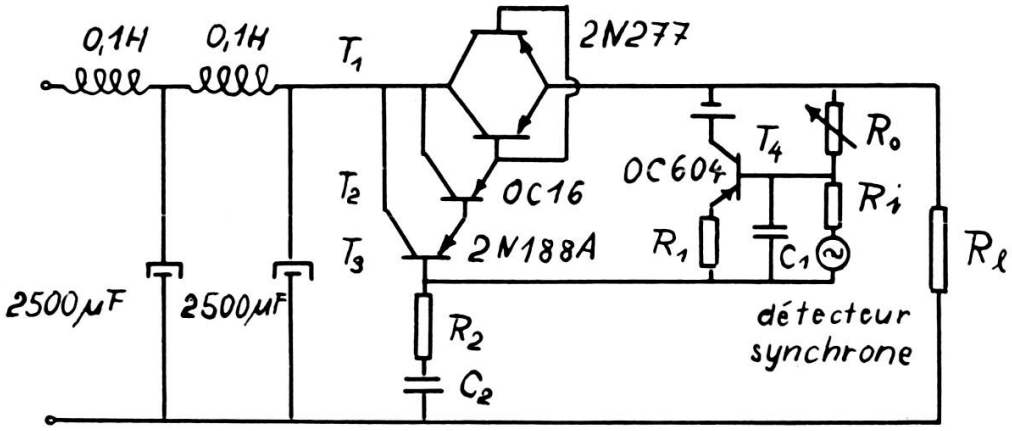

Fig. 29.
L'étage de réglage.

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:

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

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

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

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

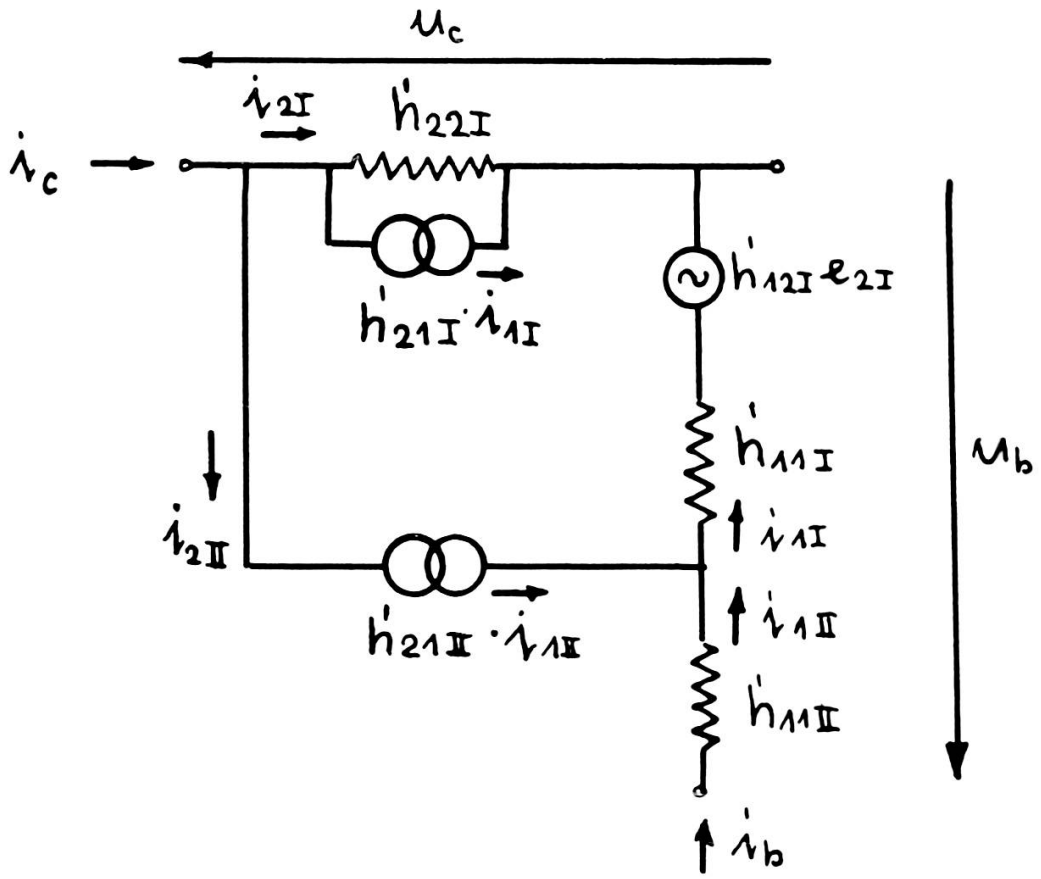

Fig. 30.

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:

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

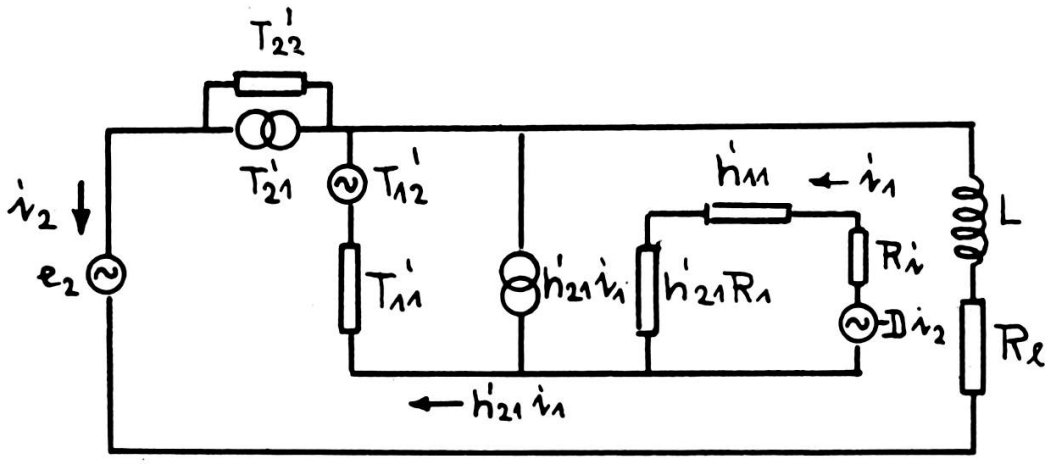

Fig. 31.

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).

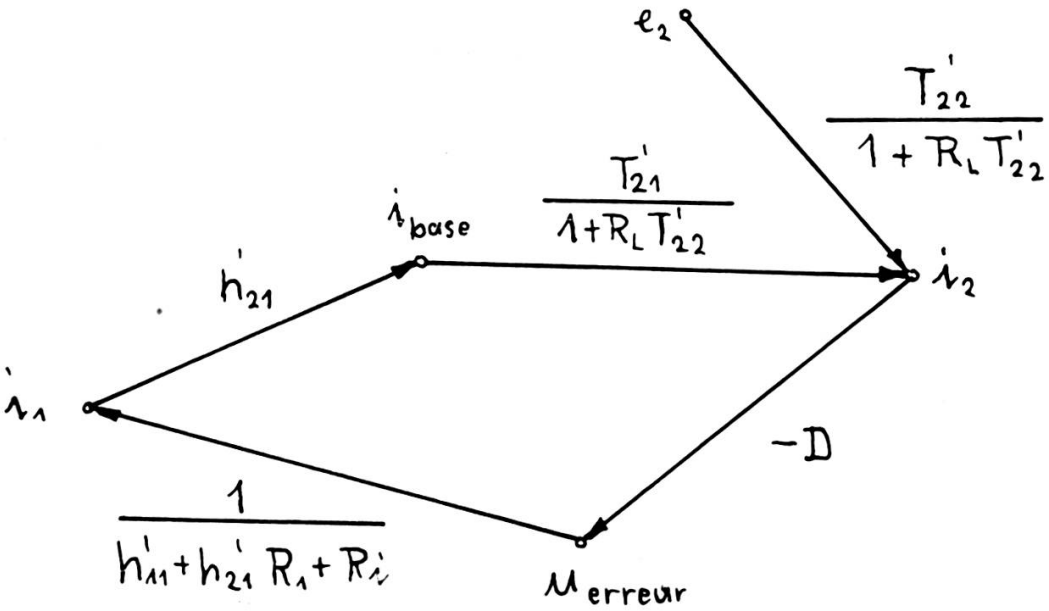

Fig. 32.

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

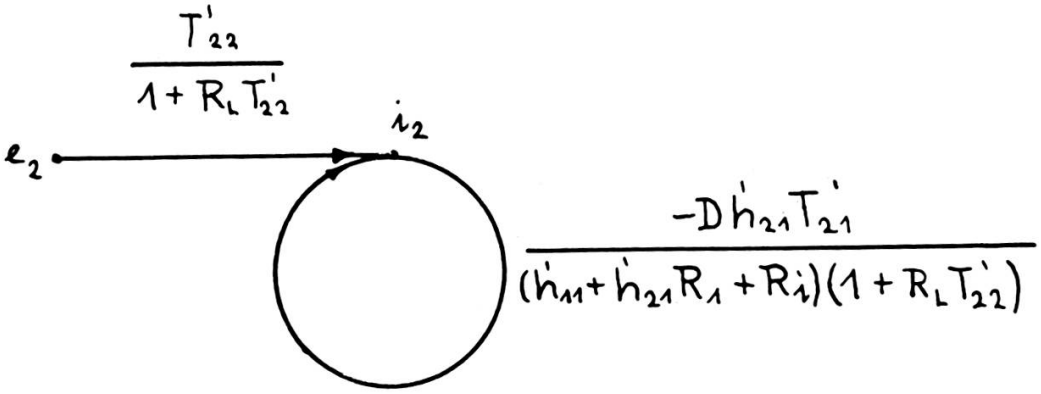

Fig. 33.

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.