



HAL
open science

Etude et conception d'un dispositif de détection de fines particules métalliques

Guy Zaloylo

► **To cite this version:**

Guy Zaloylo. Etude et conception d'un dispositif de détection de fines particules métalliques. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Henri Poincaré - Nancy 1, 1992. Français. NNT : 1992NAN10037 . tel-01748578

HAL Id: tel-01748578

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01748578>

Submitted on 29 Mar 2018

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.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

THESE

présentée pour l'obtention du

**DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE DE NANCY I**

Spécialité Electronique

par

Guy ZALOYLO

Ingénieur I.S.E.N.



**ETUDE ET CONCEPTION D'UN DISPOSITIF DE DETECTION DE
FINES PARTICULES METALLIQUES**

Soutenue publiquement le 7 février 1992 devant la Commission d'Examen

Président : G. KRZAKALA

Rapporteurs : B. LEPLEY
A. VANOVERSHELDE

Examineurs : M. DAROUACH
M. LENOIR
P. PIERROT
J-L. WANLIN

...à Jeannine

*"Everything should be made
as simple as possible,
but not too simpler"*

A. EINSTEIN

AVANT-PROPOS

Les travaux présentés dans ce mémoire résultent d'une collaboration entre le Laboratoire d'Automatique et de Recherche Appliqué de Longwy dirigé par M. le Professeur G. KRZAKALA à qui je tiens à exprimer toute ma gratitude pour m'avoir permis de les mener en toute confiance et liberté, et la société R. LENOIR S.A. dirigé par M. Michel LENOIR, son PDG, envers qui je suis tout particulièrement reconnaissant pour l'excellent climat qu'il a su instaurer dans nos relations tout au long de cette étude, et pour l'honneur qu'il me fait de participer à mon jury de thèse.

Je sais gré à M. le professeur M. DAROUACH d'avoir dirigé mes recherches en me laissant toute latitude dans mon travail, et en me faisant partager ses très hautes compétences dans le domaine du diagnostic et du traitement du signal.

J'adresse mes plus vifs remerciements à M. B. LEPLEY, professeur à l'Université de Metz et M. A. VANOVERSCHELDE, professeur à l'Université de Nancy, pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu apporter à mon travail en acceptant d'en être les rapporteurs.

Je suis particulièrement sensible à la présence dans mon jury de P. PIERROT, Maître de conférence à l'Université de Nancy I, que je tiens à remercier pour sa tolérance et l'intérêt qu'il a bien voulu apporter à la lecture de ce mémoire.

Que soient également remerciés toutes les personnes qui ont participées activement à l'élaboration de cet appareil : S. ALBANESI pour sa collaboration et les innombrables, mais toujours fructueuses, discussions que nous avons eues, M. MUSSET pour ses conseils avisés, M. ZASADZINSKI lors de l'étude de faisabilité,, J.L. PREUD'HOMME pour son aide et ses compétences techniques, sans oublier, bien entendu, J.L. WANLIN de la Société R. LENOIR pour ses critiques constructives pendant les différentes phases du projet.

Je ne saurais omettre dans mes remerciements toutes les personnes qui, à des degrés divers ont permis à ce document de voir le jour. Je pense à P. RISCHETTE, pour une certaine nuit blanche, et à mes collègues de travail, que je ne peux tous citer, mais qui m'ont permis de trouver le temps matériel de la rédaction.

SOMMAIRE

AVANT-PROPOS	V
SOMMAIRE	VI
INTRODUCTION	3
PREMIERE PARTIE : MODULE ANALOGIQUE	5
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LA DETECTION DE PARTICULES METALLIQUES	7
I.1 - Différents moyens physiques de détections de particules métalliques	7
I.2 - Méthodes utilisant les courants de Foucault	8
I.2.1 - Les courants de Foucault	8
I.2.2 - L'oscillateur à battements de fréquences	10
I.2.3 - Balance d'induction Emission/Réception	11
I.2.4 - Systèmes impulsionnels	13
I.2.5 - Les capteurs à circuits accordés	14
CHAPITRE II : INTERACTION D'UNE PARTICULE METALLIQUE AVEC UN CHAMP MAGNETIQUE VARIABLE	17
II.1- Modélisation classique	17
II.1.1 - Mise en équations	17
II.1.2 - Interprétation	18
II.2 - Effet de peau dans les conducteurs	19
II.2.1 - Description qualitative	19
II.2.2 - Etude quantitative	21

THESE Guy ZALOYLO

Les pages 114, 152 et 156

Sont manquantes dans l'original

SOMMAIRE

II.3 - Interaction d'une particule métallique avec un champ magnétique	22
II.3.1 - Définition de la fonction F	23
II.3.2 - Calcul du flux total créé par un solénoïde	26
II.3.3 - Répercussion sur les paramètres du solénoïde	26
II.4 - Optimisation de la sensibilité	28
II.4.1 - Etude de la fonction $F(r_p, \omega)$	28
II.4.2 - Fréquences de travail optimales	31
II.4.3 - Valeurs réelles de F	32
II.5 - Influence de la particule sur les paramètres d'un circuit accordé	35
II.5.1 - Sur le coefficient de qualité	35
II.5.2 - Sur le déphasage courant-tension	37
II.6 - Etudes des propriétés d'un circuit LC parallèle réel	37
II.6.1 - Fréquences caractéristiques	37
II.6.2 - Pente de $Z(\omega)$ à f_0	40
II.7 - Nécessité d'accorder le solénoïde	41
CHAPITRE III : MODULE ANALOGIQUE (MODULE 'A')	45
III.1 - Introduction	45
III.2 - Module 'A': électronique retenue	47
III.2.1 - Principe	47
III.3 - Boucle à verrouillage de phase	47
III.4 - Boucle de régulation d'amplitude	49
CHAPITRE IV : MODELISATION DU MODULE 'A'	53
IV.1 - Découplage des deux boucles de régulation	53
IV.2 - Fonction de transfert de la boucle d'amplitude	55
IV.2.1 - Description des éléments	55

IV.2.1.1 - Le détecteur de crête	55
IV.2.1.2 - Le V.C.A.	56
IV.2.1.3 - Le convertisseur tension-courant	57
IV.2.2 - Mise en équations et modélisation	57
IV.2.2.1 - Hypothèses sur les signaux	57
IV.2.2.2 - Mise en équations	58
IV.2.2.3 - Système d'équations I	59
IV.2.2.4 - Effet multiplicateur de Q	62
IV.2.2.5 - Fonction de transfert	63
IV.2.2.6 - Réponse à un échelon	65
IV.2.3 - Analyse de la perturbation réelle $\Delta Y(t)$	66
IV.2.3.1 - Induction sur l'axe d'une spire circulaire	67
IV.2.3.2 - Induction créé par un solénoïde suivant son axe de révolution	68
IV.2.3.3 - Champ réduit	71
IV.2.3.4 - Etude de la pente de $b(x)$	72
IV.2.3.5 - Perturbation temporelle axiale	75
IV.2.4 - Réponse à une rampe	77
IV.2.4.1 - Amplitude maximale	77
IV.2.4.2 - Cas d'un solénoïde court	80
IV.2.5 - Détermination du signal complet	81
IV.2.5.1 - Cas d'un solénoïde 'long'	81
IV.2.5.2 - Cas d'un solénoïde 'court'	82
IV.2.5.3 - Simulation du signal	84
IV.3 - Influence de la boucle à verrouillage de phase sur l'amplitude du signal	88
IV.3.1 - Fonction de transfert de la boucle à verrouillage de phase	88
IV.3.2 - Détermination des paramètres de la boucle	91
IV.3.2.1 - Comparateur de phase	91
IV.3.2.2 - Oscillateur commandé en tension	91
IV.3.2.3 - Filtre passe-bas	93
IV.3.3 - Diagramme fonctionnel de l'asservissement en phase	94
IV.3.4 - Réponse de la boucle à une variation de phase	95
IV.4 - Réponse globale du module analogique	96
IV.4.1 - Point de fonctionnement du système	96
IV.4.2 - Remarques sur le signal $U(t)$	98
IV.4.3 - Simulation totale du signal analogique	100

SOMMAIRE

IV.4.3.1 - Diagramme fonctionnel du module analogique	100
IV.4.3.2 - Conclusion sur l'influence du PLL	102
IV.4.3.3 - Influence de l'impédance interne du convertisseur tension-courant	103
IV.5 - Validation des résultats	105
IV.5.1 - Campagnes de mesures	105
IV.5.2 - Comparaison mesures-simulations	107
IV.6 - Conclusion sur le chapitre IV	108
SECONDE PARTIE : TRAITEMENT NUMERIQUE	109
INTRODUCTION	111
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LA DETECTION	115
I.1 - Les tests statistiques	115
I.2 - Méthodes de détection de défauts	116
I.3 - Tests statistiques classiques	118
I.3.1 - Test de moyenne	118
I.3.2 - Test de variance	118
I.3.3 - Test de dissymétrie	119
I.3.4 - Test d'aplatissement	119
CHAPITRE II : APPLICATION AU SIGNAL DU MODULE 'A'	121
II.1 - Caractéristiques du signal e_k	121
II.1.1 - Test de normalité	121
II.1.2 - Signal parasite	122
II.2 - Détecteur basé sur les caractéristiques temporelles	123
II.3 - Détecteur basé sur les propriétés statistiques	126

II.3.1 - Test du χ^2	126
II.3.1.1 - Sur le signal e_k	126
II.3.1.2 - Sur un résidu	128
II.3.2 - Tests statistiques de détection de sauts dans les signaux	131
II.3.2.1 - Test de moyenne simple	131
II.3.2.2 - Test du S.P.R.T.	132
II.3.2.3 - Test des sommes cumulées	135
II.3.3 - Test des sommes cumulées de BYVAIKOV	139
CHAPITRE III : TACHES ANNEXES	147
III.1 - Adaptation à l'environnement	147
III.1.1 - Estimation de la variance du bruit	147
III.1.2 - Vote majoritaire	148
III.1.3 - Organigramme de traitement	148
III.2 - Autres taches	149
III.2.1 - Le réglage en ligne de la sensibilité	149
III.2.2 - Le retard à l'éjection	149
CONCLUSION GENERALE	151
PERSPECTIVES D'EVOLUTION	155
ANNEXE : Détails de réalisation de la bobine	157
BIBLIOGRAPHIE	159

INTRODUCTION
GENERALE

7

9

INTRODUCTION

Le présent mémoire synthétise l'étude et la réalisation d'un détecteur de fines particules métalliques.

Ce projet est la concrétisation d'un contrat de collaboration passé entre le Laboratoire d'Automatique et de recherche Appliqué de Longwy (L.A.R.A.L.), et la société R. LENOIR S.A. demandeur de l'étude.

La société R. LENOIR fabricantes et leader sur le plan national, entre autres, de détecteurs de métaux et de déférisseurs, souhaitait élargir la gamme de ses produits en proposant sur le marché un appareil orienté vers la détection et l'élimination de particules métalliques incluses dans des matières premières finies ou semi-finies et pour lesquelles elles représentent une pollution.

Ces matières peuvent se présenter sous des aspects divers tels que : liquides, pulvérulents ou granuleux..., et sont véhiculées par voie pneumatique dans des conduits, généralement cylindriques, dont les diamètres couvrent une gamme de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres et dont les vitesses s'échelonnent de 1 m/s à environ 10 m/s.

La sensibilité de l'appareil doit être telle qu'une particule métallique dont le diamètre est le centième de celui du conduit cylindrique dans laquelle elle circule sera éliminée (dans un milieu électriquement neutre).

La nature du métal constituant la particule pourra être quelconque. En particulier, le dispositif sera capable de détecter des matériaux non magnétiques avec la sensibilité imposée plus haut. Selon l'avis des spécialistes de la profession, la nature de particule la plus défavorable dans ce domaine semble être l'acier INOX 302 et 316.

A terme, l'appareil, de conception modulaire pour permettre de s'adapter aux conditions particulières de l'industriel utilisateur (diamètres des veines, situation géographique, type de pollution ...), sera composés des modules suivants :

-Module 'A' : analogique, il crée un signal lors du passage d'une particule, présentant des caractéristiques telles que son exploitation par le module 'B' soit optimal. Il devra être le plus insensible possible aux modifications de l'environnement (température, humidité ...).

-Module 'B' : numérique, il traite le signal précédent afin de fournir au module 'C' un ordre d'élimination suffisamment précis pour que soit minimisée la quantité de matière rejetée avec la particule. Certains produits, pharmaceutiques par exemple, peuvent être à haute valeur ajoutée et tout rejet ou recyclage de tout ou partie de lot se traduit pour le fabricant par un surcoût de production pouvant être élevé.

Outre l'information de présence de particule, ce module doit donc être également capable de fournir à partir du signal analogique, une estimation précise de son instant de passage à un endroit particulier du capteur. Cette référence de temps sera utilisée pour le décompte du temps de retard à l'éjection.

Il doit également, par son traitement, minimiser les taux de fausses alarmes et de non-détections.

C'est également sur lui que repose en grande partie, la robustesse de l'appareil vis à vis de perturbations accidentelles autres que celles provoquées par le passage de particules, telles que parasites atmosphériques, chocs mécaniques, vibrations, modification de l'environnement immédiat du capteur,...etc.

Module 'C' : chargé d'extraire du produit manufacturé la particule détectée, ce module dépend de l'utilisateur final. Son étude ne rentre pas dans le cadre de celle-ci. La société R. LENOIR produit déjà un certain nombre de dispositifs d'extraction qui pourront être adaptés à l'appareil décrit dans ce mémoire, celui-ci fournissant le signal d'éjection 'prêt-à-l'emploi'.

Le mémoire se décompose en deux parties principales :

- La première, composée de cinq chapitres, présente un rapide survol des moyens de détection existants (chap. I) suivi au chapitre II de l'étude de l'interaction d'une sphère métallique et d'un champ magnétique variable. Nous en déduisons la fréquence de travail la mieux appropriée pour une gamme de tailles et de natures de particules donnée.

Le chapitre III est consacré à la description du module analogique et plus particulièrement aux deux boucles de régulation qui le constituent : amplitude et phase.

Au chapitre IV, nous modéliserons les deux boucles décrites au chapitre précédent afin d'en simuler le signal de sortie, et de fixer les paramètres pertinents nous permettant d'obtenir le signal le plus approprié au traitement numérique, objet de la seconde partie. Ce chapitre se terminera par la validation du modèle obtenu, par comparaison avec le relevé des campagnes de mesures effectuées sur le prototype.

La seconde partie, réservée au traitement numérique, est donc consacrée à l'étude du module 'B'. Elle est composée de trois chapitres dont le premier constitue un rappel sur les tests statistiques et le deuxième, une application de quelques méthodes de détection numériques appliquées sur le signal réel issu du module analogique.

Le chapitre III décrit les autres fonctions dévolues à ce module et l'organisation de l'algorithme de traitement temps réel.

Ière PARTIE
MODULE ANALOGIQUE

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LA DETECTION DES PARTICULES METALLIQUES

Résumé

Ce chapitre est consacré à la description de quelques moyens de détection de présence de matériaux métalliques, et notamment de particules, au sein de matières électriquement neutres.

Après un bref rappel des moyens existants autres que 'tout électrique', nous rappelons ce que sont les courants de Foucault et comment il est possible d'envisager la construction de détecteurs tirant parti de leurs propriétés.

I.1 - DIFFERENTS MOYENS PHYSIQUES DE DETECTION DE PARTICULES METALLIQUES.

Les méthodes de détection de particules métalliques contenues dans un corps d'une autre nature sont relativement peu nombreuses. Parmi les méthodes n'utilisant pas directement l'absorption d'énergie par courant de Foucault, on peut signaler les suivantes : [MAY.88][MET.88][NAT.88]

- détection de la variation de la constante diélectrique de la matière "polluée",
- différence de phase entre une micro-onde transmise et reçue à travers la matière à analyser,
- décharge électrique haute-fréquence au sein du matériau à analyser.

La mesure de la constante diélectrique d'un matériau est difficile à réaliser si la perturbation apportée par la particule à détecter est faible et si celle-ci est en mouvement. Ce type de mesure, pour être précise ou sensible, nécessite des temps très longs généralement incompatibles avec les vitesses de circulation des produits à analyser. D'autre part, la constante diélectrique d'un produit pulvérulent est peu stable, le "facteur de remplissage" du conduit n'étant pas constant. Les méthodes utilisant le déphasage entre deux signaux micro-ondes et les décharges hautes-

fréquences sont gravement influencées par la matière même à analyser, l'état hygrométrique de l'air ambiant ou du produit véhiculé... etc, et sont des méthodes qui ne sont applicables que dans des cas bien spécifiques : comme par exemple lorsque la matière à analyser est continue (verre, plastique... etc.).

I.2 - METHODES UTILISANT LES COURANTS DE FOUCAULT.

I.2.1 Les courants de FOUCAULT.

Les courants de Foucault (également dénommés eddy current dans la littérature anglo-saxonne) sont des courants électriques qui prennent naissance au sein même de matériaux conducteurs lorsque ceux-ci sont situés dans une région de l'espace où règne un champ magnétique variable. (Ils sont également variables et de même fréquence que le champ inducteur). Leur intensité dépend de celle de ce dernier, de sa fréquence, et des caractéristiques électriques et magnétiques des matériaux dans lesquels ces courants circulent (conductivité σ , perméabilité μ). [RUD.89]

Ils génèrent à leur tour un champ magnétique variable qui, suivant la loi de Lenz, est opposé à celui qui les produit (effet dit "de refoulement"). La conductivité du matériau n'étant, en général, pas nulle, ils occasionnent une perte d'énergie par effet Joule. Bien que leurs effets soient la plupart du temps considérés comme néfastes (pertes de puissance dans les circuits magnétiques, par exemple), nombre d'applications tentent d'en tirer parti en favorisant leur création. Citons entre autres applications bénéfiques : la protection électromagnétique (effet de blindage) et le chauffage haute-fréquence (fours à induction). Ils sont enfin largement utilisés dans l'industrie dans le domaine de l'assurance qualité des produits métalliques (contrôle de soudure, détection de fissures, de présence ou d'absence de corps métalliques... etc).

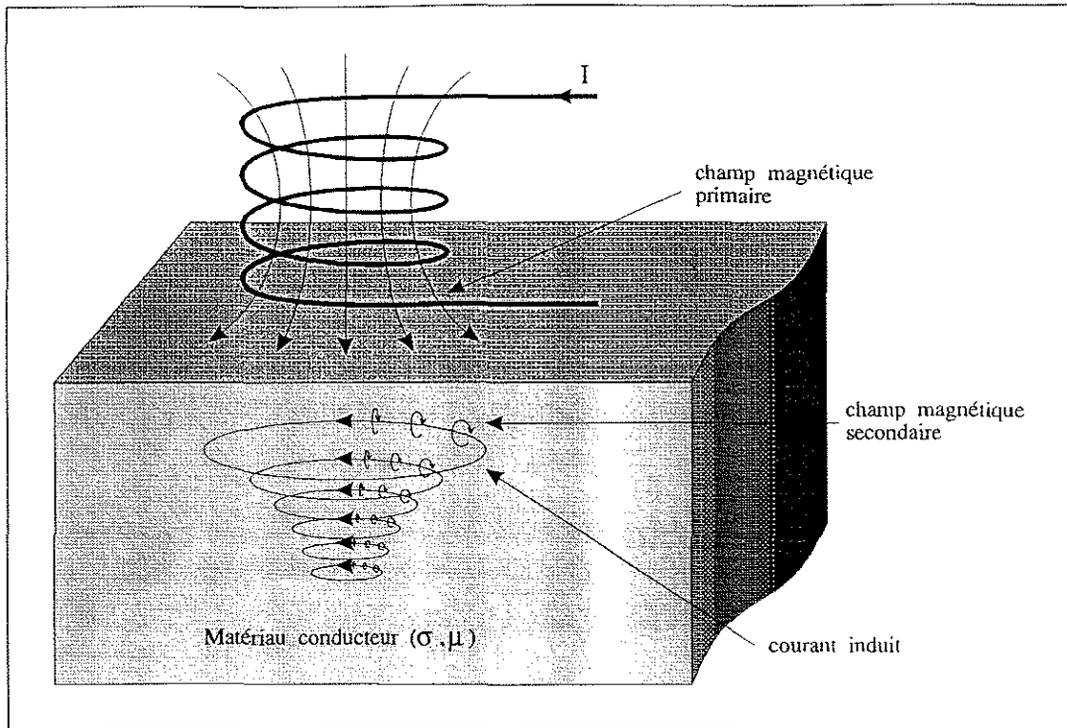


figure I.1 : Courants de Foucault dans un conducteur

Les méthodes de détection de particules métalliques, sans contact direct avec la matière analysée, font appel à l'utilisation d'une grandeur électrique modifiée par l'absorption d'énergie due à la présence de courants de Foucault induits au sein de celles-ci. Ces méthodes ont l'avantage d'être peu sensibles à la nature de la matière susceptible d'être polluée tant que celle-ci n'est pas fortement conductrice, d'être applicables lorsque cette matière est en mouvement (faible temps de réaction) et d'être totalement inertes vis-à-vis de celle-ci, le rayonnement électromagnétique étant non ionisant aux fréquences utilisées (produits pharmaceutiques, alimentaires...). Elles ne font quasiment pas cas du caractère magnétique ou non de la particule et conduisent à l'élaboration de détecteurs couvrant une très large gamme de matériaux (tous métaux et même quelques produits non métalliques). [FOO.80][HAG.90][LAC.90][SAN.89]

Les différentes solutions que nous décrivons ci-après ne diffèrent pas fondamentalement dans leur principe mais simplement suivant le type d'information que l'on cherche à exploiter.

I.2.2 - L'oscillateur à battements de fréquences

Dans ces types de détecteurs, on réalise le mélange de deux fréquences suivant le principe largement utilisé en radio de l'hétérodyne.

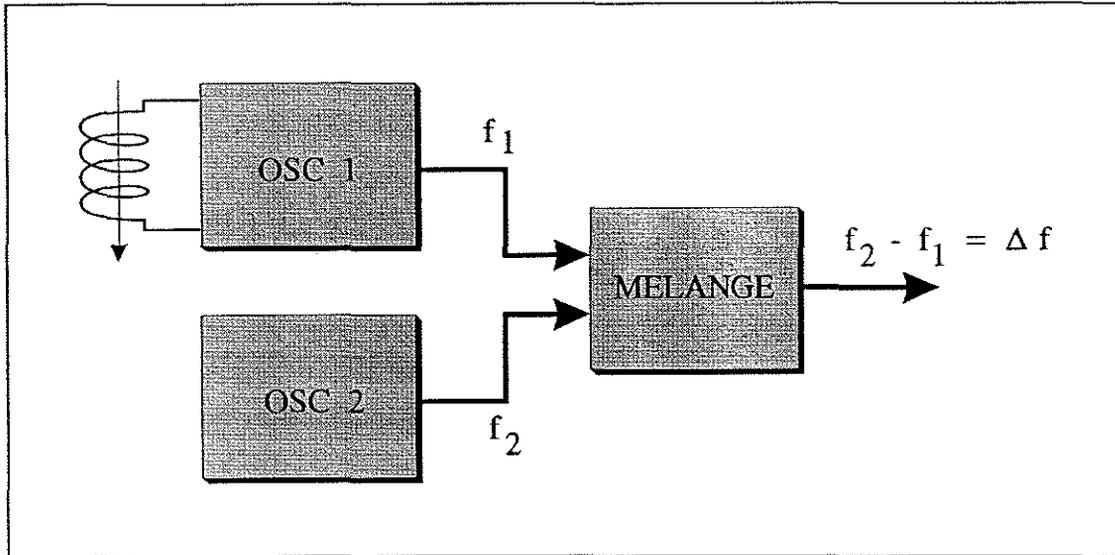


figure I.2 : Principe de l'oscillateur à battements de fréquences.

Deux oscillateurs travaillent à la même fréquence en l'absence de perturbation.

Un mélangeur, composé généralement d'un élément non linéaire, produit en sortie un signal composé des fréquences somme et différence dont seule la différence est conservée par filtrage. Le spectre du signal de sortie contient donc, en l'absence de perturbation, une raie à fréquence nulle (composante continue). Le passage d'une particule dans la bobine associée à l'oscillateur '1' provoque une variation de fréquence Δf , et la sortie du mélange fournit un signal à fréquence non nulle.

Cette méthode, simple dans son principe, n'est pratiquement pas applicable à la détection de petites particules. Elle est en effet peu sensible aux matériaux non magnétiques du fait que la perturbation apportée par la particule provoque une variation de fréquence relative très faible.

Par exemple, on peut montrer que cette variation serait de l'ordre de $0,5 \cdot 10^{-6}$, pour une particule non magnétique de 1 mm de diamètre circulant dans un conduit de 10 cm de diamètre.

Cette méthode nécessiterait de travailler à fréquence relativement haute. A 10 MHz, Δf ne serait que de 5 Hz. La principale difficulté réside alors dans la stabilité des oscillateurs qui doit être meilleure que 10^{-7} .

Si cela est possible pour l'oscillateur local '2' (oscillateur à quartz thermostaté), il en est autrement de l'oscillateur '1' qui doit obligatoirement être du type L.C, et donc incompatible, technologiquement parlant, avec la stabilité demandée.

I.2.3 - Balance d'Induction Emission / Réception.

Cette méthode de détection est plus largement utilisée que la précédente du fait de sa plus grande sensibilité. Le principe en est le suivant :

Un oscillateur sinusoïdal produit un champ magnétique au sein d'une bobine couplée magnétiquement à deux autres situées de part et d'autre de la première et coaxiales avec celle-ci. Les bobines extérieures sont connectées électriquement en opposition de manière à récupérer une tension (e_2) sinusoïdale de même fréquence que celle de l'oscillateur et d'amplitude nulle en l'absence de perturbation.

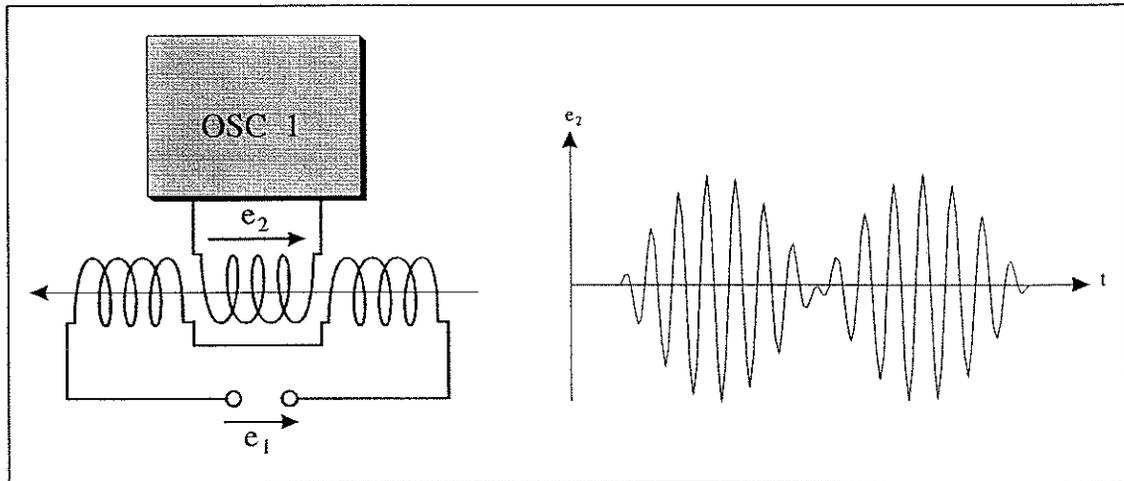


figure I.3 : Principe de la balance d'induction.

Le passage d'une particule dans l'axe de cet assemblage va provoquer consécutivement deux variations de l'induction mutuelle existant entre la bobine centrale "émettrice" (L_T) et chaque bobine "réceptrice" (L_R). Les inductances des deux solénoïdes latéraux (L_R) sont supposés être identiques.

On montre que :

$$\frac{e_2}{e_1} = k_c \sqrt{\frac{L_R}{L_T}} \cdot F \cdot k^3$$

où : k_C : coefficient de couplage entre L_T et L_R .

F : nombre complexe représentant la perturbation apportée par la présence de la particule sur l'induction magnétique régnant dans les bobines.

k : facteur de remplissage, et rapport des diamètres bobine/particule.

L'amplitude de la tension e_2 reste faible.

exemple :

en supposant : $L_T = L_R$, $k_C = 0,3$, $F = 1$, $|e_1| = 10$ v, $k=0,01$, alors : $|e_2| = 0,3$ mv.

Il est bien entendu toujours possible d'utiliser un rapport de transformation bien supérieur à 1 pour augmenter cette amplitude, mais cette méthode offre surtout l'avantage d'accéder directement à l'angle θ , (argument de la fonction F) par la mesure du déphasage entre e_1 et e_2 .

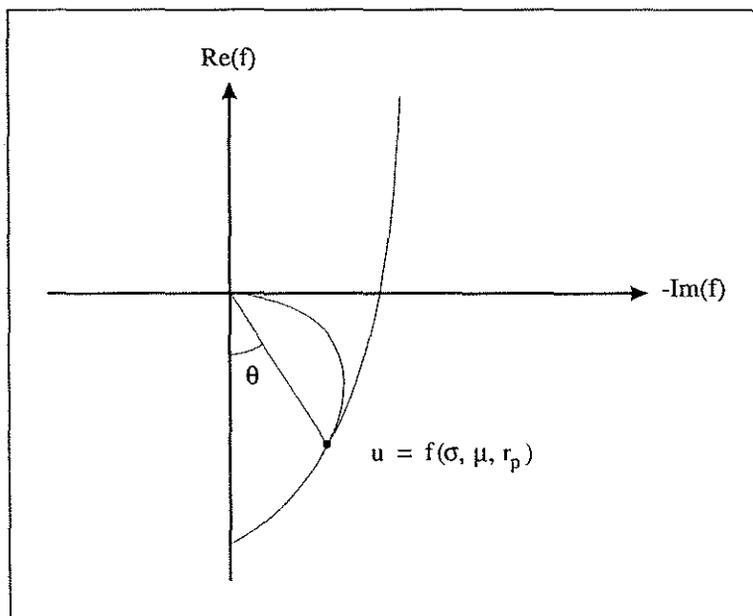


figure I.4 : allure générale de la fonction F

En effet, on a directement : $\theta = \text{tg}^{-1} \frac{\text{Im}(F)}{\text{Re}(F)} = \arg \left(\frac{e_1}{e_2} \right)$

Le principal avantage de cette méthode de détection réside dans la possibilité de discriminer les particules suivant leurs natures (en fait suivant leur produit : $\sigma \cdot \mu$).

Par contre la faiblesse de l'amplitude du signal généré rend difficile, pour de petites particules, la mesure du déphasage entre e_1 et e_2 . D'autre part, la valeur de F dépend, entre autres, de la taille de la particule.

Il en résulte que l'angle θ varie en fonction de la taille de la particule à détecter.

Signalons enfin que les détecteurs basés sur ce principe demandent un positionnement extrêmement précis des bobines l'une par rapport à l'autre pour obtenir l'équilibre exacte réalisant $|e_2| = 0$ en l'absence de perturbation, et qu'ils sont par nature très sensibles aux chocs mécaniques.

I.2.4 - Systèmes impulsionsnels.

Dans ces systèmes, la particule à détecter est soumise au champ magnétique créé par une impulsion électrique de grande intensité, à front de descente très raide. L'induction de courants de Foucault fait naître un champ magnétique au sein de la particule dont une partie est stockée dans "l'inductance" de celle-ci. Cette énergie, restituée au moment de la descente de l'impulsion, fait naître, à son tour, une tension induite dans un bobinage situé à proximité (généralement près du lieu d'émission de l'impulsion). [COR.80][DAS.84]

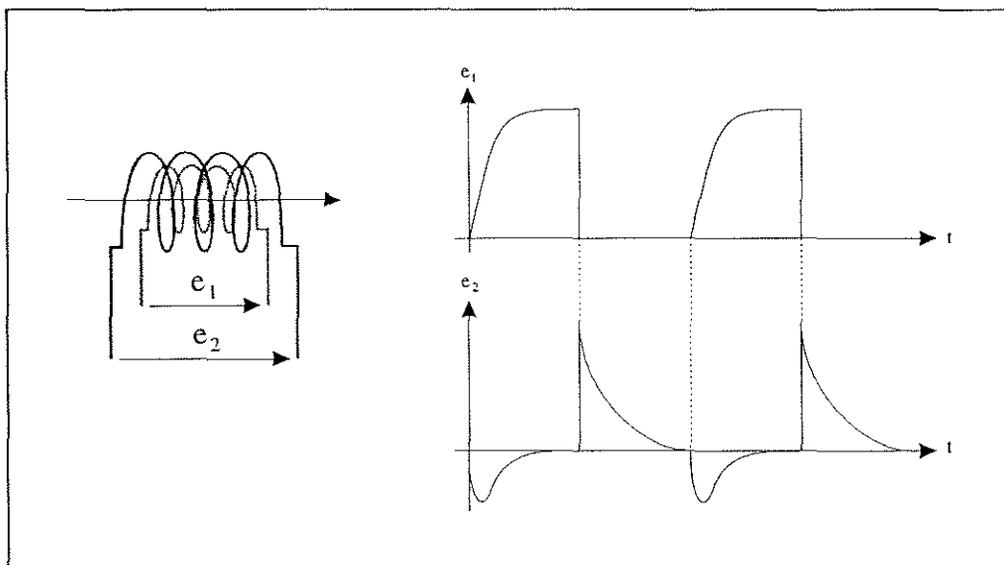


figure I.5 : Principe des détecteurs impulsionsnels

La fréquence de répétition des impulsions est généralement basse (50 Hz).

Seule la "réponse" de la particule est analysée. Ce procédé, très intéressant dans son principe, donne lieu à des réalisations commerciales dans le domaine des détecteurs de métaux pour l'inspection des terrains, ou la recherche d'inclusion métallique dans des billes de bois... etc. Ils sont robustes vis-à-vis des chocs mécaniques ou des parasites.

Ils seront préférés aux systèmes utilisant une induction magnétique sinusoïdale dans tous les cas où :

- la pièce métallique à détecter n'est pas trop petite (l'amplitude et le temps de la réponse chutent très rapidement avec la taille de l'objet),
- l'accessibilité est limitée : on n'a accès qu'à une face de l'objet à analyser (mur, sol... etc), par exemple.
- le lieu d'utilisation est électromagnétiquement très pollué.

I.2.5 - Les détecteurs à circuits accordés.

Ils sont généralement basés sur la mesure du déphasage occasionné par la modification de l'inductance mutuelle de couplage entre deux circuits oscillants calés sur la même fréquence. Ils utilisent des fréquences relativement basses. La difficulté de réalisation est due principalement aux circuits LC qui doivent être extrêmement stables car la moindre modification de leur fréquence d'accord entraîne une variation de phase importante. Tout au moins, on essaiera de réaliser deux circuits dont les dérives (température...) soient identiques. La symétrie est d'ailleurs une nécessité (utilisation de deux condensateurs identiques, de même valeur et de même technologie...).

Ils restent cependant sensibles aux chocs mécaniques.

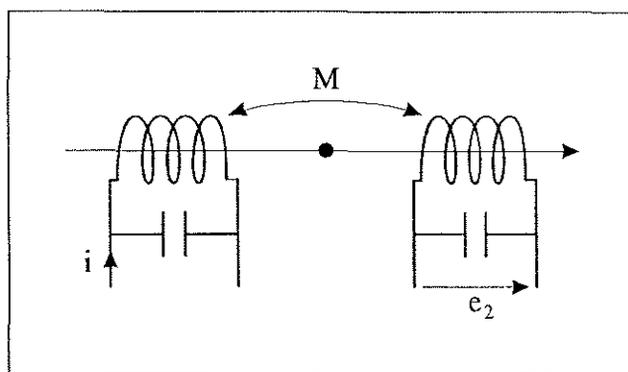


figure I.6 : Principe des détecteurs à circuits couplés

Conclusion:

Notre étude, bien que différente sur beaucoup de points, se rapproche de ce dernier type de détecteur tout en n'utilisant qu'une seule bobine d'induction.

Elle conduit à l'élaboration d'un appareil sensible, robuste vis-à-vis des perturbations électriques (parasites) et mécaniques (chocs), des modifications de l'environnement (passage de très grosses masses métalliques à proximité), adaptable automatiquement à une modification de la pollution électromagnétique ambiante (niveau de bruit), et de faible coût de revient.

CHAPITRE II

INTERACTION D'UNE PARTICULE METALLIQUE AVEC UN CHAMP MAGNETIQUE VARIABLE

Résumé

Dans ce chapitre, nous décrivons en détail les interactions se produisant entre une particule métallique et un champ magnétique variable.

Nous en déduisons qu'il existe une gamme de fréquences particulière pour chaque nature et chaque taille de particule qui maximise cette interaction et, par voie de conséquence, sa répercussion sur les caractéristiques du solénoïde produisant le champ magnétique.

Nous terminerons ce chapitre par l'étude des propriétés d'un circuit résonnant parallèle réel.

II.1 - MODELISATION CLASSIQUE.

II.1.1 - Mise en équations.

La plupart du temps, une telle interaction se résume à considérer la particule métallique comme le secondaire en court-circuit d'un transformateur dont le primaire est constitué par la bobine qui produit le champ $B(t)$. [ALB.90]

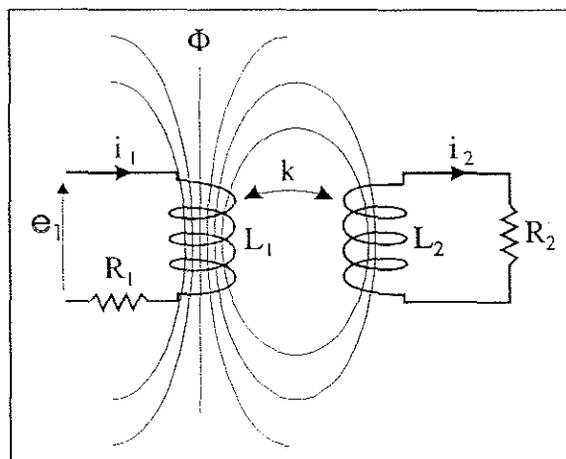


fig.II.1 : modèle classique de particule

Le système d'équations qui définit le comportement de ce circuit en régime sinusoïdal est :

$$e_1 = (R_1 + jL_1 \omega) i_1 + jM\omega i_2 \quad (\text{II.1})$$

$$0 = (R_2 + jL_2 \omega) i_2 + jM\omega i_1 \quad (\text{II.2})$$

avec : M : inductance mutuelle de couplage = $k_c \sqrt{L_1 L_2}$
 k_c : coefficient de couplage "bobine/particule".

En reformulant le système "vu" par la source e_1 :

$$e_1 = (R_{eq} + jL_{eq} \omega) i_1$$

nous en déduisons :

$$R_{eq} = R_1 + \frac{M^2 \omega^2 R_2}{R_2^2 + L_2^2 \omega^2} \quad (\text{II.3})$$

$$\text{et : } L_{eq} = L_1 + \frac{M^2 \omega^2 L_2}{R_2^2 + L_2^2 \omega^2} \quad (\text{II.4})$$

Soit en introduisant le coefficient de couplage k_c défini plus haut et les coefficients de qualité : $Q_1 = \frac{L_1 \omega}{R_1}$ et $Q_2 = \frac{L_2 \omega}{R_2}$

$$R_{eq} = R_1 \left(1 + k_c^2 \frac{Q_1 Q_2}{1 + Q_2^2} \right) \quad (\text{II.5})$$

$$L_{eq} = L_1 \left(1 - k_c^2 \frac{Q_2^2}{1 + Q_2^2} \right) \quad (\text{II.6})$$

II.1.2 - INTERPRETATION

Ce résultat montre que la résistance apparente du primaire augmente en présence de particule et que l'inductance primaire, au contraire, diminue.

Le coefficient de couplage " k_c " entre la bobine génératrice du champ et la particule est un paramètre très difficilement quantifiable. Il dépend de la taille de la particule de la nature du matériau dont elle est constituée, de sa position par rapport à la bobine primaire génératrice du champ, etc...

De même, si Q_1 peut être déterminé avec précision, Q_2 est, comme k_c , difficilement quantifiable. (Quel est le coefficient d'auto-induction d'une particule ?).

Ce modèle, d'autre part, ne nous renseigne pas sur la valeur de la fréquence optimale du champ magnétique à adopter, ni sur l'influence que le caractère magnétique de la particule peut avoir sur l'importance de l'interaction bobine - particule.

Une meilleure approche peut être obtenue en étudiant directement l'interaction existant entre un corps conducteur supposé de forme sphérique (la particule) et un champ magnétique alternatif et uniforme.

Cette étude fait clairement apparaître le lien existant entre cette interaction et les paramètres électriques et magnétiques (σ , μ) du matériau constituant la particule, sa taille et la fréquence du champ magnétique.

Ce lien découle directement d'un effet appelé "**effet de peau**" que nous allons tout d'abord décrire.

Nous en déduisons la gamme de fréquence la plus appropriée pour un type de détecteur donné.

Nous analyserons ensuite la perturbation que produit la présence de la particule sur l'impédance de la bobine qui produit le champ magnétique variable.

II.2 - EFFET DE PEAU DANS LES CONDUCTEURS

II.2.1 - Description qualitative.

Historiquement, il revient à Maxwell de s'être demandé pourquoi il était nécessaire d'appliquer une tension alternative d'amplitude plus importante aux bornes d'un fil métallique pour obtenir une certaine intensité de courant que ne le laissait supposer la valeur de sa réactance. [GRI.60]

CHAPITRE II

Il expliqua ce fait en supposant que la densité de courant n'était pas uniforme dans le conducteur. Ces travaux furent poursuivis par Heaviside, Rayleigh et Kelvin. Ce dernier l'appela "effet de peau" (skin effect) à cause de la propriété que présentent les courants variables de se concentrer à la surface des conducteurs.

Le courant crée à l'intérieur même du fil dans lequel il circule, un champ magnétique H aux basses fréquences qui, lui-même, crée un courant dans le conducteur qui s'ajoute au courant initial à la périphérie, mais s'en retranche à l'intérieur (fig. II.2).

Le bilan, suivant la loi de Lenz, est une diminution du courant total, donc une augmentation de la résistance apparente du conducteur.

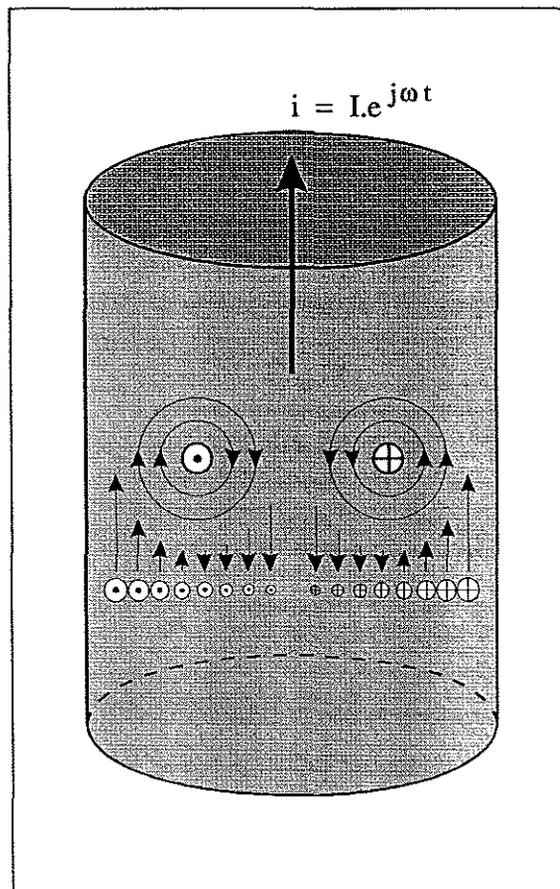


Fig.II.2 : l'effet de peau est un phénomène d'auto-induction

Les courants de Foucault induits dans une masse métallique n'échappent bien entendu pas à ce phénomène.

II.2.2 - Etude quantitative.

HARNWELL a montré [WHE.42][WHI.42] que la densité de courant à la surface d'un conducteur décroît avec la profondeur z suivant la loi suivante :

$$\frac{i}{i_0} = \exp(-z\sqrt{j\omega\mu\sigma}) = \exp-(1+j)z\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} = \exp-(1+j)\frac{z}{\delta}$$

i_0 : densité de courant en continu

δ est appelée : profondeur de pénétration standard. C'est la profondeur à laquelle la densité de courant est atténuée dans le rapport $1/e = 37\%$. (- 8,7 dB).

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot f \cdot \mu \cdot \sigma}} \quad (\text{II.7})$$

avec : f : fréquence du champ inducteur.

μ : perméabilité magnétique du matériau siège des courants de Foucault.

σ : conductivité de ce matériau.

La profondeur de pénétration δ dépend donc à la fois du caractère électrique et magnétique du matériau qui est le siège des courants de Foucault.

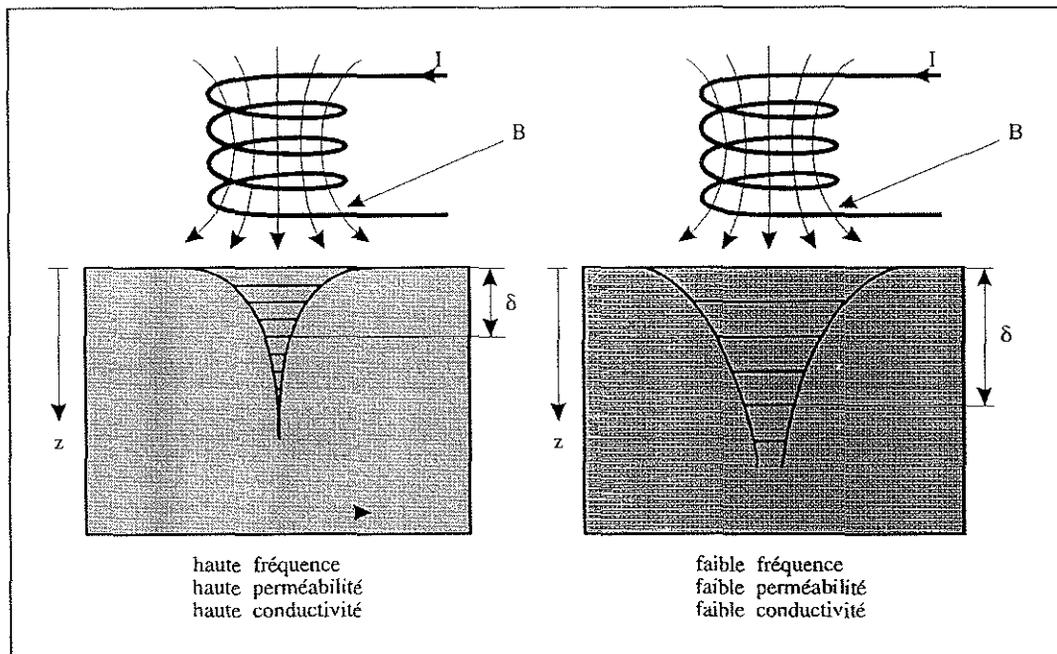


Fig. II.3 : Densité de courant dans les conducteurs

Le tableau ci-dessous précise la valeur de δ pour le cuivre et le fer à différentes fréquences.

f	50 Hz	10 KHz	1 MHz	100 MHz	10 GHz
Cu	8,5 mm	0,6 mm	60 μm	6 μm	0,6 μm
Fe	2,05 mm	145 μm	14,5 μm	1,45 μm	0,145 μm

II.3 - INTERACTION D'UNE PARTICULE METALLIQUE AVEC UN CHAMP MAGNETIQUE VARIABLE

La **perturbation** provoquée par la présence d'une particule métallique, que l'on supposera être de forme sphérique, sur la valeur de l'induction magnétique dans lequel elle est plongée, est entièrement quantifiée par une grandeur : **F**.

Cette grandeur, nombre complexe sans dimension, est fonction d'un certain nombre de paramètres dont :

- la fréquence du champ magnétique : **f**,
- le rayon de la particule : **r_p**,
- la profondeur standard de l'effet de peau : **δ**

Cette perturbation est la résultante de deux actions distinctes généralement contradictoires :

- d'une part, la création de courants induits (courants de Foucault) au sein de la particule, qui créent, à leur tour, un champ magnétique opposé à celui qui leur donne naissance (loi de Lenz). L'induction magnétique (**B**) totale est donc *diminuée* d'une certaine quantité qui est fonction de l'intensité des courants induits et de la profondeur à laquelle ils circulent (effet de peau) . Si, comme ce sera le cas, le champ magnétique primaire est généré par un solénoïde, une modification de l'induction magnétique se répercutera sur la valeur du flux total, donc, à courant d'excitation constant, sur la valeur de son inductance qui accusera également une certaine diminution.

- d'autre part, un effet de contraction des lignes de forces à l'endroit de la particule si son caractère magnétique le permet, c'est à dire, si cette dernière est de nature ferromagnétique (les corps para, féri, ou diamagnétiques modifient trop peu leur environnement magnétique pour que cet effet ait une réelle importance en ce qui nous concerne). Le résultat de cette augmentation de la densité des lignes de forces (effet dit 'de noyau') se traduit par une *augmentation* équivalente de l'induction magnétique (**B**) régnant au sein du solénoïde, donc par voie de conséquence sur la valeur de son inductance.

Ces deux effets peuvent se compenser sous certaines conditions et ne donner lieu à aucune modification de la valeur de l'inductance de la bobine génératrice du champ primaire en présence de particule.

Cependant, il faut se garder d'en déduire pour autant que certaines particules pourraient ne produire aucun effet 'visible' de l'extérieur : les courants induits circulent dans une nature de matériaux dont la conductivité n'est jamais nulle et créent une perte d'énergie par effet Joule. Celle ci se traduira par une légère diminution de l'intensité du courant inducteur parcourant le solénoïde, donc par une légère augmentation de sa résistance apparente.

L'objet du paragraphe suivant est de quantifier ces effets. Ils sont entièrement contenus dans le facteur F , complexe, dont la partie réelle est représentative de la déformation des lignes de champ (variation de l'inductance de la bobine) et la partie imaginaire, liée à la perte d'énergie (modification de la résistance apparente de la bobine).

II.3.1 - Définition de la fonction F .

La particule sphérique est supposée se trouver à l'origine d'un système de coordonnées, dans une région baignée par un champ magnétique alternatif et uniforme $B_z(t) = B_z e^{j\omega t}$ entièrement azimutal (fig.:II.4). Ce champ est généré par un solénoïde que l'on supposera de longueur infinie pour en justifier la direction et l'homogénéité.

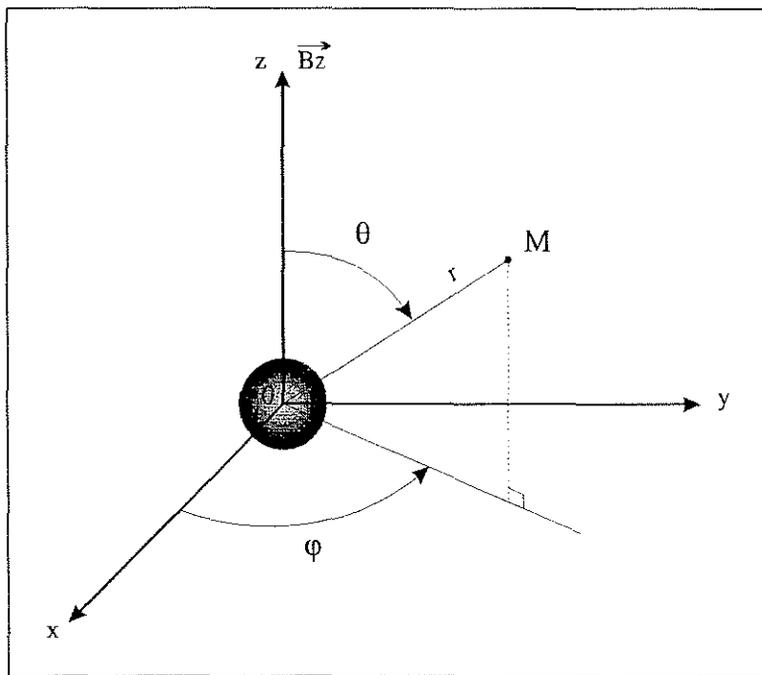


Fig. II.4 : Coordonnées du point M

Il est alors possible de calculer le potentiel vecteur A_φ au point M en utilisant les équations de Maxwell et en négligeant les courants de déplacement (tout à fait valable pour des fréquences inférieures à 100 MHz). [HOW.87]

Ce potentiel vecteur tient compte de la perturbation due à la sphère par la présence dans son expression du terme 'F'.

$$A_\varphi = \frac{1}{2} B_z (r + F \frac{r_p^3}{r^2}) \sin \theta \cdot e^{j\omega t} \quad (II.8)$$

où : (r, θ, φ) représentent les coordonnées sphériques du M par rapport au centre de la particule.

F est définie par :

$$F = \frac{(2 \mu_r + 1) v I_{-1/2}(v) (1 - v^2 + 2 \mu_r) I_{1/2}(v)}{(\mu_r - 1) v I_{-1/2}(v) + (1 + v^2 - \mu_r) I_{1/2}(v)} \quad (II.9)$$

avec : μ_r : perméabilité magnétique du matériau composant la particule

I_n : fonction de Bessel modifiée d'ordre n

et : $v = r_p (j \omega \mu_r \mu_0 \sigma)^{1/2} \quad (II.10)$

où : r_p : est le rayon de la particule

ω : la pulsation de B(r)

μ_r : perméabilité relative de la particule

μ_0 : perméabilité absolue du vide ($4 \pi \cdot 10^{-7}$)

σ : conductivité électrique du métal de la particule.

La variable v dépend de δ , profondeur de l'effet de peau par :

$$v = \frac{r_p}{\delta} (1+j) = u (1+j) \quad \text{avec : } u = \frac{r_p}{\delta} \quad (II.11)$$

Remarque: dans l'expression (II.8), le terme : $1/2B(\omega)r$ représente le potentiel vecteur du champ non distordu par la présence de la particule.

le terme : $1/2 B(\omega) F \frac{r_p^3}{r^2}$, le potentiel vecteur de la perturbation.

L'expression de F étant difficilement exploitable directement, elle a été tracée dans le plan complexe avec $\frac{u}{\mu_r}$ comme variable et μ_r comme paramètre sous forme d'un diagramme d'Argand.

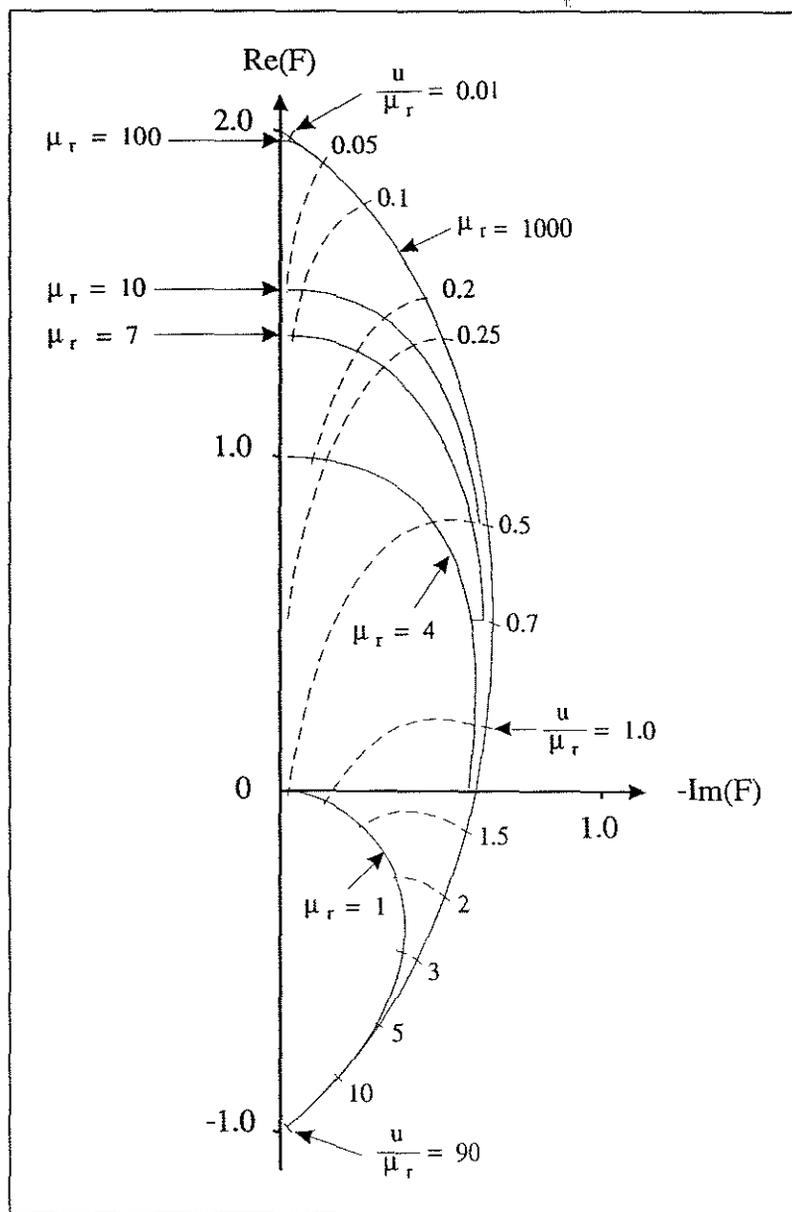


Fig. II.5 : Diagramme d'ARGAND de la fonction F .

Le cahier des charges qui nous est imposé spécifiant la prise en compte de particules non magnétiques, nous porterons plus particulièrement notre attention sur les valeurs de μ_r proches de 1.

Avant de nous pencher sur l'étude de cette fonction, nous allons, à partir de l'expression du flux, déterminer de quelles façons la perturbation du champ se répercute sur les paramètres de la bobine qui génère ce dernier.

II.3.2 - Calcul du flux total créé par le solénoïde.

En supposant *uniforme* le champ B_z créé par un solénoïde de rayon r_b , le flux Φ total est donné par la circulation du potentiel vecteur A_φ le long d'un contour que l'on prendra circulaire, de rayon r_b .

$$\theta = \frac{\pi}{2} \text{ pour plus de simplicité.}$$

$$\text{alors : } A_\varphi = \frac{1}{2} B_z(\omega) \left(r_b + F \frac{r_p^3}{r_b^2} \right)$$

$$\text{Le flux est alors : } \Phi = 2 \pi A_\varphi r_b = B_z(\omega) \left(\pi r_b^2 + \pi F \frac{r_p^3}{r_b} \right) \quad (\text{II.12})$$

Le premier terme de cette expression représente le flux en l'absence de particule que l'on peut écrire aussi :

$$\Phi = \pi B_z(\omega) r b^2 (1 + F k^3) \quad (\text{II.13})$$

Nous faisons ainsi apparaître le terme: $k = \frac{r_p}{r_b}$

k : rapport des rayons de la particule et de la bobine dont le cube peut être défini comme le coefficient de "remplissage" du capteur.

C'est une grandeur importante dans la mesure où sa valeur minimale, imposée par le cahier des charges, définit les performances limites du capteur. Cette valeur est, rappelons-le, égale à 0,01 pour des particules de matière non magnétique.

Il intervient toujours élevé au cube dans les expressions où il figure.

II.3.3 - Répercussion sur les paramètres du solénoïde.

Pour une intensité de courant donnée, le flux Φ est proportionnel à l'inductance L du solénoïde.

D'autre part, on a : $X_0 = jL\omega$, réactance de la bobine à la pulsation ω également proportionnelle au flux Φ .

Considérons l'impédance Z formée de la **réactance** X_0 et de l'augmentation de réactance ΔX et de résistance ΔR due à la particule : $Z = jX_0 + j\Delta X + \Delta R$,

et formons le rapport : $\frac{Z}{jX_0}$ de l'impédance ainsi définie, et de la même impédance non perturbée par la présence d'une particule dans le champ.

$$\text{Il vient : } \frac{Z}{jX_0} = \frac{\pi r_b^2 B_z(\omega) (1 + F k^3)}{\pi r_b^2 B_z(\omega)} = 1 + F k^3 \quad (\text{II.14})$$

$$\text{soit : } \frac{jX_0 + j\Delta X + \Delta R}{jX_0} = 1 + \frac{j\Delta X + \Delta R}{jX_0} = 1 + F k^3$$

Or, la grandeur F est complexe et se décompose en partie réelle et imaginaire. Nous en déduisons alors les deux relations suivantes:

$$\boxed{\frac{\Delta R}{X_0} = -\text{Im}(F) k^3} \quad (\text{II.15})$$

$$\boxed{\frac{\Delta X}{X_0} = \text{Re}(F) k^3} \quad (\text{II.16})$$

Commentaire: Ces deux résultats importants nous montrent que la présence d'une particule dans le champ d'une bobine d'induction ne se répercute pas de la même manière sur sa partie résistive et sur sa partie inductive.

Seul, le 'facteur de remplissage' k intervient avec le même poids.

L'examen de la fonction F tracée figure II.5 nous montre, qu'à première vue, les valeurs respectives de la partie imaginaire et de la partie réelle peuvent être très différentes l'une de l'autre suivant l'emplacement du 'point de fonctionnement'. On notera même que la partie réelle s'annule dans certaines conditions, conduisant à une variation nulle de la réactance du solénoïde. Ceci s'explique par le fait que sous certaines conditions de fréquences et pour une taille et une nature particulière de matériau donnée, la diminution de la valeur de l'inductance causée par l'absorption de courants de Foucault est contrebalancée par une élévation équivalente de celle-ci provoquée par l'augmentation locale de la densité des lignes de forces, donc du flux (effet de noyau). Cet effet ne peut donc se produire qu'avec des matériaux ferromagnétiques, ce que confirme l'examen du diagramme sur lequel on peut voir que la partie réelle de F ne s'annule pas pour la courbe paramétrée par $\mu_r = 1$.

Nous désirerons avoir une réponse quelque soit le type de particule pénétrant dans le capteur. Nous serons donc amenés à privilégier les variations de

la partie imaginaire de la grandeur F , éventuellement au détriment de sa partie réelle, donc à favoriser l'accroissement relatif de la partie résistive de l'impédance de la bobine.

II.4 - OPTIMISATION DE LA SENSIBILITE.

II.4.1 - Etude de la fonction $F(r_p, \omega)$.

La grandeur F mesure la perturbation totale provoquée par la présence d'une particule métallique sur l'induction magnétique. Ses variations en fonction de la variable $\frac{u}{\mu_r}$ sont tracées figure II.5.

$$\text{Rappelons que : } u = \frac{r_p}{\delta} \text{ et } \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}}$$

Cette variable dépend donc de la fréquence du champ par l'intermédiaire de la profondeur de l'effet de peau δ .

Nous allons décrire comment varient les parties réelles et imaginaires de F en fonction de la fréquence. Pour cela, remarquons tout d'abord que le comportement de F est différent suivant la nature du matériau :

- $\mu_r = 1$: la partie réelle de F n'est jamais positive, quelque soit u , donc quelque soit la fréquence du champ et la taille de la particule. Elle varie de zéro pour $u=0$, à -1 pour u tendant vers l'infini. La partie imaginaire, quant à elle, tend vers zéro aux deux extrémités en passant par un maximum valant environ 0,35 pour des valeurs de u comprises entre 2 et 3. *Ceci signifie que pour une taille donnée de particule, il existe une fréquence privilégiée qui maximise $-Im(F)$.*

- $\mu_r > 1$: la partie réelle de F peut être positive où négative suivant le rapport : u/μ_r , en passant par zéro pour un rapport égal à 1,3. Comme ce rapport dépend de nombreux facteurs sa rencontre ne constitue pas obligatoirement un fait exceptionnel. Par exemple, cette valeur est atteinte pour une particule d'acier Inox 316 de 1,76 mm de rayon dans un champ dont la fréquence est de 100 kHz. On trouve ici la raison pour laquelle la détection de particules de cette matière s'avère difficile lorsque l'on utilise des capteurs basés sur la modification de la valeur de

l'inductance d'une bobine, où, ce qui revient au même, la variation de mutuelle entre deux bobines couplées.

La partie imaginaire, quant à elle, comme précédemment passe par un maximum, légèrement plus élevé que dans le cas $\mu_r = 1$, (0,5), pour des valeurs du rapport u/μ_r compris entre 0,5 et 1.

Afin de fixer les idées sur les variations de la grandeur F , nous avons tracé figures II.6, II.7, et II.8, les variations de $-\text{Im}(F)$ et $-\text{Re}(F)$ pour des particules de 1 mm de diamètre en fonction de la fréquence et pour trois natures de matériaux :

- le cuivre ($\sigma = 58 \text{ MS}$, $\mu_r = 1$),
- l'acier doux ($\sigma = 6.25 \text{ MS}$, $\mu_r = 250$),
- l'inox 316 ($\sigma = 1.35 \text{ MS}$, $\mu_r = 1.003$).

Ces trois types de matériaux ont été choisis pour les raisons suivantes:

- le cuivre pour sa bonne conductibilité électriques et son caractère amagnétique.

- l'acier doux parce qu'il est une référence admise par la plupart des fabricants de détecteurs de métaux mondiaux pour la caractérisation de leurs produits.

- l'acier Inox parce qu'il est réputé être difficilement détectable par les moyens généralement utilisées comme il vient d'être signalé.

Le diamètre de 1 mm sera notre référence tout au long de cette étude pour la raison suivante : le cahier des charges précise une sensibilité maximale à atteindre en terme de rapport $k = 0,01$. Une valeur moyenne de diamètre de veine servant au transport pneumatique dans l'industrie est 100 mm. Notre prototype a été construit en utilisant une bobine de ce diamètre. La taille minimale de particule détectable doit donc être de 1 mm de diamètre.

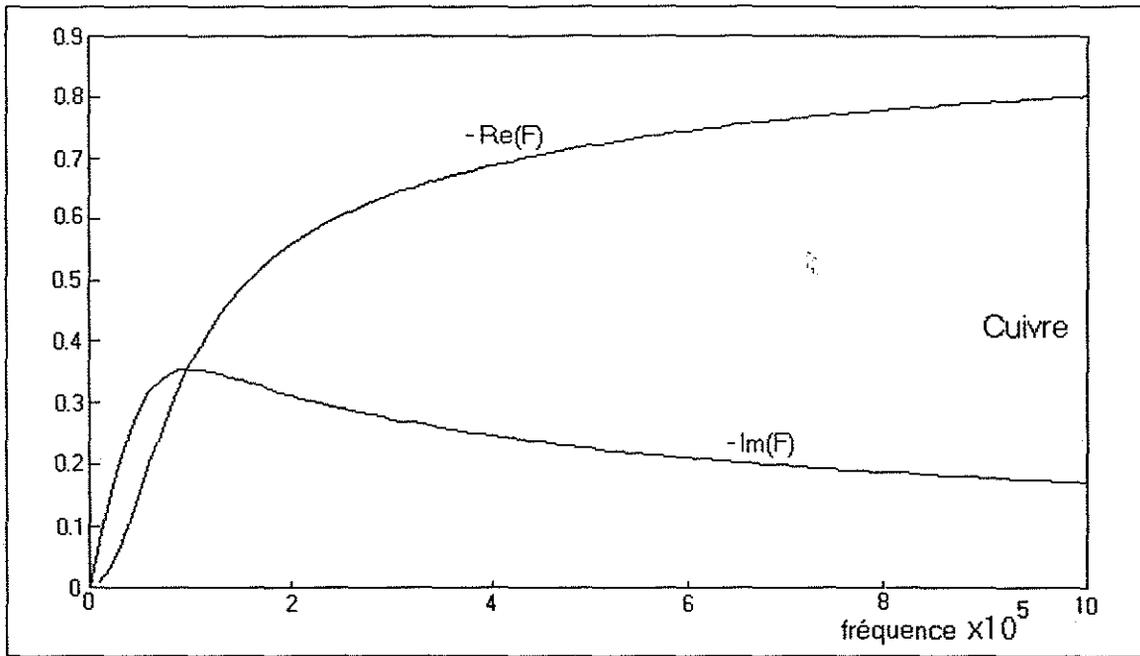


Fig. II.6 : Parties réelle et imaginaire de la fonction F en fonction de la fréquence (cuivre diamètre 1mm)

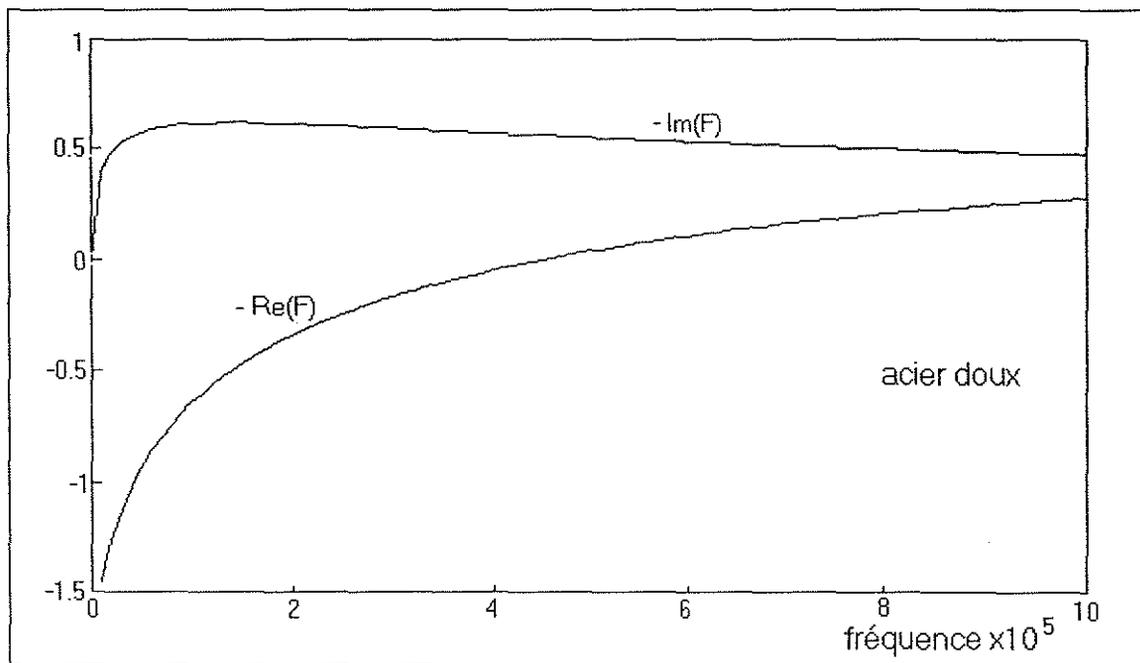


Fig. II.7 : Parties réelle et imaginaire de la fonction F en fonction de la fréquence (acier diamètre 1mm)

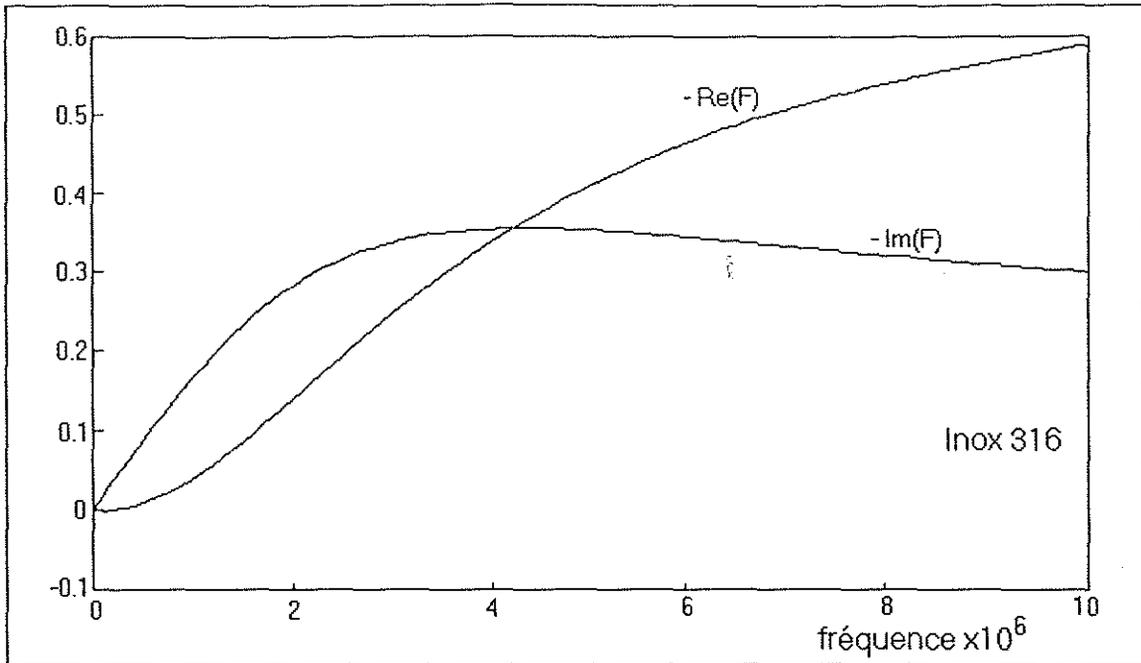


Fig. II.8 : Parties réelle et imaginaire de la fonction F en fonction de la fréquence (acier Inco316 diamètre 1mm)

Commentaire: Nous déduisons de cette étude qu'il existe une fréquence optimale de travail pour chaque sorte de matériaux dans la mesure où l'on s'intéresse plus particulièrement à leurs effets sur l'augmentation relative de la partie résistive de la bobine d'induction qui génère le champ magnétique.

On se rend compte à l'examen des courbes que la partie imaginaire de F chute très rapidement vers les fréquences basses. Il sera préférable de choisir une fréquence de fonctionnement qui maximise $-\text{Im}(F)$ pour la plus petite taille de particule à détecter. En effet, nous avons vu au paragraphe II.3.3 que la répercussion sur les paramètres de la bobine tenait compte du facteur de remplissage k (II.15 et II.16). Dans tous les cas, l'effet de k sera prépondérant (d'autant qu'il est élevé au cube). Une "grosse" particule générera toujours une réponse plus importante, même si la fréquence de travail ne lui est pas optimale.

D'autre part, la fréquence de travail sera choisie pour qu'à diamètres de particules égales, des natures de matériaux différents modifient peu la valeur de $-\text{Im}(F)$ (partie de courbe de plus faible pente)

II.4.2 Fréquences de travail optimales.

Le diagramme ci dessous (Fig. II.9) nous donne la fréquence du champ qui maximise la quantité $-\text{Im}(F)$ en fonction du rayon de la particule pour quelques types de matériaux.

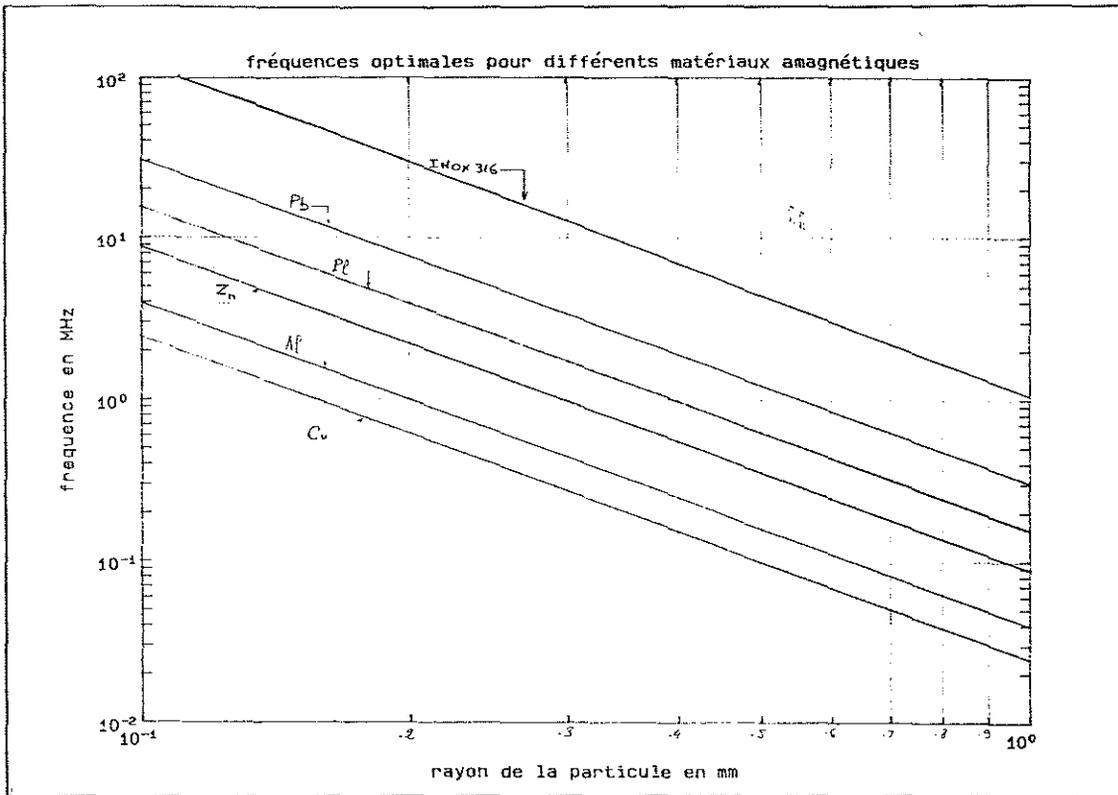


Fig. II.9 : Fréquences de travail optimales pour différents matériaux amagnétiques

II.4.3 Valeur réelle de F.

Tout ce qui a été dit précédemment, et principalement le calcul de F à partir du potentiel vecteur, suppose que le champ B à l'intérieur de la bobine est uniforme. En réalité, à moins de disposer d'un solénoïde infini, ce ne sera jamais le cas. Cette non-uniformité va se répercuter sur la valeur de la grandeur F : une particule située près de l'axe de révolution de la bobine ne produira pas les mêmes effets sur celle-ci qu'une particule située près du bord parce que la densité de flux n'est pas la même. Nous allons donc, dans ce paragraphe, étudier comment varie le champ radialement à l'intérieur de la bobine. [HOW.87]

Supposons que B soit produit par une bobine faite d'une spire unique, parcourue par un courant I.

$$\text{Alors : } B_0 = \frac{\mu_0 I}{2 r_b} \text{ au centre de la spire.} \tag{II.19}$$

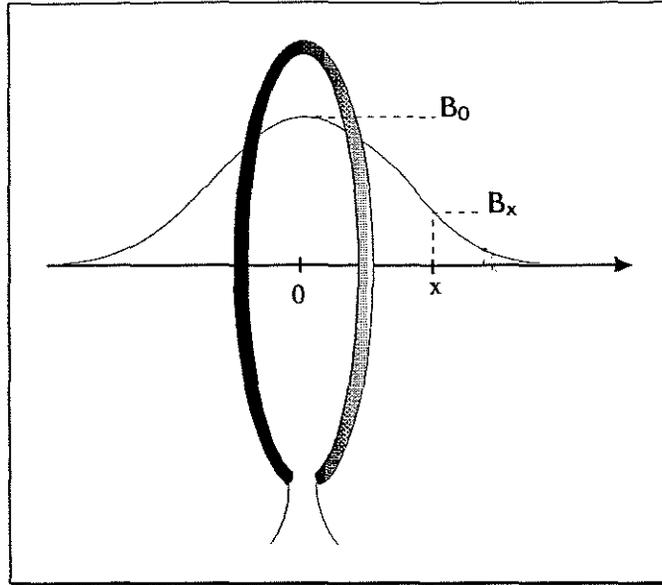


Fig. II.10 : champ axial d'une spire unique

Sur l'axe: $B_x = -B_0 \frac{r_b^3}{(r_b^2 + x^2)^{3/2}}$ (II.20)

Si B_0 est supposé conserver sa valeur dans toute la section de la bobine, alors son inductance vaut :

$$L' = \frac{\mu_0}{2 r_b} \pi (r_b - r_f)^2 \approx \frac{\mu_0}{2} \pi r_b$$

avec r_f : rayon du fil composant la spire.

Or la valeur réelle du coefficient de self induction d'une bobine plate formée d'une seule spire est donnée par :

$$L_0 = \mu_0 r_b \left(\ln\left(8 \frac{r_b}{r_f}\right) - 2 \right)$$

en comparant ces deux valeurs de L pour des rapports $\frac{r_b}{r_f}$ identiques, on trouve les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{r_b}{r_f} = 10 & : \quad \frac{L'}{L_0} \approx 2 \\ \frac{r_b}{r_f} = 100 & : \quad \frac{L'}{L_0} \approx 3 \end{aligned}$$

Ce résultat montre que le facteur F donné précédemment serait **surestimé** d'un facteur 2 ou 3 pour une particule située au centre de la bobine.

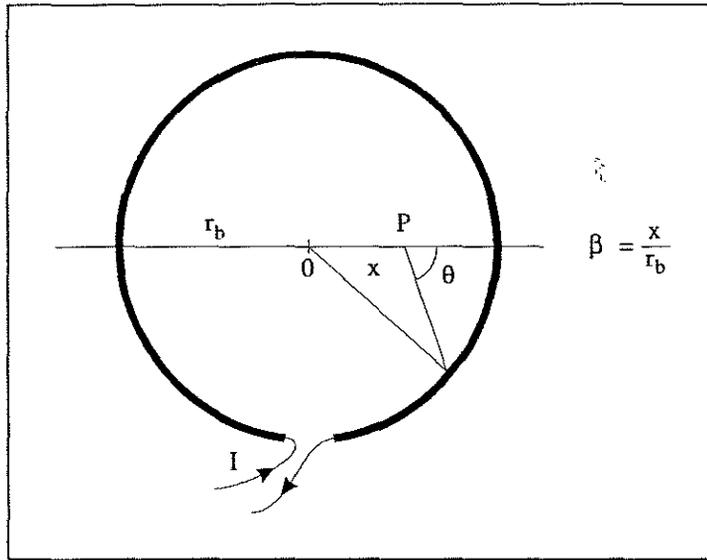


Fig. II.10 : champ radial d'une spire unique

Pour une particule décentrée, un calcul identique au précédent montre que le champ en P est donné par le calcul de l'intégrale :

$$B = B_0 \frac{2}{1 - \beta^2} \int_0^\pi \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \theta} d\theta$$

Cette intégrale (elliptique de 2^{ème} espèce) est tabulée et donne les valeurs ci-dessous suivant la valeur de β :

β :	0	5	7	9
$I(\beta)$:	$\pi/2$	2	2.7	6.5

et : $B = \frac{\mu_0 I}{\pi r_b} I(\beta)$

pour : $\beta = 0$ (centre de la spire) on retrouve le résultat précédent : $B = B_0$.

Par contre, à 90 % du rayon de la spire, le champ est pratiquement 6 fois plus important qu'au centre. Ce qui, ramené à L_0 , fournirait cette fois une valeur

de F sous-estimée d'un facteur $\frac{6}{2}$ ou $\frac{6}{3}$ suivant le rapport $\frac{r_b}{r_f}$.

En résumé, suivant l'emplacement de la particule dans le plan de la spire, la valeur de F donnée par la fig. II.5 sera *suresstimée d'un facteur 3* (particule au centre) ou *sous-estimée d'un facteur 3* (particule très près du bord).

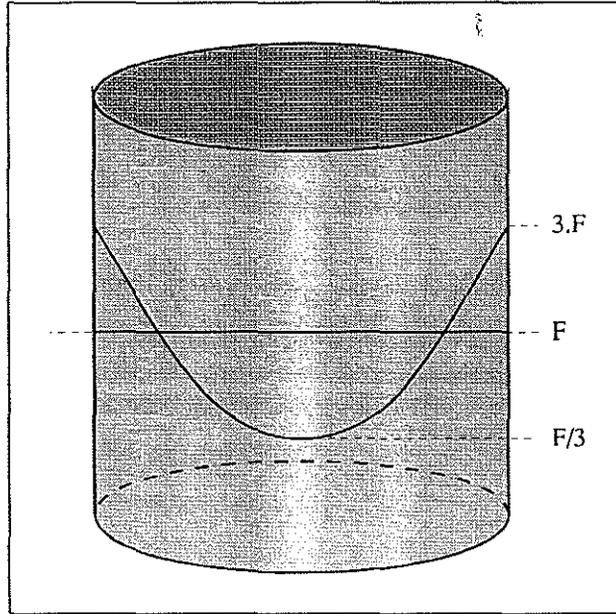


Fig. II.12 : Variation radiale de F

Les calculs et les expérimentations qui suivent seront menés en supposant que la particule se trouve dans l'axe du solénoïde (cas le plus défavorable).

Ces différences seront atténuées dans le cas de l'utilisation d'un solénoïde long au lieu d'une bobine plate. Le champ à l'intérieur d'un solénoïde étant plus homogène (influence des spires adjacentes). Nous aurons l'occasion d'y revenir lors de la réalisation pratique de la bobine d'induction.

II.5 - Influence de la particule sur les paramètres du solénoïde

II.5.1 - Sur le coefficient de qualité

Nous allons maintenant examiner de quelle manière le coefficient Q d'une bobine est affecté par la présence perturbatrice d'une particule métallique dans son champ.

$$\text{Rappelons que : } Q = \frac{L\omega}{R} = \frac{X}{R}$$

(II.21)

CHAPITRE II

nous pouvons écrire : $dQ = \frac{\partial Q}{\partial R} dR + \frac{\partial Q}{\partial L} dL + \frac{\partial Q}{\partial \omega} d\omega$

$$\text{Soit : } \frac{dQ}{Q} = \frac{dL}{L} - Q \frac{dR}{L\omega} + \frac{d\omega}{\omega} \quad (\text{II.22})$$

Suivant le type de circuit dans lequel est inséré la bobine le terme $\frac{d\omega}{\omega}$ doit être interprété différemment :

H1 : le circuit est excité extérieurement (régime forcé) alors, la particule n'a aucune action sur la pulsation du signal et $\frac{d\omega}{\omega} = 0$.

H2 : la bobine fait partie d'un circuit oscillant lui-même faisant partie intégrante d'un oscillateur. Alors, ω est la pulsation de travail que l'on peut, en première approximation, assimiler à la pulsation de résonance du circuit oscillant : $\omega^2 = (L.C)^{-1}$.

$$\text{d'où : } \frac{d\omega}{\omega} = -\frac{1}{2} \frac{dL}{L}, \text{ en remarquant que : } \frac{dL}{L} = \frac{dX}{X_0} \text{ et : } \frac{dR}{L\omega} = \frac{dR}{X_0}$$

et en passant aux accroissements, la relation (II.22) s'écrit dans chacune des hypothèses d'emploi de la bobine :

$$\text{H1 : } \frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta X}{X_0} - Q \frac{\Delta R}{X_0} \quad (\text{II.23})$$

$$\text{H2 : } \frac{\Delta Q}{Q} = \frac{1}{2} \frac{\Delta X}{X_0} - Q \frac{\Delta R}{X_0} \quad (\text{II.24})$$

Dans l'une comme dans l'autre de ces deux hypothèses, la variation relative de Q est principalement déterminée par $\frac{\Delta R}{X_0}$, cette variation étant Q fois plus importante que la variation de la partie réactive : $\frac{\Delta X}{X_0}$.

$$\text{Or (II.15) : } \frac{\Delta R}{X_0} = -\text{Im}(F) k^3$$

$$\text{soit : } \boxed{\frac{\Delta Q}{Q} = - Q \frac{\Delta R}{X_0} = + Q k^3 \text{Im}(F)} \quad (\text{II.25})$$

La variation relative du coefficient de qualité d'une bobine dont le champ magnétique est perturbé par une particule, est proportionnelle à la partie imaginaire de la grandeur F étudiée précédemment, multipliée par Q.

Nous pouvons déjà en déduire que la valeur du facteur Q sera primordial dans la recherche d'une grande sensibilité puisqu'il "contrecarre" l'effet pénalisant du "facteur de remplissage" k^3 (rapport des diamètres particule-bobine).

Ceci nous conduira à augmenter électroniquement la valeur naturelle du coefficient de qualité de la bobine utilisée, celui-ci dépassant difficilement la valeur 100 pour des bobines à air et dans la gamme des fréquences envisagées.

Le terme k^3 , nous le rappelons est au minimum de l'ordre de 10^{-6} fixé par le cahier des charges.

II.5.2 - Sur le déphasage courant-tension.

Si la bobine fait partie d'un circuit oscillant excité par un signal de pulsation très proche de sa pulsation de résonance ω_0 telle que $LC \omega_0^2 = 1$, le déphasage entre tension et courant est donné par:

$$\text{tg } \varphi = \frac{\omega}{\omega_0} \left[Q_0 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right) - \frac{1}{Q_0} \right]$$

Un calcul identique au précédent montre alors que :

$$\boxed{\Delta \varphi = - Q \frac{\Delta X}{X_0} = - Q k^3 \text{Re}(F)} \quad (\text{II.26})$$

Le déphasage courant-tension est proportionnel à la partie réelle de la grandeur F, également multipliée par le coefficient de qualité du circuit.

II.6 - ETUDES DES PROPRIETES D'UN CIRCUIT LC PARALLELE REEL.

Dans les deux paragraphes précédents, nous avons examiné de quelle manière la présence d'une particule plongée dans le champ magnétique d'une bobine se répercute sur son coefficient de qualité et sur le déphasage courant-tension. Nous avons surtout détaillé l'aspect coefficient de qualité du fait qu'il est

sensible à la partie imaginaire de la fonction F , et que c'est elle que nous chercherons à favoriser pour les raisons que nous avons évoquées au paragraphe II.4.

Dans la suite de cette étude, nous serons amenés à utiliser un circuit oscillant, dont fera partie la bobine génératrice du champ, aussi, allons nous dans ce paragraphe, en préciser les points remarquables dont nous aurons besoin par la suite.

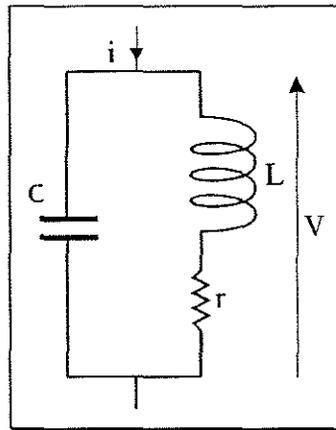


Fig. II.13

Le circuit réel diffère du classique circuit LC parallèle en ce sens qu'il n'est pas entièrement symétrique du fait de l'inséparabilité de la résistance r et de l'inductance L .

Ce sont ces deux éléments qui déterminent le coefficient de qualité de l'ensemble et sera défini comme celui de surtension du circuit série formé des mêmes éléments (le condensateur est quant à lui, supposé parfait).

$$Q_0 = \frac{L\omega_n}{r} \quad \text{avec : } \omega_n = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

introduisons la pulsation réduite : $x = \frac{\omega}{\omega_n}$ alors, l'impédance $Z(x)$ du circuit s'écrit :

$$Z(x) = Q_0 r \frac{1 - j Q_0 x}{Q_0 (1 - x^2) + j x} \tag{II.27}$$

D'où l'on tire :

le module: $|Z(x)| = Q_0 r \frac{\sqrt{1 + Q_0^2 x^2}}{\sqrt{Q_0^2 (1 - x^2)^2 + x^2}}$
 (II.28)

l'argument: $\varphi = \text{tg}^{-1} x \left[Q_0 (1 - x^2) - \frac{1}{Q_0} \right]$
 (II.29)

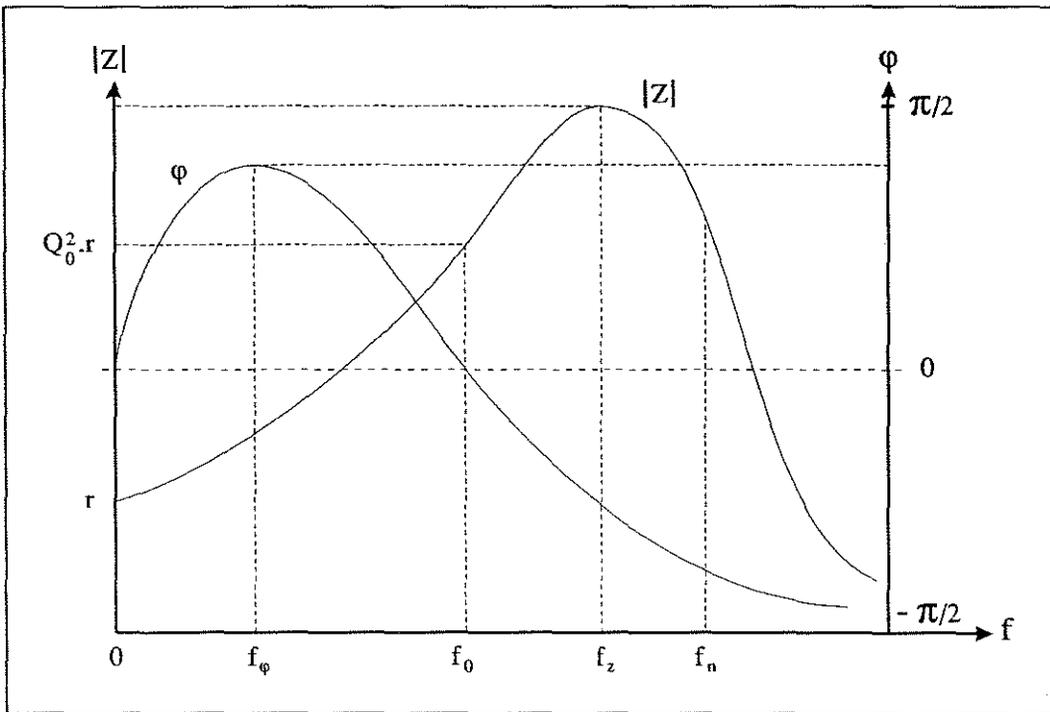


Fig. II.14 : Fréquences caractéristiques d'un circuit LC parallèle

Plusieurs fréquences caractéristiques apparaissent :

Max (| Z |) : $f_z = f_n \sqrt{\sqrt{1 + \frac{2}{Q_0^2}} - \frac{1}{Q_0^2}}$ avec : $f_n = \frac{\omega_n}{2\pi}$

Max (φ) : f_φ : cette fréquence ne nous intéresse pas directement .

$\varphi = 0$ à : $f = 0$, et : $f_0 = f_n \sqrt{1 - \frac{1}{Q_0^2}}$ (II.30)

Les valeurs respectives de $|Z|$ à ces deux dernières fréquences sont :

$$|Z| = r \quad \text{et} \quad |Z| = \boxed{Z_0 = Q_0^2 r} = Q X_0 \quad (\text{II.31})$$

Le circuit oscillant du capteur sera utilisé à cette dernière fréquence : f_0 .

II.6.2 - Pente de $|Z|(\omega)$ à f_0 .

Une valeur intéressante dont nous aurons besoin au chap.IV, est la pente de $|Z(\omega)|$ à $f = f_0$.

Calculons :

$$\frac{d|Z|}{dx} = r \frac{d}{dx} \left[\frac{1 + Q^2 x^2}{(1 - x^2)^2 + \frac{x^2}{Q^2}} \right]^{1/2} \quad \text{Soit : } x_0 = \sqrt{1 - \frac{1}{Q^2}}$$

$$\text{alors : } \left(\frac{d|Z|}{dx} \right)_{x_0} = 2 Q_0^2 r \sqrt{1 - \frac{1}{Q^2}} = 2 Z_0 \sqrt{1 - \frac{1}{Q^2}} \quad (\text{II.32})$$

$$\text{Soit : } \left(\frac{d|Z|}{dx} \right)_{x_0} = 2 Z_0 \quad \text{dès que : } Q > 10$$

Ce qui peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\Delta|Z|}{|Z|} = 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 2 \frac{\Delta f}{f_0} \quad \text{autour de } f_0 \quad (\text{II.33})$$

Cette valeur nous permettra de déterminer, partiellement du moins, l'influence de la boucle à verrouillage de phase sur le signal de sortie du capteur.

II.7 - NECESSITE D'ACCORDER LE SOLENOÏDE.

La démarche qui a conduit à l'élaboration du dispositif électronique est le suivant :

La particule métallique à détecter est soumise à l'influence d'un champ magnétique variable généré par un solénoïde. La perturbation apportée sur la valeur de la densité de flux 'B', et quantifiée par le facteur 'F', se repercute sur l'inductance du solénoïde par l'intermédiaire des deux variations suivantes :

$$\frac{dQ}{Q} = + Q \operatorname{Im} (F) k^3 \qquad \Delta\varphi = - Q \operatorname{Re} (F) k^3$$

(II.34)

Dans lesquelles :

Q : coefficient de qualité de la bobine $\left(\frac{L\omega_0}{r} \right)$

$\Delta\varphi$: variation de phase courant-tension aux bornes du circuit LC.

Nous allons tout d'abord montrer que l'utilisation d'une simple bobine, excitée par un courant d'amplitude constante, et perturbée comme il se doit, ne conduit pas à l'utilisation directe des relations rappelées ci-dessus.

La génération d'un signal proportionnel aux variations relatives de 'Q' nécessite que la bobine fasse partie d'un circuit résonnant accordée sur une fréquence particulière.

Soit une bobine réelle d'impédance complexe : $r + jL\omega$, alimentée par un courant d'amplitude constante : $i = I e^{j\omega t}$.

On mesure la variation relative de tension présente à ses bornes lorsque ses paramètres sont modifiés :

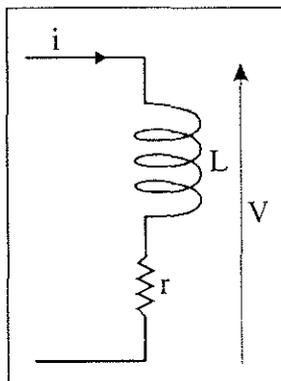


Fig. II.15

Nous avons : $v = (r + jL\omega) i = r(1 + jQ) i$
 soit : V_M l'amplitude de v , et I l'amplitude de i

Calculons la variation relative de tension aux bornes :

$$\frac{dV_M}{V_M} = \frac{dr}{r} + \frac{1}{2} \frac{2 dQ}{\sqrt{1+Q^2}} = \frac{dr}{r} + \frac{dQ}{Q}$$

soit (à ω constant) : $\frac{dV_M}{V_M} = \frac{dr}{r} + \frac{dL}{L} - \frac{dr}{r} = \frac{dL}{L} = \frac{dX}{X_0}$

avec : X_0 réactance de la bobine à la pulsation de travail.

soit (par II.16) : $\frac{dV_M}{V_M} = \operatorname{Re}(F) k^3$ (II.35)

Ce résultat n'est pas satisfaisant pour deux raisons :

- la variation relative de tension aux bornes de L est très faible; en supposant : $v = 10$ v, $k = 1/100$, et placé dans les meilleurs conditions de fréquence, et de situation dans le champ, Δv n'est que de $10 \mu\text{v}$.

- cette variation est proportionnelle à la partie réelle de la grandeur 'F'. Or, comme nous l'avons vu au cours du chapitre II, cette grandeur présente des inconvénients qui nous font préférer l'utilisation d'une grandeur électrique dépendante de la partie imaginaire de F .

Recherchons le même type de variation aux bornes d'un circuit résonnant :

Ce circuit ,parallèle réel, a été décrit en II.6. Nous supposons qu'il est accordé à la pulsation particulière ω_0 pour laquelle son impédance est réelle : $Z_0 = rQ^2$.

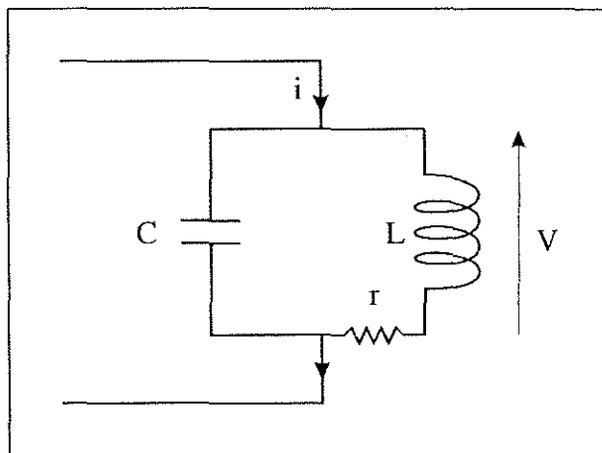


Fig. II.16: Circuit LC parallèle réel

On peut alors écrire : $|v| = |Z_0| \cdot |i|$ avec : $|i|$ constant.

et (II.31) : $Z_0 = rQ^2 = Q X_0$

la variation relative de l'amplitude de la tension s'écrit :

$$\frac{dV_M}{V_M} = \frac{dZ_0}{Z_0} = \frac{dQ}{Q} + \frac{dX}{X_0}$$

soit (par II.25 et II.16) : $\frac{dZ_0}{Z_0} = Q \operatorname{Im}(F) k^3 + \operatorname{Re}(F) k^3$

soit, en négligeant le second terme devant le premier (approximation légitime car les parties réelle et imaginaire sont du même ordre de grandeur, et Q est généralement compris entre 50 et 100) :

$$\frac{dV_M}{V_M} = \frac{dZ_0}{Z_0} = Q \operatorname{Im}(F) k^3 \quad (\text{II.36})$$

commentaire: La perturbation est Q fois plus grande que pour le solénoïde seul. Des valeurs de Q de l'ordre de 50...100 sont facilement réalisables aux fréquences de travail envisagées. Nous verrons de plus au chap. IV que l'électronique utilisée permet d'augmenter artificiellement ces valeurs. Il sera donc nécessaire d'accorder la bobine pour bénéficier d'une sensibilité plus confortable.

De plus, nous disposons d'une grandeur électrique dont les variations relatives dépendent de la partie imaginaire de 'F', ce que nous souhaitons.

conclusion : Dans ce chapitre, nous avons étudié de quelle manière une particule métallique, plongée dans le champ magnétique d'un solénoïde parcouru par un courant variable, en modifie les caractéristiques.

Nous avons montré qu'il était préférable de favoriser la perturbation occasionnée par l'absorption de courants de Foucault dans la mesure où l'on cherche à concevoir un appareil orienté vers la détection de particules non magnétiques.

Cette perturbation, quantifiée par la partie imaginaire d'une grandeur "F", est maximisée par le choix d'une fréquence de travail adéquate et se retrouve au niveau des variations relatives du coefficient de qualité de la bobine d'induction amplifiée par celui-la même.

CHAPITRE II

Enfin, ces variations relatives du coefficient de qualité égalent celles de l'impédance du circuit formé par la bobine d'induction accordée à la fréquence pour laquelle cette impédance est réelle.

L'électronique du module "A" aura donc pour tâche de mettre en évidence les variations d'amplitude de la tension alternative sinusoïdale présente aux bornes du circuit résonnant, accordé sur la fréquence pour laquelle l'impédance est réelle.

CHAPITRE III
MODULE ANALOGIQUE
(MODULE A)

Résumé

Nous décrivons dans ce chapitre le principe de fonctionnement du module analogique :

- *le rôle de la boucle à verrouillage de phase*
- *le rôle de la boucle de régulation d'amplitude*

III.1 - INTRODUCTION

Ce module génère un signal analogique, représentatif de la perturbation provoquée par le passage d'une particule métallique dans le champ magnétique d'un solénoïde. Ses caractéristiques doivent être les suivantes :

- Il est théoriquement nul en l'absence de perturbation du champ.
- Il est fidèle et aussi peu dépendant que possible de toute grandeur d'influence extérieure : dérive dans le temps, variation de température, parasite électromagnétique ou d'origine atmosphérique, proximité de masse métallique importante, vibrations et chocs mécaniques... etc.
- Son amplitude, sa durée et son allure sont telles qu'il est exploitable par le module de traitement numérique (module "B") dans les pires cas d'utilisations (plus petite particule détectable imposée par le cahier des charges).

La première solution électronique retenue pour le module "A", et qui a servi à prouver la faisabilité du projet, n'a cependant pas été retenue à cause de ses limites et des contraintes qu'elle imposait.

Cette solution faisait appel à un oscillateur LC particulier, maintenu en permanence à la limite d'accrochage. L'amplitude du signal généré dans ces conditions devient très dépendant des caractéristiques du circuit oscillant et particulièrement de la valeur de son coefficient de qualité (modifié par le passage d'une particule dans la bobine).

L'inconvénient de cette solution résidait dans le maintien de l'oscillateur à la limite d'accrochage en dépit de toute perturbation dans l'environnement du dispositif. Le passage d'une "particule" importante à proximité ou dans la bobine pouvait facilement faire décrocher l'oscillateur. D'autre part, les conditions d'oscillations étaient très dépendantes de la fréquence de travail et un asservissement très sévère de celle-ci était nécessaire.

Notons cependant, que ce dispositif est capable de travailler à haute fréquence et peut s'avérer utile dans la détection de très fines particules métalliques. Nous avons vu en effet que le facteur complexe F qui mesure la perturbation du champ magnétique dépend entre autres de la fréquence de travail et du diamètre de la particule soumise aux courants de Foucault. La partie imaginaire de F , en particulier, passe par un maximum (donnant donc un maximum de variations relative de Q), pour une pulsation de travail particulière et pour un diamètre de particule donné (et, bien entendu, un couple $\sigma-\mu$, donc un type de matériau, également donné). C'est ce que montre le diagramme de la fig. II.9 sur lequel on peut voir, par exemple, que la détection de particules de cuivre (d'un diamètre de 0,1 mm) dans les meilleurs conditions possibles, nécessite l'utilisation d'une fréquence du champ magnétique de l'ordre de 2 à 3 MHz.

Si l'on souhaite détecter des particules faites d'un matériau moins résistif et non magnétique comme le plomb, et pour le même diamètre, cette fréquence devrait être portée à 30 MHz environ.

Le cahier des charges stipule que l'appareil de première génération doit respecter un rapport 100 entre les diamètres du conduit véhiculant la matière à surveiller (donc approximativement le diamètre du solénoïde utilisé) et de la plus petite particule à détecter. Pour des conduits de l'ordre de 100 mm de diamètre, la plus petite particule 'visible' est donc de 1 mm, ce qui donne un domaine de fréquence de travail de l'ordre de 100 KHz (pour du Cuivre) à 1 MHz (pour du plomb). Ces fréquences relativement basses sont à l'origine d'une nouvelle électronique décrite en détail dans les pages suivantes et pour laquelle les différents paramètres sont beaucoup mieux contrôlés.

III.2 - MODULE 'A' : ELECTRONIQUE RETENUE.

III.2.1 - Principe.

Le principe de cette réalisation est donnée par la figure III.1.

Le rôle du système consiste à mettre en évidence les variations d'amplitude de la tension présente aux bornes du circuit LC lorsque son impédance est modifiée par le passage d'une particule dans le champ de la bobine.

Il est construit autour de deux boucles de régulation :

- une boucle à verrouillage de phase (PLL),
- une boucle de régulation d'amplitude.

La tension d'erreur de cette dernière est significative des variations d'amplitude de la tension présente aux bornes du circuit LC. Du fait que celui-ci est excité par un générateur de courant, toute modification de son impédance se répercute sur l'amplitude de la tension. Le passage d'une particule dans le champ de la bobine produit donc une réaction de cette boucle. Le signal utile de sortie de ce module n'est autre, par conséquent, que la tension d'erreur. Celle-ci est amplifiée de manière à fournir un signal d'amplitude plus confortable au module de traitement numérique.

Un dispositif particulier, faisant partie de cette boucle, permet d'obtenir un coefficient de qualité apparent du circuit résonnant beaucoup plus élevé que celui qui lui est propre. Le facteur multiplicatif de ce dernier est ajustable simplement par modification de l'amplitude du signal issu du PLL. Nous avons vu que ce coefficient de qualité était un élément déterminant de la sensibilité du capteur en contrecarrant l'effet réducteur du facteur de remplissage 'k'.

Nous allons décrire plus en détail ces deux boucles dans les deux paragraphes suivants.

Notations :

la tension d'erreur de la boucle d'amplitude est généralement notée : ε

la tension de sortie du module : e (ε amplifié)

III.3. BOUCLE A VERROUILLAGE DE PHASE

Il serait parfaitement illusoire d'imaginer un système composé d'un générateur de courant à la pulsation ω_0 excitant en "boucle ouverte" le circuit accordé LC parallèle. S'il est en effet possible de construire un tel générateur suffisamment stable à la fois en fréquence et amplitude, les dérives naturelles,

principalement en fonction de la température, des éléments composant le circuit résonnant, rendrait rapidement le système inutilisable.

Il est donc indispensable d'asservir la fréquence du générateur de courant à une fréquence particulière du circuit LC.

Dans l'étude du circuit LC parallèle réel (chap.II) nous avons vu qu'il existait une pulsation particulière ω_0 proche de celle donnant le maximum d'impédance et telle que le déphasage courant-tension est nul. Le circuit se comporte, à cette pulsation, comme une impédance réelle $Z_0 = Q^2 r$. C'est à cette pulsation particulière que nous allons utiliser le circuit résonnant LC.

Une boucle à verrouillage de phase (PLL) s'assure en permanence qu'un déphasage nul existe entre, d'une part, la tension présente aux bornes du solénoïde et d'autre part, la sortie du PLL (sortie VCO) qui après conversion tension-courant sert à exciter le circuit oscillant. En fait, seule une fraction de l'amplitude de la tension de sortie du PLL est convertie en courant (α). Nous verrons, lors de la simulation du signal fourni par ce module que α permet facilement de faire varier le gain de l'ensemble du système et offre ainsi un moyen de régler la sensibilité du capteur.

Si pour une raison quelconque (température, dérive de composant...) la valeur d'un des éléments du circuit (L ou C) subit une variation, sa pulsation propre varie (donc ω_0) et l'impédance équivalente du circuit LC n'est plus purement réelle mais légèrement capacitive ($\Delta\varphi > 0$) ou inductive ($\Delta\varphi < 0$) et un déphasage apparaît entre la tension présente aux bornes du circuit LC et son courant d'excitation, donc la tension de sortie du PLL qui en est l'image.

Celui-ci utilise un comparateur de phase numérique particulier qui verrouille la boucle sur un déphasage nul entre ses deux entrées de comparaison. L'ensemble répond à une variation de phase ' $\Delta\varphi$ ' par une variation de la pulsation ' $\Delta\omega$ ' du signal de sortie. L'amplitude et la durée de cette variation de pulsation sont déterminées par la réponse de la boucle à verrouillage de phase (fonction de transfert). La pulsation étant la dérivée de la phase, on remarque que le système va se comporter comme un dérivateur vis-à-vis d'une modification des paramètres du circuit oscillant. Notons également qu'une telle perturbation est provoquée par le passage d'une particule métallique dans la bobine. Le chap. IV décrit dans quelle mesure la boucle à verrouillage de phase influe sur la tension d'erreur de la boucle d'amplitude et, par conséquent sur le signal de sortie du capteur.

III.4. Boucle de régulation d'amplitude.

Le circuit résonnant est excité par un courant alternatif sinusoïdal de pulsation ω_0 , dont l'amplitude est commandable en tension. Le courant d'excitation est donc obtenu à partir d'un convertisseur tension-courant (repéré par V/I sur le schéma de la figure III.1). L'impédance interne de sortie de ce convertisseur est très grande devant l'impédance du circuit LC de manière à laisser libre cours aux variations de cette dernière de se répercuter sur la tension présente aux bornes du circuit. L'entrée du convertisseur est formée par la somme de deux tensions dont une partie, ajustable, provient de la sortie de la boucle à verrouillage de phase et dont la seconde est issue de la tension même présente aux bornes du circuit LC, après passage dans un amplificateur dont le gain est également commandable par une tension (VCA). Cet ensemble, formé du circuit LC, du convertisseur V/I et du VCA, forme une boucle à réaction positive contrôlée. C'est elle qui est responsable de l'effet multiplicateur de Q dont nous avons parlé plus haut. Nous montrerons que l'ensemble est stable tant que la tension de commande du convertisseur V/I ne provient pas exclusivement du VCA, autrement dit, tant que le PLL fournit une part du courant d'excitation du circuit LC.

Le contrôle de cette réaction est effectué par l'intermédiaire de la tension de commande de gain du VCA. Celle-ci, continue au repos, est fournie par intégration du signal d'erreur de la boucle de régulation d'amplitude. Cette tension d'erreur est obtenue par comparaison entre l'amplitude de la tension sinusoïdale présente aux bornes de la bobine, après mesure par un dispositif détecteur de crête, et une tension continue de référence V.

Au repos, c'est-à-dire, en l'absence de perturbation de l'impédance du circuit LC, la sortie de l'intégrateur fournit la tension continue nécessaire pour donner au VCA le gain adéquat afin que, en tenant compte de la part fournie par le PLL, le circuit LC soit excité de manière à présenter une tension d'amplitude V (référence) à ses bornes.

Notons que la tension de commande du VCA étant issue de l'intégration du signal d'erreur, ce dernier ne peut être que nul au repos.

Si, pour une raison ou pour une autre, l'impédance du circuit LC est modifiée, la modulation d'amplitude de la tension aux bornes du circuit qui en résulte, apparaît en sortie du comparateur, le temps que le VCA, après intégration, modifie, dans le bon sens, l'amplitude du courant d'excitation pour que la tension aux bornes retrouve sa valeur initiale V. La tension d'erreur s'annule alors de nouveau.

Si la perturbation disparaît, le même phénomène se reproduit en sens inverse. La tension d'erreur étant toujours nulle au repos, le signal de sortie du capteur s'affranchit automatiquement de toute perturbation constante ou lentement variable dans le temps. Il en sera ainsi, par exemple, de modifications de l'environnement immédiat, même si celui-ci est métallique ou magnétique, des dérives en température ou dues au vieillissement des composants...etc. Par contre, ceci limitera les performances du capteur pour la détection de particules très lentes. Le cahier des charges précise une borne inférieure de la gamme de vitesses de 1 m/s.

Une perturbation soudaine, telle que le passage d'une particule métallique dans le champ de la bobine par exemple, s'accompagne également d'une variation d'argument de l'impédance du circuit LC. Le déphasage $\Delta\varphi$ provoqué par cette perturbation n'a que peu d'influence sur la boucle d'amplitude (tout au moins directement voir chap.IV) du fait que le PLL, jouant son rôle, annule ce déphasage avec un temps de réponse qu'il est possible de choisir inférieur à celui de la boucle d'amplitude. On peut donc raisonnablement estimer que courant d'excitation et tension au bornes du circuit LC sont en permanence en phase.

Sinon, il nous faut considérer que pendant une perturbation et le temps que la boucle à verrouillage de phase joue son rôle, le circuit est excité par un courant dérivé d'une fraction ' α ' du signal de sortie du PLL additionné à une tension légèrement déphasée avec la précédente en provenance du VCA. Dans ce cas, l'étude théorique du régime dynamique de l'ensemble devient complexe, car d'une part, il n'est pas linéaire du fait de la présence du VCA et d'autre part, il n'est plus possible de séparer le fonctionnement des deux boucles de régulations, l'amplitude du courant d'excitation (donc indirectement e) dépendant à tout moment du déphasage.

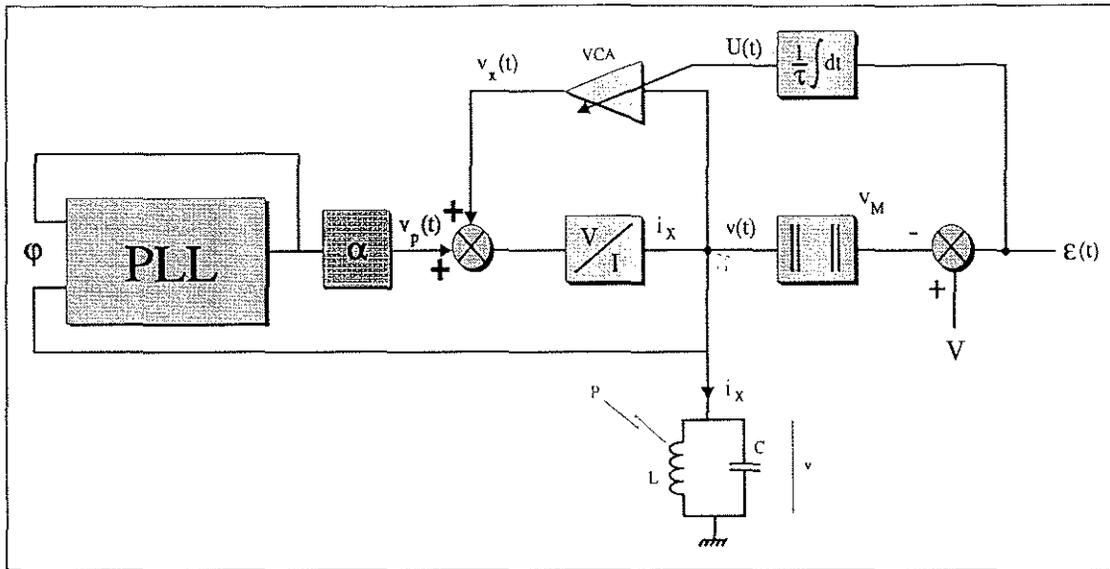


Fig. III.1 : Schéma de principe du module analogique (A1).

CHAPITRE IV

MODELISATION DU MODULE 'A'

Résumé

L'objet du présent chapitre est la mise en équations du module analogique décrit au chapitre précédent, afin d'en déduire un modèle de connaissance sous forme d'une fonction de transfert. La grandeur d'entrée représente les variations d'impédance du circuit accordé, lorsque la bobine est perturbée par le passage d'une particule dans son champ, la grandeur de sortie étant toujours la tension d'erreur de la boucle de régulation d'amplitude.

Les variations d'impédances sont elles-même modélisées à partir des résultats des chapitres précédents et de l'étude de la variation axiale du champ magnétique.

L'ensemble de ce travail nous permet de déterminer les caractéristiques géométriques et électriques du solénoïde à la génération d'un signal possédant les propriétés requises pour un traitement optimal de la part du module numérique.

Nous terminerons ce chapitre par l'étude de la boucle à verrouillage de phase et la détermination des paramètres limitant son influence sur le signal de sortie du module.

Les différents calculs et simulations effectués à partir du schéma général théorique de la figure III.1 vont nous permettre de montrer que cette architecture est stable et de préciser les paramètres qui en assureront un fonctionnement optimum.

IV.1 - DECOUPLAGE DES DEUX BOUCLES DE REGULATION.

Lorsqu'une particule pénètre dans la bobine, la distorsion introduite sur le champ magnétique se répercute principalement de deux façons sur l'impédance équivalente Z_0 du circuit LC (II.34 et II.36) :

$$\frac{dQ}{Q} = \frac{dZ_0}{Z_0} = \frac{dV_M}{V_M} = + Q \operatorname{Im}(F) \cdot k^3 \quad (\text{IV.1})$$

et : $d\varphi = -Q \operatorname{Re}(F) k^3$
(IV.2)

La variation relative d'amplitude ne se répercute pas sur la boucle à verrouillage de phase du fait même que celle-ci n'est sensible qu'à la phase relative des signaux qui apparaissent sur ses entrées et non aux amplitudes de ceux-ci.

Par contre, la réciproque n'est pas vraie, du moins en principe, même si l'on peut grandement minimiser cet effet (chap. IV.3).

Lorsque le PLL enregistre une variation de phase 'dφ' et répond de manière à annuler celle-ci, la variation 'dω' de la pulsation s'effectue autour de ω₀, valeur pour laquelle la pente de variation de Z₀ n'est pas nulle comme nous l'avons vu au chapitre II.

$$\left(\frac{dZ_0}{d\omega} \right)_{\omega_0} = 2 \frac{Z_0}{\omega_0}$$

(IV.3)

Cette variation se répercute par une modulation supplémentaire de l'amplitude de la tension présente aux bornes du circuit LC et donc est prise en compte par la boucle de régulation de l'amplitude.

Ce type de couplage unidirectionnel entre les 2 boucles va nous permettre de traiter cette variation d'impédance 'dZ' supplémentaire comme une *perturbation*, qui sera additive ou soustractive suivant le signe de dφ, sur la variation du module de l'impédance Z₀ provoqué par le passage d'une particule.

Nous allons donc pouvoir, dans un premier temps, décrire la boucle de régulation d'amplitude comme si celle-ci était isolée.

IV.2 - FONCTION DE TRANSFERT DE LA BOUCLE DE REGULATION D'AMPLITUDE

IV.2.1 - Description des éléments

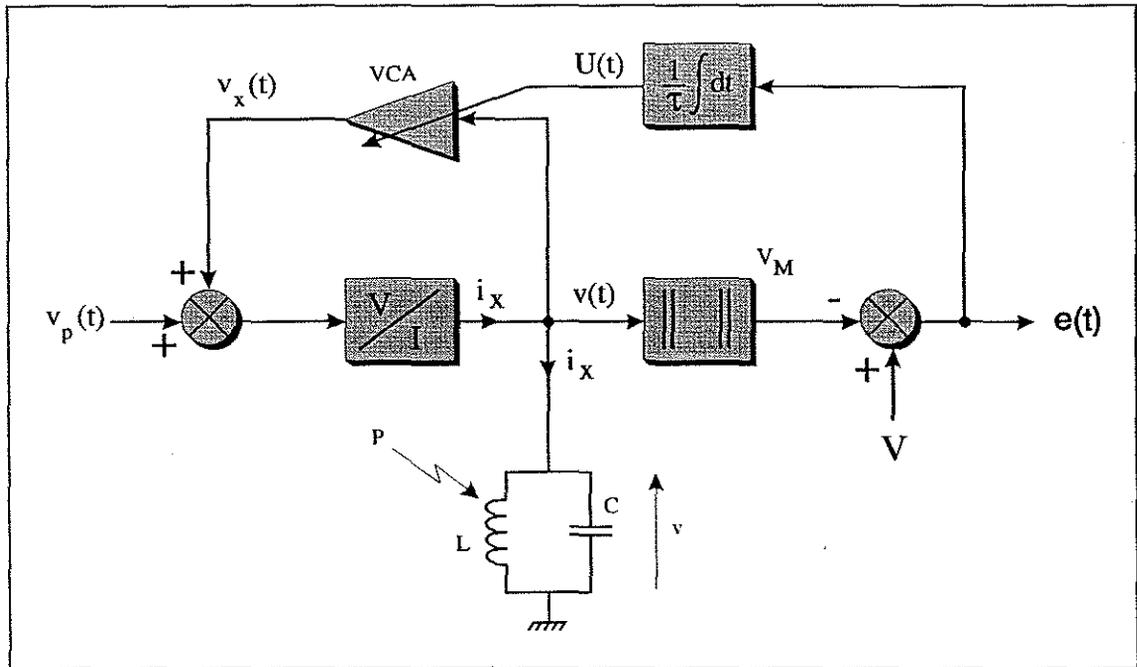


Fig IV-1 : Boucle de régulation d'amplitude

Avant la mise en équation du système, nous allons formuler quelques remarques concernant certains éléments et certaines grandeurs électriques de ce circuit.

Nous supposons dans ce chapitre que l'amplificateur de sortie est de gain unitaire, pour ne pas alourdir inutilement les différentes expressions, soit : $\varepsilon(t) = e(t)$.

Dans tout ce chapitre (de même que dans la seconde partie), la tension de sortie du module est donc dénommée : $e(t)$.

IV.2.1.1 - Le détecteur de crête

Sa fonction est bien entendu de fournir une tension de sortie proportionnelle à l'amplitude du signal présent sur son entrée.

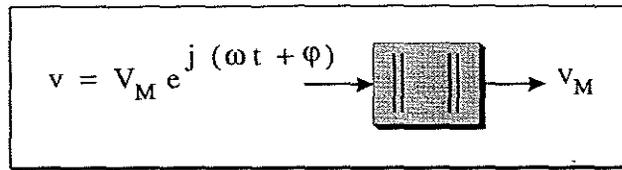


Fig IV-2 : Détecteur de crête

1) **Il est linéaire** : la grandeur de sortie est proportionnelle à l'amplitude du signal d'entrée.

2) **Il n'introduit aucun biais**: Technologiquement parlant, ce point ne sera pas respecté. Cependant, le biais introduit par la perte d'insertion ($\beta < 1$) pourra de toute façon être contrebalancé par une modification équivalente de V , tension de référence. La comparaison des amplitudes se faisant simplement sur βV au lieu de V .

3) **Il n'introduit aucun retard**: L'amplitude de $v(t)$ est comparée à l'instant 't' avec V . Technologiquement parlant, certaines applications pratiques peuvent introduire un retard. C'est par exemple le cas si l'on utilise un échantillonneur-bloqueur cadencé à la fréquence f_0 échantillonnant le signal sur les crêtes de la sinusoïde. Ce retard, de l'ordre d'une période de la tension v ($10 \mu s$), reste de toute façon beaucoup plus faible que la constante de temps principale, et n'affecte pas la stabilité du système.

IV.2.1.2 - V C A

C'est en fait un multiplieur de gain K .

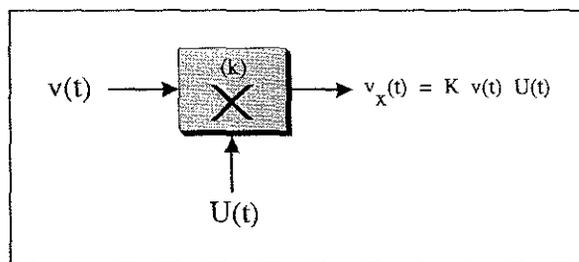


Fig IV-3 : Amplificateur commandé en tension

Les caractéristiques principales sont les suivantes :

- 1) **Il est "linéaire"** : $v_x(t) = \lambda v(t)$ à $U(t)$ constant,
 $v_x(t) = \lambda' U(t)$ à $V_M(t)$ constant

λ et λ' : constantes

- 2) Il n'introduit **aucun déphasage** entre $v_x(t)$ et $v(t)$, quelque soit $U(t)$
- 3) Sa **réponse en fréquence** est plate dans la gamme des fréquences de $v(t)$.

Technologiquement, toutes ces conditions ont été réalisées.

Son gain : K est défini par : $V_x(t) = K U(t)v(t)$ et s'exprime en v^{-1} .

IV.2.1.3 - Convertisseur Tension - Courant

Sa transconductance est G_0 .

C'est en fait un générateur de courant sinusoïdal commandé en tension.

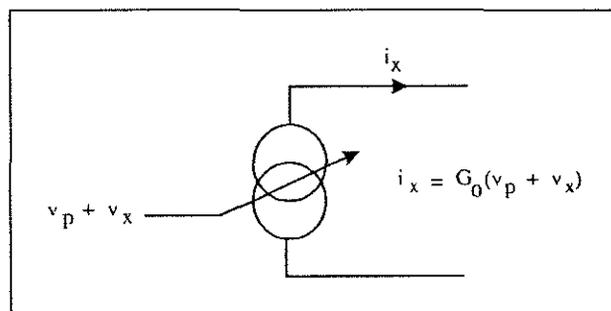


Fig IV-4 : Convertisseur Tension - Courant

Ses caractéristiques sont :

- 1) de n'introduire **aucun déphasage** entre i_x et la tension d'entrée,
- 2) d'être **linéaire** : sa transconductance est constante.
- 3) d'être de **conductance interne G_i nulle** dans la bande de fréquences.

Ce dernier point n'est technologiquement pas possible à réaliser. Nous examinerons au chap.IV.433 quelles sont les conséquences sur le signal de sortie d'une conductance interne non nulle.

IV.2.2 - Mise en équation et modélisation

IV.2.2.1 - Hypothèses sur les signaux

L'appareil étant conçu pour la détection de fines particules nous feront toujours l'hypothèse que la perturbation apportée par le passage d'une particule est petite ($k^{-1} = 100$) et que les variations des grandeurs électriques à moyenne non nulle ($U(t)$, $V_M(t)$...) sont faibles vis-à-vis de ces dernières.

En particulier, nous pourrions négliger $|e(t)|$ devant : V ce qui est légitime, puisque le rapport $\frac{|e(t)|}{V}$ est de l'ordre de 10^{-5} .

La tension de commande $v_p(t)$ est une tension sinusoïdale alternative dont l'amplitude V_p est **indépendante du temps**. C'est une fraction du signal de sortie de l'oscillateur de la boucle à verrouillage de phase chargée de maintenir le circuit LC excité à la fréquence f_0 . Son amplitude est cependant ajustable (par α), et peut ne représenter qu'une faible fraction de l'amplitude de $v_x(t)$ avec laquelle elle est additionnée.

Ceci aura son importance dans la simplification des équations du système. Pratiquement parlant, cette tension n'est pas purement sinusoïdale : le VCO (oscillateur du PLL) délivre une tension carrée. Cependant, le circuit LC agissant comme un filtre très sélectif centré sur la fréquence fondamentale du spectre de $v_p(t)$, il revient au même de ne considérer que la valeur de l'amplitude de cette composante, soit : $\frac{4}{\pi} \frac{VDD}{2}$ (VDD : tension d'alimentation du PLL). La tension $v(t)$ étant sinusoïdale pure, $v_x(t)$ l'est également et seule la somme $v_x(t)+v_p(t)$, donc le courant d'excitation i_x , est la somme d'un signal sinusoïdal et d'une fraction de signal carré, dont le spectre ne possède des harmoniques (impaires uniquement car le rapport cyclique est exactement de 1/2) qu'en proportion de $\frac{V_p}{V_x}$ donc d'autant mieux éliminées par le filtre passe-bande que constitue le circuit LC.

La tension v_p , issue du PLL, sera considérée comme référence des phases.

IV.2.2.2 - Mise en équation

Le schéma de la figure IV.1 peut se mettre sous la forme :

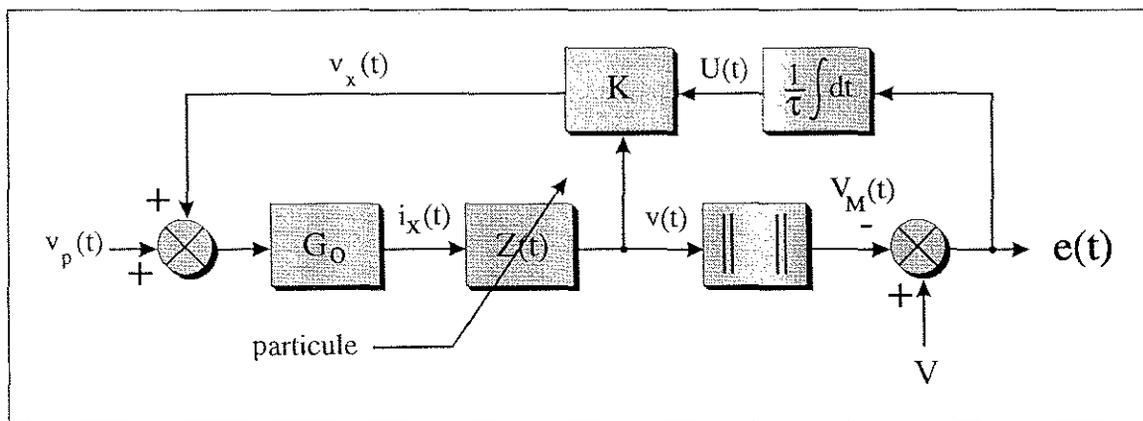


Fig. IV.5 : Diagramme fonctionnel de la boucle d'amplitude

Nous en déduisons le système d'équations suivant :

I i) $(v_p + v_x) G_o Z = v$ (IV.4)

 ii) $v_x = K U v$ (IV.5)

II iii) $e = V - V_M$ avec τ, G_o, K, V : constantes (IV.6)

 iiiii) $U = \frac{1}{\tau} \int_0^t e dt$ (IV.7)

que l'on peut décomposer en deux sous-systèmes :

Sous-système I (i + ii) : les signaux : v_p, v_x et v sont sinusoïdaux et d'amplitude variable (sauf v_p qui est d'amplitude constante)

Sous-système II (iii + iiiii) : les signaux : e, V_M et U dépendent du temps mais sont **lentement variables vis-à-vis de la période des signaux précédents**. Leur dépendance vis-à-vis du temps est liée au transit de la particule dans le solénoïde.

Ces deux systèmes sont couplés par la variable $U(t)$.

Notre but étant de faire apparaître une formulation donnant l'évolution de $e(t)$ en fonction de l'évolution de $Z(t)$, il nous faut raisonner sur les amplitudes, ce que nous ne pouvons pas faire directement à cause du terme $|v_p + v_x|$ qui n'est pas connu directement. Nous allons donc traiter en priorité le système I.

IV.2.2.3 - Système d'équations I

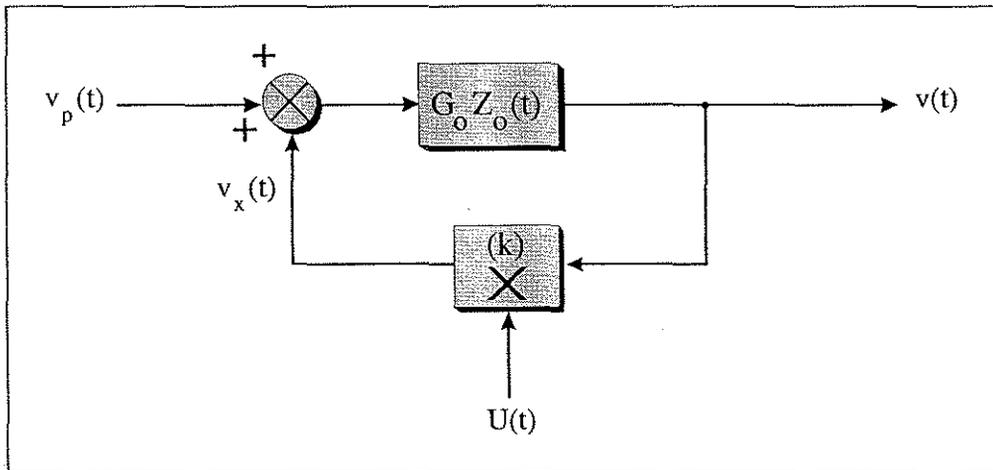


Fig. IV.6 : Boucle de réaction

du système d'équations I, nous tirons :

$$[(v_p(t) + KU(t) v(t)) G_o Z_o(t) = v(t)$$

$$\text{Soit : } v(t) = v_p(t) \frac{G_o Z_o(t)}{1 - KU(t) G_o Z_o(t)} \quad (\text{IV.8})$$

Les signaux $v(t)$ et $v_p(t)$ sinusoïdaux sont traités comme des signaux analytiques.

$$\begin{cases} v(t) = V_M(t) e^{j(\omega t + \varphi(t))} \\ v_p(t) = V_p e^{j\omega t} \end{cases} \quad (\text{IV.9})$$

$v_p(t)$ issu du PLL est la phase de référence .

- Son amplitude, ' V_p ', est fixée, donc indépendante du temps (non affecté par le passage d'une particule).

- V_M est l'amplitude de $v(t)$ et dépend du temps car affectée par la présence d'une particule.

- Φ est le déphasage entre $v(t)$ et $v_p(t)$ provoqué par le passage d'une particule.

- $Z_o(t) = |Z_o(t)| e^{j\varphi(t)}$: impédance du circuit LC modifiée par le passage d'une particule. Son module varie et son argument prend une valeur non nulle donnée par (II.26): $\varphi = -Q_o \text{Re}(F) k^3$

$$(\text{IV.8}) \Rightarrow V_M(t) e^{j\Phi(t)} = G_o V_p \frac{Z_o(t) e^{j\varphi(t)}}{1 - KU(t) G_o Z_o(t) e^{j\varphi(t)}}$$

Soit :

$$\begin{cases} V_M(t) = G_o V_p \frac{|Z_o(t)|}{|1 - KU(t) G_o |Z_o(t)| e^{j\varphi(t)}|} \\ \Phi(t) = \varphi(t) - \text{tg}^{-1} (1 - KU(t) G_o |Z_o(t)| e^{j\varphi(t)}) \end{cases}$$

$$\text{Définissons : } H = KU(t) G_o |Z_o(t)| \quad (\text{IV.10})$$

Le système s'écrit :

$$\begin{cases} V_M(t) = G_0 V_p \frac{|Z_o(t)|}{|1 - H e^{j\varphi(t)}|} \\ \Phi(t) = \varphi(t) - \text{Arg}(1 - H e^{j\varphi(t)}) \end{cases}$$

Or : $|1 - H e^{j\varphi(t)}| = \sqrt{1 + H^2 - 2H \cos \varphi(t)}$

et : $\text{Arg}(1 - H e^{j\varphi}) = \text{tg}^{-1} \frac{-H \sin \varphi}{1 - H \cos \varphi}$

Hypothèses simplificatrices : φ est très petit, (de l'ordre de 10^{-4} rd pour $k = 1/100$)

alors : $\cos \varphi \approx 1 - 5 \cdot 10^{-9} \approx 1$

soit : $|1 - H e^{j\varphi}| \approx 1 - H$

et : $\text{Arg}(1 - H e^{j\varphi}) \approx \text{tg}^{-1} \left[\frac{-H}{1 - H} \sin \varphi \right]$

alors :

$$\begin{cases} V_M(t) = G_0 V_p \frac{|Z_o(t)|}{|1 - H|} \\ \Phi(t) = \varphi(t) + \text{tg}^{-1} \left[\frac{H}{1 - H} \sin \varphi \right] \end{cases} \quad (\text{IV.11})$$

Remarques :

- L'amplitude de $v(t)$ ne dépend pas du déphasage créé par la modification de $Z_o(t)$.
- Le déphasage $\Phi(t)$ entre $v(t)$ et $v_p(t)$ est la valeur qui sera "vue" par le PLL lors du passage d'une particule dans le solénoïde. Elle diffère de $\varphi(t)$ par le terme $\text{tg}^{-1} \left[\frac{H}{1 - H} \sin \varphi \right]$.

Evaluons le rapport : $\frac{H}{1 - H}$:

En remplaçant H par (IV.10) et en s'aidant de (IV.4) et (IV.5) , il vient : $H =$

$$\frac{v_x}{v_x + v_p}$$

soit : $\frac{H}{1 - H} = \frac{v_x}{v_p} = \frac{V_x}{V_p} = G_0 Z_o \frac{V}{V_p} - 1$

Ce terme peut devenir grand si V_p tend vers zéro, et donc : $\text{tg}^{-1} \left[\frac{H}{1-H} \sin \varphi \right]$ peut devenir grand devant φ .

Nous devons tenir compte de ce fait dans l'étude de l'influence de la boucle à verrouillage de phase sur le signal de sortie e.

Nous avons donc la relation suivante entre les amplitudes des différentes tensions :

$$V_M = G_o V_p \frac{|Z_o(t)|}{1 - K G_o U(t) |Z_o(t)|} \quad (\text{IV.12})$$

IV.2.2.4 - Effet multiplicateur de Q

Recherchons l'équivalence suivante :

$$|i_p| \longrightarrow \boxed{|Z_{eq}|} \longrightarrow |v| = V_M \quad \text{où : } Z_{eq} = Q_{eq} \cdot X_o$$

$$|i_p| = I_p \text{ étant la fraction du courant d'excitation due à } V_p.$$

$$\text{On a : } I_p = G_o V_p$$

$$\text{en l'absence de multiplicateur, nous avons la relation : } \frac{V_M}{I_p} = Z_o$$

$$\text{ici, ce rapport vaut : } Z_{eq} = \frac{Z_o}{1 - K G_o U Z_o} \text{ en remplaçant } V_M \text{ par (IV.12)}$$

$$\text{ou encore, en tenant compte de (IV.10), : } Z_{eq} = Q_{eq} \cdot X_o = \frac{Q_o X_o}{1 - \left| \frac{v_x}{v_x + v_p} \right|}$$

$$\text{Soit : } Q_{eq} = Q_o \left[1 + \frac{V_x}{V_p} \right] = G_o Z_o \frac{V}{V_p} \text{ (par IV.4)}$$

Ce circuit apparaît donc bien comme un multiplicateur de Q vis-à-vis du circuit LC et peut tendre vers l'infini si V_p tend vers zéro.

Pour V_p égale à zéro, le système devient alors instable, la sortie du PLL est déconnectée de la boucle d'amplitude et celle-ci oscille à une fréquence déterminée

principalement par la constante de temps de l'intégrateur. Ce phénomène a été observé en pratique.

IV.2.2.5 - Fonction de transfert.

De l'expression (IV.12) nous tirons :
$$U(t) = \frac{1}{K} \left[\frac{1}{G_0 |Z(t)|} \cdot \frac{V_p}{V_M(t)} \right]$$
 (IV.13)

introduisons l'admittance du circuit LC :
$$Y(t) = \frac{1}{Z(t)}$$
 (IV.14)

alors :
$$U(t) = \frac{1}{K} \left[\frac{|Y(t)|}{G_0} \cdot \frac{V_p}{V_M(t)} \right]$$
 (IV.15)

Or :
$$\frac{dU(t)}{dt} = \frac{1}{K} \left[\frac{1}{G_0} \frac{\partial Y(t)}{\partial t} dt - \frac{V_p}{V_M^2(t)} \left(\frac{\partial V_M}{\partial t} \right) dt \right]$$
 (IV.16)

ou :
$$dU(t) = \frac{1}{K} \left[\frac{1}{G_0} dY(t) + \frac{V_p}{V_M^2(t)} dV_M(t) \right]$$
 (IV.17)

or : (IV.6) => $V_M(t) = V - e(t)$ soit : $dV_M(t) = -de(t)$

et : (IV.7) => $\frac{dU}{dt} = \frac{e(t)}{\tau}$

Soit :
$$e(t) dt = \frac{t}{K} \left[\frac{1}{G_0} \cdot dY(t) - \frac{V_p}{(V - e)^2} de \right]$$
 (IV.18)

Cette équation différentielle n'est pas directement intégrable du fait de la présence du terme $(V - e)^2$. Cependant, l'hypothèse selon laquelle nous n'étudions que l'effet de petites perturbations, nous entraîne à poser a priori que $e \ll V$. Ce qui se justifiera expérimentalement du fait que $e \approx 100 \mu v$ et $V \approx 10 v$.

Il est alors possible de simplifier l'expression et d'écrire :

$$e(t) dt = \frac{\tau}{K} \left[\frac{dY(t)}{G_0} - \frac{V_p}{V^2} de \right]$$

$$\text{Soit : } e(t) + \frac{\tau V_p}{KV^2} \dot{e}(t) = \frac{\tau}{KG_0} \dot{Y}(t) \tag{IV.19}$$

Cette équation différentielle est à coefficients constants. Nous pouvons la résoudre en employant la transformée de Laplace, les conditions initiales étant nulles. (Le système a été conçu de telle manière que $e(t) = 0$ en l'absence de perturbation).

$$\text{Soit : } e(s) \left[1 + \frac{\tau V_p}{KV^2} s \right] = \frac{\tau s}{KG_0} Y(s)$$

$$\text{Soit : } H(s) = \frac{e(s)}{Y(s)} = \frac{\frac{\tau s}{KG_0}}{1 + \frac{\tau V_p}{KV^2} s}$$

ce que nous pouvons écrire :

$$\boxed{H(s) = A_\alpha \cdot \frac{T_s}{1 + T_s}} \quad \text{Fonction de transfert du système} \tag{IV.20}$$

$$\text{avec : } \boxed{T = \frac{\tau V_p}{KV^2}} \quad \text{constante de temps globale du système} \tag{IV.21}$$

$$\text{et : } \boxed{A_\alpha = \frac{V^2}{G_0 V_p}} \quad \text{gain à fréquence infinie} \tag{IV.22}$$

Le système qui constitue la boucle de régulation d'amplitude est donc modélisable de la façon suivante, l'entrée étant constituée des variations d'admittance du circuit LC à ω_0 :

$$Y(s) \text{ ---> } \boxed{H(s)} \text{ ---> } e(s)$$

Remarques :

- 1) le système vu d'une perturbation sur Z_0 se comporte comme un filtre passe-haut du premier ordre. Le système est donc stable, malgré la boucle à réaction positive.
- 2) Son gain à l'infini varie comme $1/V_p$: la sensibilité du dispositif est modifiable simplement en faisant varier l'amplitude de $v_p(t)$.
- 3) Une variation de V_p modifie également la constante de temps globale du circuit (dans le même sens).
Nous verrons plus loin, quelle valeur donner à la constante de temps pour obtenir une réponse optimale.
- 4) Le système étant du type passe-haut, le spectre du signal de sortie $e(t)$ ne contient aucune composante à $f = 0$; $e(t)$ est donc à valeur moyenne nulle.
(résultat compatible avec $e = 0$ en régime permanent du à la présence de l'intégrateur dans la boucle de régulation).

IV.2.2.6 - Réponse à un échelon.

Ce type de réponse ne peut pas être obtenue pratiquement. Une telle variation de l'impédance du circuit résonnant supposerait le passage d'une particule à vitesse infinie dans le champ d'un solénoïde de longueur également infinie.

Ceci va cependant nous permettre de définir quel serait le maximum maximum de $e(t)$.

Appliquons un échelon $\Delta Y(t)$ à l'entrée :

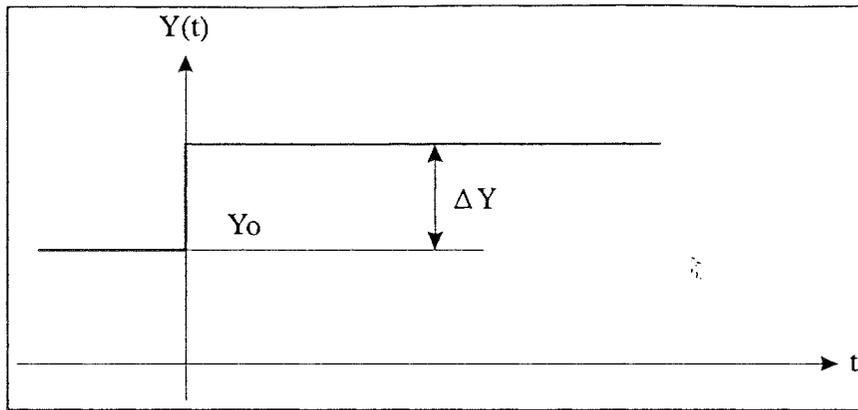


Fig. IV.7 : Echelon d'admittance

La réponse sera : $e(t) = L^{-1} \left[\frac{A_\alpha \cdot T}{1 + Ts} \right] \Delta Y$

Soit : $e(t) = A_\alpha e^{-t/T} \cdot \Delta Y = \frac{V^2}{G_o V_p} \Delta Y \cdot e^{-t/T}$

or : $\frac{\Delta Y}{Y} = - \frac{\Delta Z}{Z} = - Q_o \text{Im}(F) k^3$ par : (II.36)

et : $Q_o Y_o = X_o^{-1}$ par : (II.31) et (II.14)

Soit : $e_{\max} = e(0^+) = \frac{V^2 k^3}{G_o V_p X_o} \text{Im}(F)$ (IV.23)

Remarque : L'amplitude du signal de sortie ne dépend pas de Q_o mais uniquement de X_o : réactance de la bobine que l'on sera donc amené à choisir aussi faible que possible et de V_p que l'on peut également choisir le plus faible possible en respectant toutefois certaines contraintes qui seront développées plus loin dans cette étude, notamment lorsque nous serons amenés à étudier l'influence de la réponse de la boucle à verrouillage de phase.

IV2.3 - Analyse de la perturbation réelle $\Delta Y(t)$.

L'expression précédente de e_{\max} donne des valeurs surestimées. Elle suppose en effet que $\Delta Y(t)$ varie en échelon, ce qui n'est pas réaliste, la particule commençant à "sentir" le champ magnétique du solénoïde avant d'entrer dans celui-ci.

Nous allons donc décrire plus exactement cette variation du champ et proposer un meilleur modèle de la variation de $\Delta Y(t)$.

Nous avons vu au chap. (II) que le cas le plus défavorable se situe lorsque la particule pénètre dans la bobine suivant son axe de révolution. C'est en effet au centre (radialement parlant) que l'induction $|B|$ est la plus faible.

Théoriquement (chap. II) cette induction peut être six fois plus importante près de la périphérie mais nous donnerons en annexe 1 un moyen technologique permettant d'homogénéiser quelque peu ce champ.

Nous allons donc nous attacher à décrire la variation $\Delta Y(t)$ dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire lorsque la particule pénètre le champ suivant l'axe de révolution du solénoïde.

Pour cela, nous avons besoin de savoir comment varie le champ hors et dans le solénoïde lorsqu'il est parcouru suivant son axe.

IV.2.3.1- Induction sur l'axe d'une spire circulaire

Examinons tout d'abord le cas d'une bobine faite d'une spire unique.

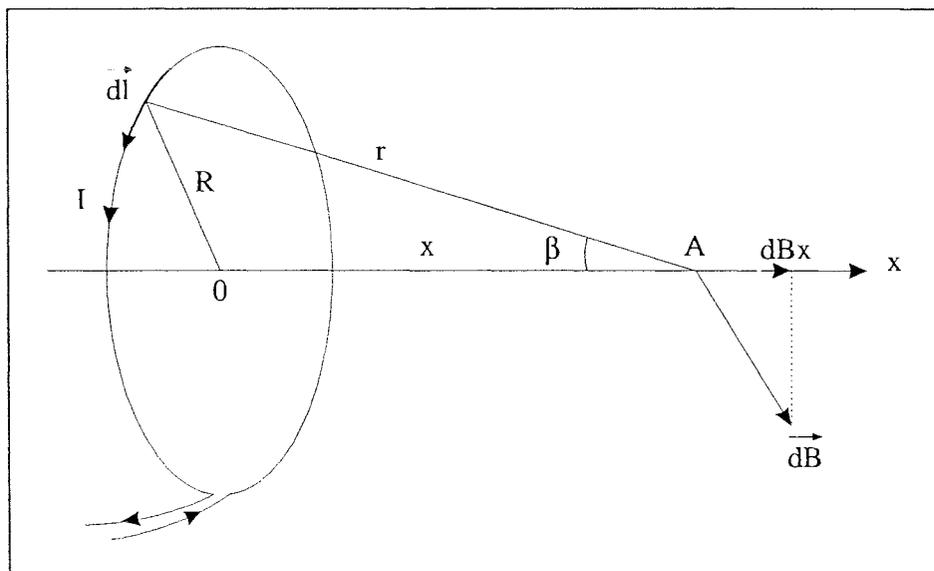


Fig. IV.8 Induction produite par une spire circulaire

La composante du champ suivant l'axe x est donnée par la loi de Biot et Savart :

$$(dB)_x = \frac{\mu_0}{4\pi} I dl \frac{\sin \beta}{r^2}$$

Par raison de symétrie, il y a lieu de ne considérer que cette composante de dB, et l'intégration de l'expression précédente donne immédiatement :

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{\sin \beta}{r^2} \int dl \quad \text{soit : } B_x = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{R^2}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (IV.24)$$

Pour un solénoïde infiniment plat composé de N spires, il y a lieu de multiplier le résultat précédent par N.

Par conséquent, le champ au centre a pour valeur : $B_{MAX} = \frac{\mu_0 NI}{2R} \quad (IV.25)$

IV.2.3.2 - Induction créée par un solénoïde suivant son axe de révolution.

L'expression précédente nous permet de calculer le champ d'une bobine complète :

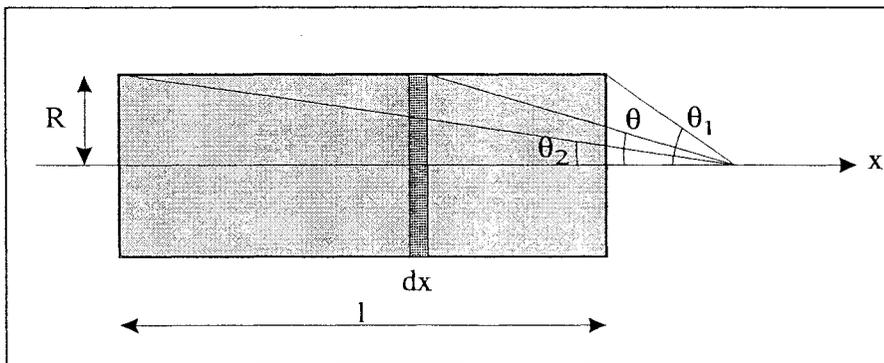


Fig. IV.9 : Calcul du champ axial d'un solénoïde

La contribution de la tranche dx est donnée par l'expression précédente.

$$\text{Soit : } B = \frac{\mu_0 n I}{2} \int_{x_1}^{x_2} \frac{R^2}{(R^2 + x^2)^{3/2}} dx$$

x_1, x_2 : abscisse des faces terminales du solénoïde

$n = \frac{N}{l}$: nombre de spires par unité de longueur.

En introduisant la nouvelle variable : $\theta = \text{tg}^{-1} \frac{R}{x}$

et en sommant de : $x_1 = R \cotg \theta_1$ à : $x_2 = R \cotg \theta_2$,

$$\text{il vient : } B = \frac{\mu_0 n I}{2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta d\theta = \frac{\mu_0 n I}{2} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

θ_1 et θ_2 représentent les angles sous lesquels sont vues les faces terminales du solénoïde depuis l'abscisse considérée.

Valeur de l'induction au centre de la bobine : $B = \mu_0 n I \cos \theta_0$

θ_0 : angle sous lequel sont vues les faces terminales depuis le centre du solénoïde.

Pour un solénoïde infini, $\theta_0 \rightarrow 0$ et $B \rightarrow \mu_0 n I$

Cette valeur est notée B_M (valeur maximum qui peut prendre la densité de flux à l'intérieur d'un solénoïde).

Nous allons effectuer un changement de variable qui nous permettra d'obtenir une expression plus facilement exploitable. L'origine des abscisses sera prise en coïncidence avec le centre du solénoïde

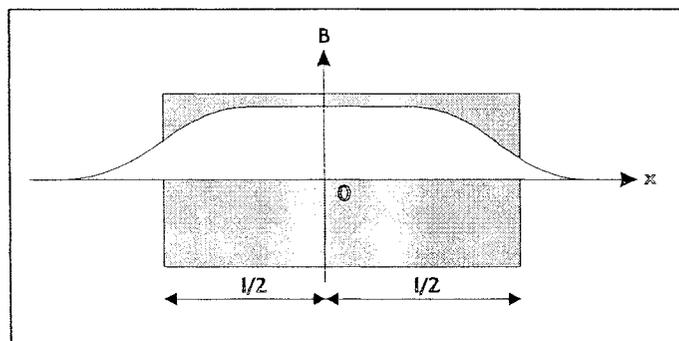


Fig.IV.10 : nouveau repaire

Soit : $\cos \theta_1 = \frac{x + 1/2}{\sqrt{(x + 1/2)^2 + R^2}}$ $\cos \theta_2 = \frac{x - 1/2}{\sqrt{(x - 1/2)^2 + R^2}}$

D'où : $B(x) = \frac{\mu_0 n I}{2} \left[\frac{x + 1/2}{\sqrt{(x + 1/2)^2 + R^2}} - \frac{x - 1/2}{\sqrt{(x - 1/2)^2 + R^2}} \right]$ (IV.26)

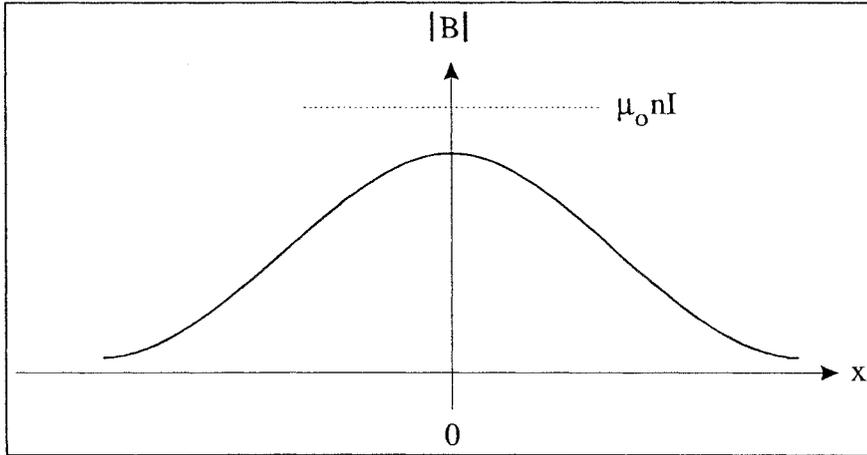


Fig. IV.11 : Allure du champ radial

Recherchons la valeur maximale de ce champ. Calculons la dérivée : $\frac{dB}{dx}$

$\frac{dB}{dx} = \frac{\mu_0 n I}{2} \left[\frac{R^2}{[(x + 1/2)^2 + R^2]^{3/2}} - \frac{R^2}{[(x - 1/2)^2 + R^2]^{3/2}} \right]$ (IV.27)

Cette dérivée s'annule pour : $x = \pm \infty$ et $x = 0$

Le champ axial possède donc une valeur maximale au centre, de valeur :

$B_{MAX} = \frac{\mu_0 n I}{2} \frac{1}{\sqrt{(1/2)^2 + R^2}}$ (IV.28)

Nous allons formuler quelques remarques concernant le comportement des expressions du champ généré par une bobine longue (IV.26) lorsque l'on fait varier ses dimensions et principalement sa longueur.

Bobine 'longue' : (IV.26) :

- Lorsque : $l \rightarrow \infty$: $B_{MAX} \rightarrow \mu_0 n I = B_M$

On retrouve, bien entendu, la valeur du champ au centre d'un solénoïde infini.

- Lorsque : $l \rightarrow 0$: $B_{MAX} \rightarrow 0$:

Ce résultat est apparemment en contradiction avec l'expression (IV.25) d'un solénoïde infiniment plat.

Cependant, remarquons que l'expression (IV.26) a été calculée en supposant constante la densité linéique de spires : n .

Remplaçons : n , par : $\frac{N}{l}$ dans (IV.26), alors il vient :

$$B_{MAX} = \frac{\mu_0 N I}{2} \frac{1}{\sqrt{(l/2)^2 + R^2}}$$

(IV.28)

$B_{MAX} \rightarrow \frac{\mu_0 N I}{2R}$ si : $l \rightarrow 0$: en accord avec (IV.25), par contre, B_{MAX} donnée par (IV.28) tend vers 0 lorsque : $l \rightarrow \infty$.

Ceci semble nous contraindre à devoir faire un choix entre, d'une part une densité linéique de spires constante pour laquelle $B \rightarrow 0$ si $l \rightarrow 0$ (à la limite le nombre de spires devient nul donc le champ également) et d'autre part un nombre N de spires constant pour lequel $B \rightarrow 0$ si $l \rightarrow \infty$ (densité de spire nulle donc champs nul également).

Or, comme il sera discuté plus tard de l'influence des caractéristiques géométriques de la bobine sur la réponse du capteur, il est nécessaire d'éliminer cette ambiguïté, ce que nous allons faire dans le paragraphe suivant, où nous allons introduire la notion de champ réduit.

IV.2.3.3 - Champ réduit

Pour ce faire et du fait que seules les variations relatives du champ seront nécessaires, nous allons normer l'expression (IV.26) en introduisant la valeur

réduite : $b(x) = \frac{B}{B_{MAX}}$

$$B_{MAX} = B(o) = \frac{\mu_0 n I}{2} \frac{1}{\sqrt{(l/2)^2 + R^2}}$$

Introduisons : $a = \frac{l}{R}$

alors : $B(x) = \frac{\mu_0 n I}{2} \left[\frac{x/R + a/2}{\sqrt{(x/R + a/2)^2 + 1}} - \frac{x/R - a/2}{\sqrt{(x/R - a/2)^2 + 1}} \right]$

et $B(o) = B_{MAX} = \frac{\mu_0 n I}{2} \frac{a}{\sqrt{(a/2)^2 + 1}}$

Déterminons : $b(x) = \frac{B(x)}{B_{MAX}}$

$$b(x) = \sqrt{a^2 + 4} \left[\frac{x/a + R/2}{\sqrt{(4x^2/R^2 (a^2 + 4) + 4 aRx)}} - \frac{x/a - R/2}{\sqrt{(4x^2/R^2 (a^2 + 4) - 4 aRx)}} \right]$$

(IV.29)

Dans cette expression, $b(o) = 1$ quelque soit la valeur de a , donc pour un rayon donné, quelque soit la valeur de l . Nous n'avons donc plus à nous préoccuper de savoir si nous faisons varier les dimensions relatives du solénoïde à N ou à n constant.

IV.2.3.4 - Etude de la pente de $b(x)$

La fonction de transfert de la boucle d'amplitude étant du type passe-haut, (dérivation), la vitesse de variation du champ perçu par la particule pendant son transit dans le solénoïde est un facteur déterminant dans l'amplitude de la réponse. Nous allons donc nous intéresser aux variations de $b(x)$. Seules les valeurs maximales de la pente sont intéressantes dans notre étude. Cependant, il n'est pas possible de trouver de solution analytique à l'équation :

$$\frac{d^2 b(x)}{dx^2} = 0.$$

Nous remarquons cependant que pour un solénoïde infiniment plat, ($a \rightarrow 0$) :

$$\frac{d^2b(x)}{dx^2} = 0 \quad \text{pour : } x = \pm \frac{R}{2}$$

la pente valant alors : $\left[\frac{dB(x)}{dx} \right]_{\pm R/2} = \pm \frac{\mu_0 N I}{2} \frac{3}{2R} \left[\frac{2^5}{\sqrt{5^5}} \right]$

et que dans cas d'un solénoïde infiniment long ($a \rightarrow \infty$), $\frac{d^2b(x)}{dx^2} = 0$ pour $x = \pm l/2$,

la pente valant alors : $\left[\frac{dB(x)}{dx} \right]_{\pm l/2} = \frac{\mu_0 n I}{2R}$

Ces valeurs de pentes ramenées à l'induction maximum régnant au centre de chaque type de solénoïde donnent :

$$a \rightarrow 0 : \quad \left[\frac{db(x)}{dx} \right]_{\max} = \frac{1.716}{2R}$$

$$a \rightarrow \infty : \quad \left[\frac{db(x)}{dx} \right]_{\max} = \frac{1}{2R}$$

La pente est donc 1,7 fois plus importante pour un solénoïde court que pour un solénoïde long à induction centrale constante.

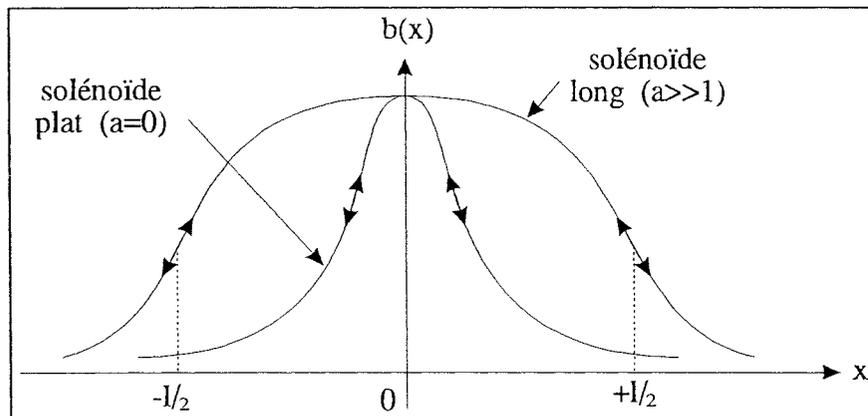


Fig.IV.12 : Allure de la pente pour différents solénoïdes

Entre ces deux extrêmes, l'expression analytique donnant $\frac{db}{dx}$ en fonction de 'a' est très complexe. Il est cependant possible de calculer numériquement cette valeur

et de la tracer en fonction de 'a'. Voir la figure IV.13 ci-après, dans laquelle, la pente est donnée en unité : $\frac{1}{2R}$ et pour des valeurs de 'a' comprises entre 0 et 5.

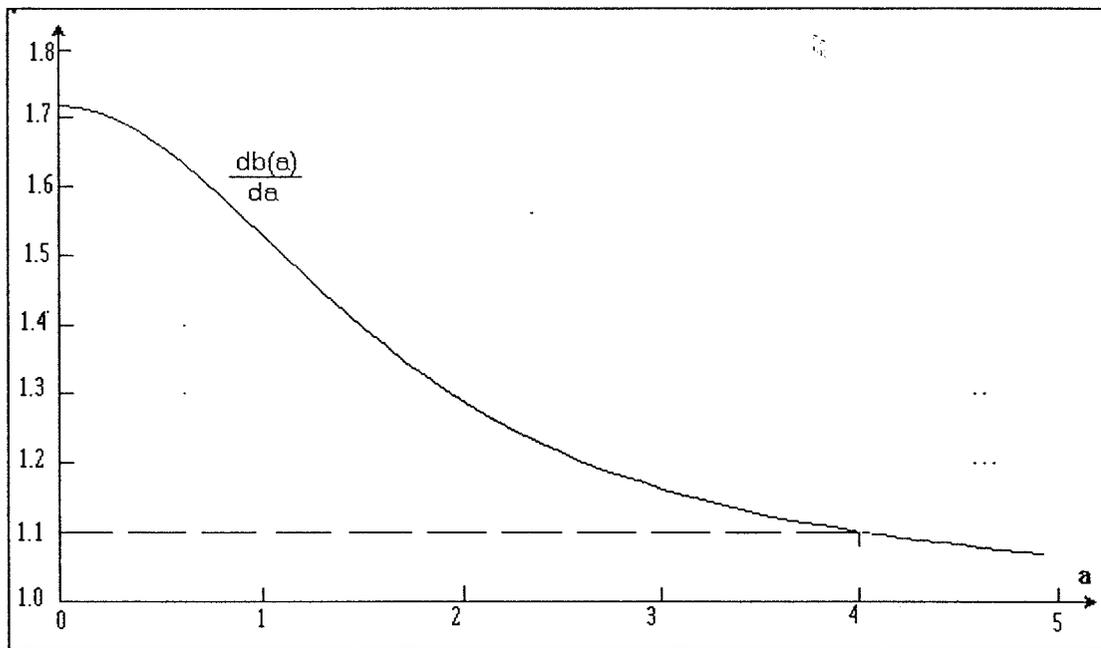


Fig.IV.13 : Variation de la pente maximale en fonction de a

Nous sommes désormais en mesure de proposer un modèle $b^*(x)$ de variation axiale du champ de la manière suivante :

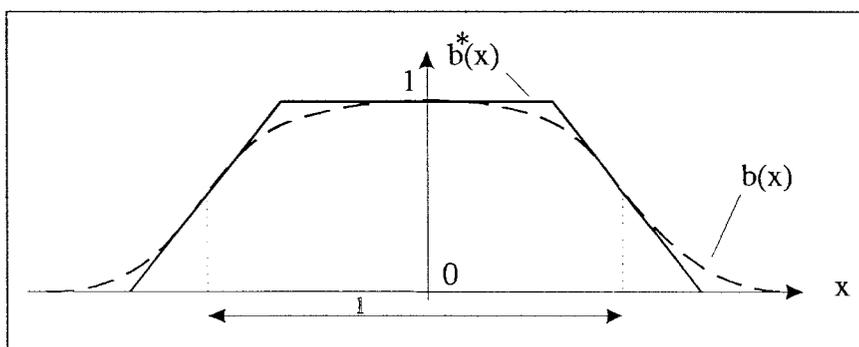


Fig.IV.14 : Simulation trapézoïdale du champ réduit

Les pentes du champ $b^*(x)$ sont choisies comme étant les pentes maximales déterminées plus haut en fonction du rapport : longueur/rayon 'a'.

Nous sommes en mesure d'estimer une valeur plus réaliste de e_M en calculant la réponse du système à une variation d'admittance créée par une particule métallique circulant à vitesse constante suivant l'axe de révolution du solénoïde.

L'hypothèse suivant laquelle la vitesse de la particule est constante est réaliste dans la majorité des cas. En effet, lors de transport pneumatique de matière, la vitesse du fluide porteur (généralement de l'air) est constante en dehors des périodes transitoires de démarrage et d'arrêt du processus. Lorsque la matière, au lieu d'être véhiculée, tombe par gravité (grains,...) la longueur du solénoïde est suffisamment faible pour que l'on considère comme constante la vitesse de la particule pendant la traversée du capteur.

IV.2.3.5 - Perturbation temporelle axiale.

Dans ce paragraphe, nous allons simplement redéterminer l'influence de la présence d'une particule sur les paramètres du solénoïde, mais cette fois-ci à un endroit quelconque de son axe de révolution. Les différentes expressions étant pratiquement les mêmes que celles du chapitre II, nous invitons le lecteur à s'y reporter pour les détails.

Rappelons (chap. II) que la perturbation affecte le solénoïde par l'intermédiaire de la variation du flux Φ total .

Nous avons (chap.II) : $\Phi = B \left(\pi r_b^2 + \pi F \frac{r_p^3}{r_b} \right) e^{j\omega t}$

F représentait alors la perturbation due à une particule si celle-ci subissait le champ B.

Lorsque la particule parcourt l'axe de révolution du solénoïde, elle est soumise à un champ : $b(x)B$, $b(x)$ étant le champ réduit défini au paragraphe précédent.

La perturbation, quantifiée par le facteur complexe F et proportionnel au champ, subit

donc les mêmes évolutions.

Nous pouvons donc écrire : $F(x) = b(x)F$.

Introduisons le rapport : $\frac{Z}{X_0} = \frac{\Phi(\text{avec particule})}{\Phi(\text{sans particule})}$ avec : $Z = X_0 + \Delta Z$

Le flux étant proportionnel à l'induction B, il vient :

$$\frac{Z}{X_0} = \frac{B(\pi r_b^2 + \pi F(x) \frac{r_p^3}{r_b})}{B \pi r_b^2} = \frac{B(\pi r_b^2 + \pi b(x)F \frac{r_p^3}{r_b})}{B \pi r_b^2} = 1 + b(x) F k^3$$

$$\text{Soit : } \frac{\Delta r}{X_0} = - \text{Im}(F) b(x) k^3 \quad (IV.30)$$

$$\frac{\Delta X}{X_0} = \text{Re}(F) b(x) k^3 \quad (IV.31)$$

En posons : $x = v_0 t$, v_0 étant la vitesse constante de la particule, nous passons des perturbations spatiales aux perturbations temporelles.

Alors, la perturbation $\Delta Z(t)$ est directement proportionnelle à l'amplitude du champ perçu par la particule à l'instant t .

Il vient, par (II.36) et (IV.30) :

$$\frac{\Delta Z(t)}{Z(t)} = + Q_0 \text{Im}(F) k^3 b(t) = - \frac{\Delta Y(t)}{Y(t)}$$

$$\text{et : (II.14), (II.31) : } Q_0 Y_0 = \frac{1}{X_0}$$

$$\text{soit : } \Delta Y(t) = - \frac{1}{X_0} \text{Im}(F) k^3 b(t) \quad (IV.32)$$

$$\text{et : } b(t) = \frac{\sqrt{a^2 + 4}}{2a} \left[\frac{v_0 t + \frac{aR}{2}}{\sqrt{(v_0 t + \frac{aR}{2})^2 + R^2}} - \frac{v_0 t - \frac{aR}{2}}{\sqrt{(v_0 t - \frac{aR}{2})^2 + R^2}} \right] \quad (IV.33)$$

IV.2.4 - Réponse à une rampe.

IV.2.4.1 - Amplitude maximale

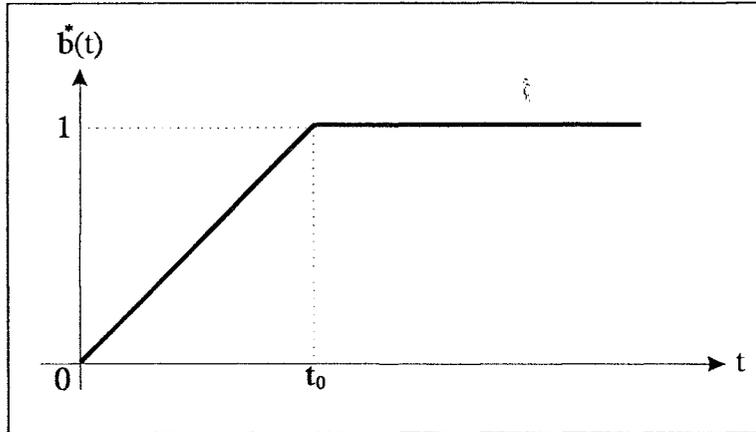


Fig. IV.15: changement d'origine

Le changement d'origine nous permet de déterminer la réponse du module par la transformée de Laplace, $e(t) = 0$ pour $t < 0$.

t_0 détermine la durée pendant laquelle la particule produit une perturbation variable. Nous avons (IV.32) :

$$\Delta Y(t) = - \frac{1}{X_0} \text{Im} (F) k^3 b(t)$$

avec : $b(t) = \frac{t}{t_0} \quad 0 < t < t_0$

$b(t) = 1 \quad t_0 < t < + \infty$

alors : $b(s) = \frac{1 - e^{-st_0}}{s^2 t_0}$ (IV.34)

et : $e(s) = - \frac{1}{X_0} \text{Im} (F) k^3 H(s) \frac{1 - e^{-st_0}}{s^2 t_0}$

soit, en remplaçant $H(s)$ par (IV.20), A_∞ par (IV.21), et en utilisant (IV.23) :

$$e(t) = e_M \frac{T}{t_0} [u(t) - e^{-t/T} - u(t - t_0) + e^{-(t-t_0)/T}]$$
 (IV.35)

avec $u(t)$: échelon de tension.

Cette réponse est la somme de deux réponses décalées de t_0 .

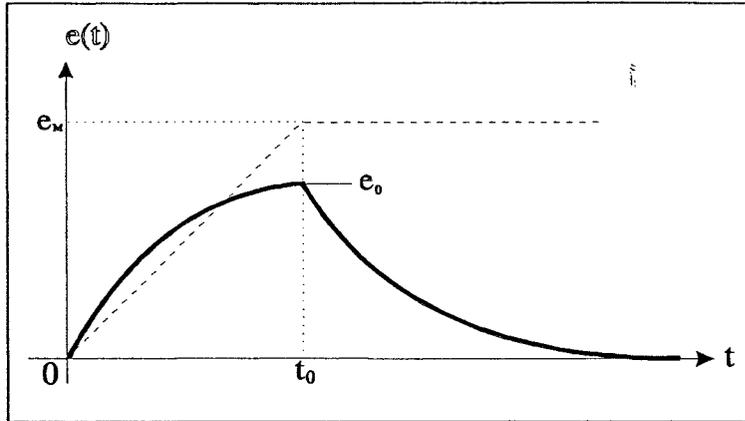


Fig.IV.16 : Réponse à une variation trapézoïdale

La grandeur intéressante est la valeur atteinte par $e(t)$ en $t = t_0$.

pour : $0 < t < t_0$:
$$e(t) = e_M \frac{T}{t_0} (1 - e^{-t/T})$$

soit en t_0 :
$$e_0 = e_M \frac{T}{t_0} (1 - e^{-t_0/T}) \tag{IV.36}$$

avec : e_M = amplitude maximale, déterminée comme étant la réponse à un échelon.
L'amplitude maximale de la réponse à une perturbation trapézoïdale, apparaît donc comme celle obtenue lorsque l'entrée est en échelon multipliée par un facteur atténuateur.

Discussion du facteur atténuateur : $\frac{T}{t_0} (1 - e^{-t_0/T})$:

Cette expression est tracée ci-dessous en fonction du rapport $\frac{T}{t_0}$ pour : $0 < \frac{T}{t_0} < 100$

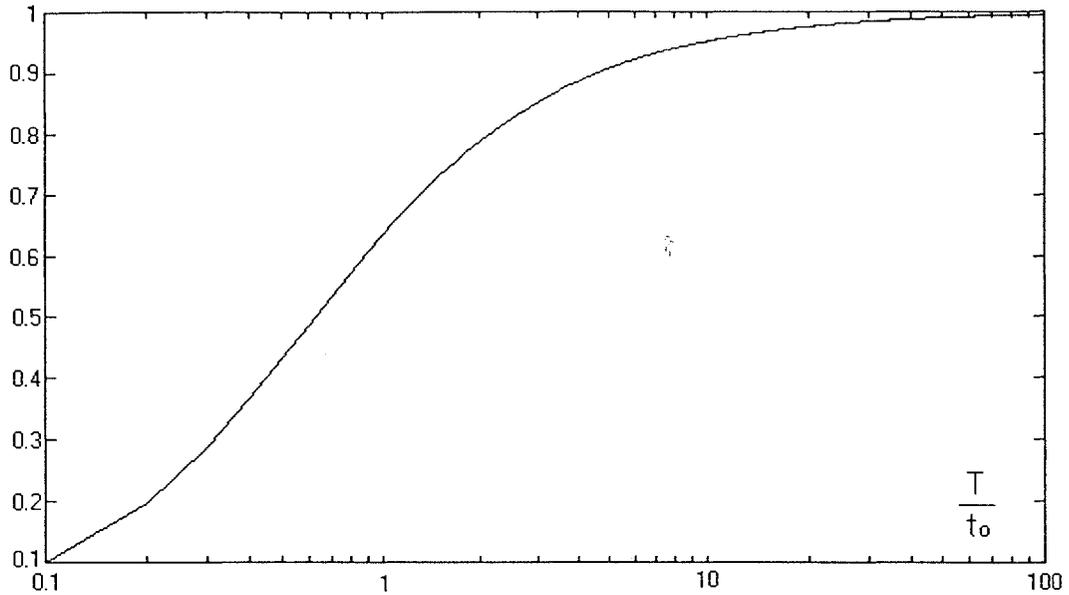


Fig. IV.17 : Facteur atténuateur en fonction du rapport : T/t_0

Rappelons que T est la constante de temps globale du système donnée par (IV.22) et que t_0 dépend de la vitesse de transit de la particule et de la pente du champ axial.

Remarquons que pour $t_0 \rightarrow 0$, cette fonction tend vers 1 et donc : $e_0 = e_M$
 Pour obtenir une amplitude maximale, nous avons donc le choix entre faire tendre t_0 vers zéro, (variation du champ rapide), ou faire tendre T vers l'infini.
 Notre but étant d'obtenir une réponse maximale du système suite à une perturbation, il est clair que nous chercherons à obtenir $\frac{T}{t_0}$ maximum.

Du fait que t_0 dépend de la vitesse de la particule, nous choisirons T de façon que :

$$\frac{T}{t_0} > 10, \quad \text{soit : } T > \frac{20R}{v_{\min}} \quad (\text{IV.37})$$

v_{\min} : vitesse minimale de particule, et en considérant la valeur minimale de la pente du champ (bobine longue) $\frac{1}{2R}$.

exemple pour : $R = 5 \text{ cm}$, $v_{\min} = 1 \text{ m/s}$: $T = 1 \text{ s}$

Si la condition (IV.37) est respectée alors : $e_0 \approx 0,95 e_M$

IV.2.4.2 - Cas d'un solénoïde court.

La pente de variation du champ n'est plus exactement $\frac{1}{2R}$ mais dépend de a .

Donc t_0 en dépend également : $t_a = t_0(a)$ (fig.IV.13).

- e_0 conserve son expression en remplaçant simplement t_0 par t_a .

$$\text{En définitive : } e_0 = e_M \frac{T}{t_a} (1 - e^{-t_a/T}) \quad (\text{IV.38})$$

$$\text{avec (IV.23) : } e_M = \frac{V^2}{V_p} \cdot \frac{1}{G_0 X_0} \cdot k^3 \text{Im}(F) \quad (\text{IV.39})$$

Remarque sur le modèle trapézoïdale de $b(t)$: Ce modèle fournit a priori des valeurs de e_0 optimistes du fait que l'on considère une pente de variation du champ constante, égale à la pente réelle maximale. Cette pente maximale est fonction des caractéristiques géométriques de la bobine d'induction pour des valeurs de $a < 4$ comme nous l'avons vu au paragraphe IV.2.3.4. Pour des raisons purement pratiques (encombrement, facilité de réalisation...), c'est justement dans cette gamme de valeurs que nous serons amenés à choisir la valeur du paramètre 'a', pour lesquelles la pente est toujours supérieure à la valeur minimale : $\frac{1}{2R}$ (figure IV.13).

Il s'ensuit qu'en choisissant une valeur de pente fixe égale à $\frac{1}{2R}$, le modèle fournit, pour des valeurs de $a < 4$, une valeur de e_0 proche de la valeur réelle : l'effet optimisant du modèle trapézoïdal étant contrebalancé par le choix d'une valeur plus faible de la pente.

Cette affirmation sera confirmée par la simulation numérique de $e(t)$ qui utilise $b(t)$ et non pas $b^(t)$.*

Les deux paragraphes suivants sont dédiés à la description du signal complet : entrée et sortie de la particule du solénoïde. Nous verrons que la situation diffère légèrement suivant que nous utilisons une bobine courte ou longue. En particulier, l'obtention d'une réponse symétrique aboutit à une impossibilité pratique.

V.2.5 - Détermination du signal complet

IV.2.5.1 - Cas du solénoïde "long".

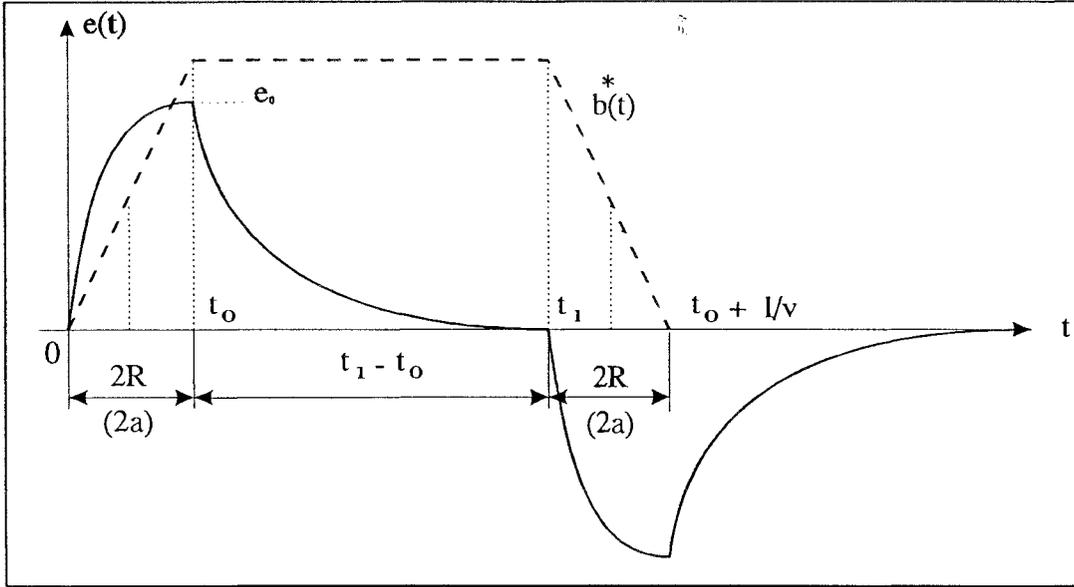


Fig.IV18 : Réponse totale pour un solénoïde long

Nous obtenons un signal composé de deux pics symétriques par rapport à 0, d'amplitudes égales, et correspondants successivement à l'entrée et à la sortie de la particule de la bobine.

La constante de temps T du système est telle que e(t) atteint 0 avant que la particule n'ait atteint l'autre extrémité du solénoïde.

Si l'on prend comme hypothèse que 3T sont suffisants ($e = 5 \% (e_0)$), nous en déduisons la relation :

$$3T < t_1 - t_0 \quad \text{avec :} \quad t_1 - t_0 = t_0 \left(\frac{a}{2} - 1 \right)$$

$$\text{Soit : } \frac{T}{t_0} < \frac{a - 2}{6} \tag{IV.40}$$

Ceci suppose déjà : $a > 2 \Rightarrow l > 2R$.

D'autre part, si l'on compare cette condition avec la précédente sur le rapport $\frac{T}{t_0}$ permettant d'obtenir une amplitude maximale, nous nous trouvons devant une impossibilité matérielle, car il nous faudrait avoir simultanément :

$$\frac{T}{t_0} \rightarrow \infty \quad \text{et} \quad \frac{T}{t_0} < \frac{a-2}{6}$$

En reprenant l'exemple précédent,

$$\frac{T}{t_0} > 10 \Rightarrow \frac{a-2}{6} > 10 \quad \text{Soit: } a > 62$$

Ceci nous conduirait pour détecter des particules circulant à 1 m/s, dans un conduit cylindrique de 5 cm de rayon à devoir adopter une longueur de solénoïde : $l > 3 \text{ m}$, ce qui n'est pratiquement pas envisageable.

IV.2.5.2 - Cas d'un solénoïde court

Dans ce cas de figure, $e(t)$ est différent lorsque la particule atteint la sortie du solénoïde.

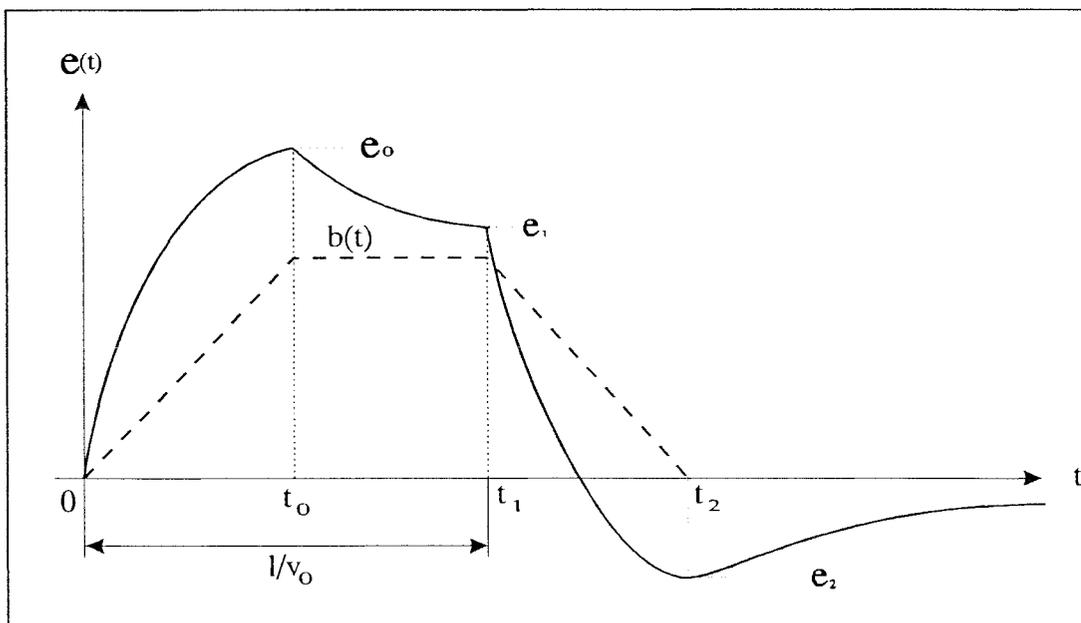


Fig. IV.19 : Réponse totale pour un solénoïde court

Le pic positif n'est plus symétrique du pic négatif.

La sortie de la particule donne évidemment la même réponse que lors de l'entrée de celle-ci dans le solénoïde, mais la résolution de l'équation différentielle régissant

cette évolution, doit se faire en intégrant une condition initiale différente de zéro qui n'est autre que la valeur atteinte par $e_o(t)$ à l'instant t_1 .

Or cette valeur $e_o(t_1)$ est connue, c'est celle atteinte par l'exponentielle décroissante pendant la durée :

$$\Delta t = t_1 - t_0 \text{ soit: } t_0 \left(\frac{a}{2} - 1 \right)$$

Soit en prenant comme nouvelle origine : t_0

$$e(t) = e_o \exp(-(t - t_0)/T)$$

$$\text{et : } e(t_1) = e_o \exp(-(t_1 - t_0)/T) = e_o \exp(-t_0 \left(\frac{a}{2} - 1 \right) / T)$$

$$\text{ou encore : } e(t_1) = e_o \exp(-t_0/T (1 - a/2)) \tag{IV.41}$$

Remarquons que pour : $a = 2$ (longueur = diamètre) : $e(t_1) = e_o$

En effet pour $a = 2$, le champ magnétique ne présente pas de palier horizontal et donc $e(t)$ ne subit pas de décroissance exponentielle dans l'intervalle de temps où il est positif.

Recherche du minimum:

La réponse du système à la sortie de la particule a la forme suivante, en prenant t_1 comme nouvelle origine des temps.

$$e(t) = e(t_1) - e_m \frac{T}{t_0} (1 - e^{-(t - t_1)/T})$$

la valeur e_m atteinte en t_2 est obtenue par $e(t_2)$:

$$e(t_2) = e(t_1) - e_m \frac{T}{t_0} (1 - e^{-(t_2 - t_1)/T})$$

or : $t_2 - t_1 = t_0$ du fait de la symétrie par rapport au centre du solénoïde

$$\text{soit : } e(t_2) = e(t_1) - e_o = e_m = e_o (\exp(t_0/T (1 - a/2)) - 1) \tag{IV.42}$$

$$\text{et le rapport : } \left| \frac{e_m}{e_o} \right| = 1 - \exp(t_0/T (a/2 - 1)) \tag{IV.43}$$

notons que ce rapport dépend de la vitesse v_o par :

$$t_0 = \frac{2R}{v_0} \Rightarrow \left| \frac{e_m}{e_0} \right| = 1 - \exp(-2R/v_0 T (a/2 - 1))$$

de même que : $e_0 = e_M \frac{T v_0}{2R} (1 - e^{-2R/v_0 T})$

$$\left| \frac{e_m}{e_0} \right| \rightarrow 0 \text{ lorsque: } t_0 \rightarrow 0$$

ou: $T \rightarrow \infty$

ou: $a = 2$

et : $\left| \frac{e_m}{e_0} \right| \rightarrow 1$ lorsque : $a \rightarrow \infty$ (solénoïde infiniment long)

Si nous reprenons les valeurs de l'exemple précédent :

$a = 4$; $v_0 = 1 \text{ m/s}$; $R = 5 \text{ cm}$; $\frac{T}{t_0} = 10$, nous obtenons les valeurs maximale et minimale suivantes : $e_0 = 85 \text{ mv}$; $e_M = 100 \text{ mv}$, soit un rapport : $\left| \frac{e_m}{e_0} \right| = 0,095 \approx 0,1$.

Le pic négatif est 10 fois moins important que le pic positif.

Pour la vitesse maximale imposée par le cahier des charges : $v = 10 \text{ m/s}$, nous obtenons : $\frac{T}{t_0} = 100$, soit un rapport : $\left| \frac{e_m}{e_0} \right| = 0,01$

IV.2.5.3 - Simulation du signal

La détermination de la réponse du système telle que nous l'avons vu précédemment repose sur les hypothèses suivantes :

1°) **k faible** ($< 1/10$) Alors : $e(t) \ll V$ à tout instant et nous pouvons utiliser un modèle linéaire de l'équation différentielle qui régit le système.

2°) **v a**, la pente de $b(x) = \frac{1}{2R}$ est constante.

La résolution numérique de l'équation différentielle d'origine (sans approximation) a été réalisée à l'aide de ODE 23 de Matlab. ODE 23 utilise la méthode de Runge-Kutta à l'ordre 2. Pour se faire nous reprenons l'équation différentielle complète :

$$e(t) dt = \frac{\tau}{k} \left[\frac{dY(t)}{G_o} - \frac{V_p}{(V-e)^2} de \right] \quad (IV.44)$$

que nous écrivons :

$$\frac{de(t)}{dt} = \frac{(V - e)^2}{V_p} \left[\frac{1}{G_o} \frac{dY(t)}{dt} - \frac{K}{\tau} e(t) \right] \quad (IV.45)$$

explicitons le terme $\frac{dY}{dt}$: $Y(t) = Y_o + \Delta Y(t) = Y_o \left(1 + \frac{\Delta Y}{Y} \right)$

$$\text{avec : } \frac{\Delta Y}{Y} = -\frac{\Delta Z}{Z} = -Q_o \text{Im}(F) k^3 b(t) \quad (IV.46)$$

$$\text{soit : } \frac{dY(t)}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{\Delta Y}{Y_o} \right] Y_o = -Q_o \text{Im}(F) k^3 \frac{d}{dt} b(t) Y_o$$

$$\text{avec : } \frac{d}{dt} b(t) = \frac{R^2}{2} \left[\frac{1}{[R^2 + (v_o t)^2]^{3/2}} - \frac{1}{[R^2 + (v_o t - 1)^2]^{3/2}} \right]$$

$$\text{soit : } \dot{e} = \frac{(V - e(t))^2}{V_p} \left[\frac{Q_o Y_o \text{Im}(F) k^3}{G_o} \dot{b} - \frac{K}{\tau} e(t) \right] \quad (IV.47)$$

La solution $e(t)$ a été tracée pour différentes valeurs de k (taille relative de la particule) et différents paramètres a (géométrie de la bobine). La tension de référence V (donc l'amplitude du signal aux bornes du circuit LC) a été fixée à 10 V. Nous avons tracé les réponses en supposant que la fréquence de travail était optimale pour la nature et la taille de la particule utilisée.

Les autres valeurs sont les suivantes :

$$Q_o = 60$$

$$G_o = 50 \mu A/v$$

$$K = 0,1 v^{-1}$$

$$\tau = 2 s$$

a = 4

Nous constatons alors que pour de faibles valeurs de k , la solution de l'équation différentielle calculée numériquement se superpose exactement à celle de l'équation approximée ($e \ll V$). Notre modèle est donc valide tant que k reste inférieur à 0,1 .

En ce qui concerne les valeurs de k supérieures, la non linéarité due au terme $(V - e)^2$ se fait ressentir de la manière suivante : l'amplitude maximum de la partie positive de la réponse admet une limite ($< \frac{V}{2}$) quelles que soient les vitesses ou les longueurs des solénoïdes. Ceci trouve une explication heuristique dans le fait que e_{\max} dépend de la valeur du terme $(V - e)^2$.

Plus la réponse, 'e' sera importante, plus ce terme sera petit pour : $e > 0$ provoquant une **auto-limitation de e_0** .

Cet effet est au contraire **amplifié** lorsque la particule responsable de la perturbation sort du solénoïde, le terme $(V - e)^2$ devenant plus important lorsque $e < 0$. Notons également que la valeur de V intervenant dans la constante de temps globale du système, le même effet se fait sentir : la constante de temps équivalente du circuit est dépendante du temps et varie au fur et à mesure que $e(t)$ évolue, en diminuant avec $e(t)$ lorsque $e(t) > 0$ et réciproquement.

Ce phénomène est clairement visible sur le tracé de la figure IV.20. Les paramètres de la simulation ont été choisis de manière à favoriser l'amplitude du 'pic' négatif, en particulier $k = 0,2$ (équivalent à une 'grosse' particule) et petit rapport T/t_0 .

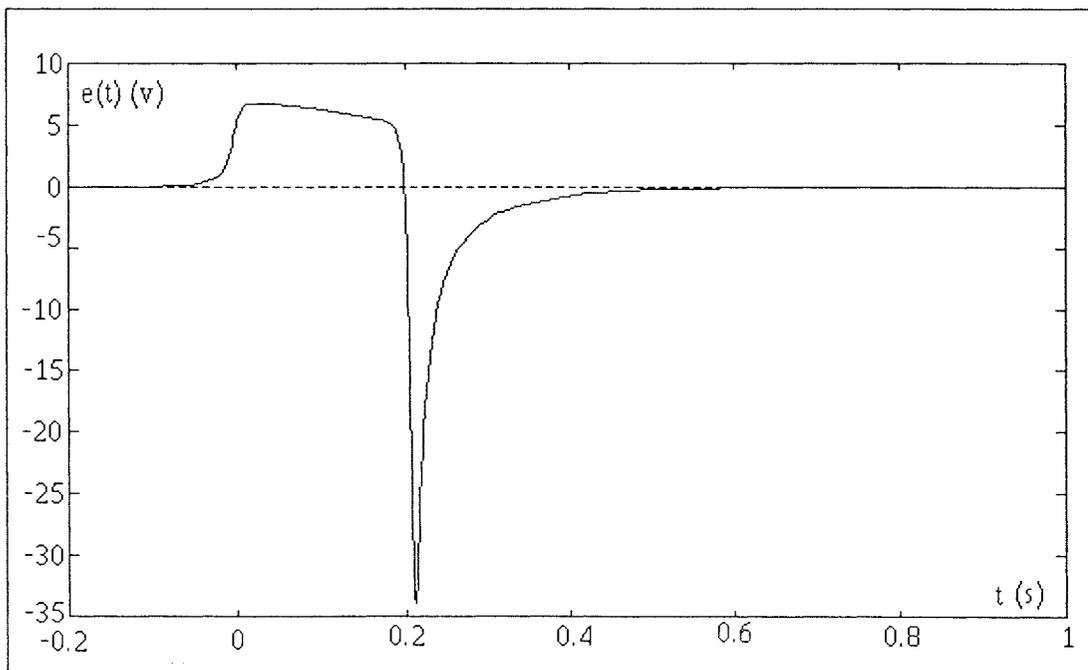


Fig.IV.20 : Réponse "favorisant" le 'pic' négatif.

Cette analyse qualitative aurait pu nous conduire à envisager de favoriser le pic négatif de $e(t)$ par un choix approprié des différents paramètres du circuit, puisqu'un de nos objectifs est l'obtention d'une réponse de grande amplitude.

Cependant, notre but reste la détection des particules de faibles diamètres ($0,01 < k < 0,1$), pour lesquelles le modèle est pratiquement linéaire et l'équation différentielle est à coefficients constants. Pour de telles particules, les deux pics ne sont pas nécessairement d'amplitudes égales. Tout dépend du rapport entre le temps de transit de la particule dans le solénoïde et la constante de temps globale du circuit ($\frac{T}{t_0}$). Si ce rapport est "grand" (> 10), nous privilégions une des parties de la réponse au détriment de l'autre. Or, un des aspects qui revêtira de l'importance au moment du traitement numérique sera la durée du signal obtenu en présence de particule et l'instant de sortie de celle-ci du solénoïde. La durée du signal sera bien sûr fonction du temps de transit de la particule, donc de sa vitesse, l'instant de sortie aura son utilité pour le déclenchement de l'organe d'élimination en tant que référence de temps. Ces deux informations, essentielles, sont contenues dans la partie positive de la réponse et vont nous conduire à choisir les paramètres du système de façon à privilégier celle-ci devant la partie négative.

Notons au passage que ceci offre de plus l'avantage de réduire considérablement l'amplitude de la partie négative qui nous l'avons vu pourrait, sinon, devenir exagérément importante en cas de signaux forts, (particules importantes) et pourrait, en "écroulant" trop fortement le signal présent aux bornes du circuit LC, faire "décrocher" la boucle à verrouillage de phase.

conclusion : Au cours du paragraphe IV.2, nous avons montré que la boucle de régulation d'amplitude était décrite par une équation différentielle non linéaire dont la solution faisait apparaître une dissymétrie dans la réponse, en cas de forte perturbation de l'admittance du circuit LC. Cependant, notre objectif étant la détection de fines particules, il est possible, dans ces conditions, d'approximer cette équation et d'en tirer un modèle linéaire, conduisant à une description du système sous forme d'une fonction de transfert très simple. L'étude de cette dernière nous a montré que des considérations réalistes sur les dimensions géométriques de la bobine et le choix approprié de certains paramètres, permettraient de favoriser la partie positive de la réponse au détriment de la partie négative et par là-même, de contrebalancer l'effet, pouvant se révéler désastreux, de la dissymétrie produite par la réponse réelle. Cette dernière fournit alors un signal 'plus équilibré', avec, de plus, un phénomène d'auto-limitation de l'amplitude en cas de perturbation très importante.

IV.3 - INFLUENCE DE LA BOUCLE A VERROUILLAGE DE PHASE

IV.3.1 - Fonction de transfert de la boucle

Nous allons dans ce chapitre, supposer que les particules sont suffisamment petites pour que nous soyons en droit d'utiliser le modèle linéaire défini au chapitre IV.2.2.5.

La boucle d'amplitude est alors entièrement déterminée par la fonction de transfert :

$$\frac{e(s)}{\Delta Y(s)} = A_{\alpha} \frac{T_s}{1+T_s}$$

La boucle à verrouillage de phase compare à tout instant la phase relative de la tension de sortie du VCO ($|v_p| = \alpha V_{DD}$) et de la tension présente aux bornes du circuit oscillant LC.

Comme toute PLL, elle est formée d'un comparateur de phase de gain K_d , d'un VCO (oscillateur commandé en tension) de gain K_o dont la grandeur de sortie est $\omega(t)$ et d'un filtre passe-bas généralement du premier ordre de fonction de transfert : $F(s)$.

Le schéma bloc de la boucle comprenant le PLL lui-même, l'atténuateur du signal de sortie du VCO, le convertisseur tension-courant et le circuit LC est alors le suivant :

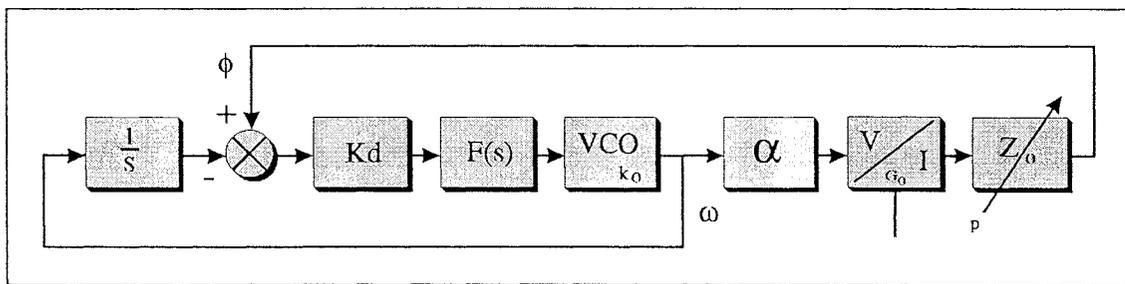


Fig.IV.21 : Schéma blocs de la boucle à verrouillage de phase

Nous avons montré au chapitre IV.2.2.2 que le déphasage "vu" par le comparateur de phase s'écrivait :

$$\Phi(t) = \varphi(t) + \text{tg}^{-1} \left[\frac{H}{1-H} \sin \varphi \right]$$

$\varphi(t) = Q_0 \cdot \text{Re}(F) k^3 b(t)$: argument de $Z(t)$ en présence de particule.
 et : $H = \text{KG}_0 U |Z_0|$ terme dépendant des éléments de la boucle d'amplitude.

Le terme $\frac{H}{1-H}$ peut également s'écrire : $\frac{V_x}{V_p}$ et peut devenir grand si on cherche à donner beaucoup de gain au système en faisant tendre $V_p \rightarrow 0$ ($A_\infty = \frac{V^2}{G_0 V_p}$). La fonction de transfert de la boucle s'écrit :

$$\frac{\omega(s)}{\Phi(s)} = \frac{K_0 K_d s.F(s)}{s + K_0 K_d F(s)} \tag{IV.48}$$

Le rôle de la boucle à verrouillage de phase étant de conserver un déphasage nul entre courant et tension aux bornes de Z , il nous faut technologiquement utiliser un comparateur de phase tel que la boucle réagisse dans ce sens. Ce type de comparateur (numérique, 3 états) fonctionne de la manière suivante :

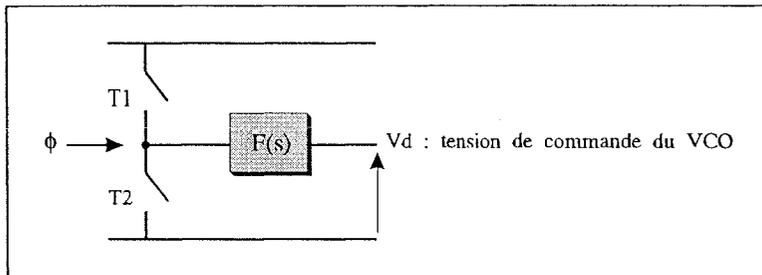


Fig. IV.22 : Principe du comparateur de phase

Son rôle consiste, suivant le signe de Φ présent à l'entrée, à fermer les interrupteurs (transistors MOS) T_1 ou T_2 pendant un certain temps. Le reste du temps, les deux interrupteurs sont ouverts et la sortie du comparateur de phase est à l'état haute impédance. Le condensateur associé au filtre passe-bas faisant suite, fait office de mémoire de tension.

On montre [GIR.91] que ce filtre ne peut pas être quelconque pour des raisons de stabilité et doit posséder outre son rôle intégrateur, une action proportionnelle.

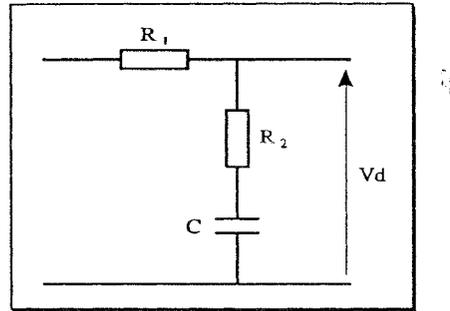


Fig. IV.23: Filtre à double constante de temps

La tension de commande du VCO (V_d) aura donc l'allure représentée sur la figure IV.24, pour $\Phi > 0$ par ex.

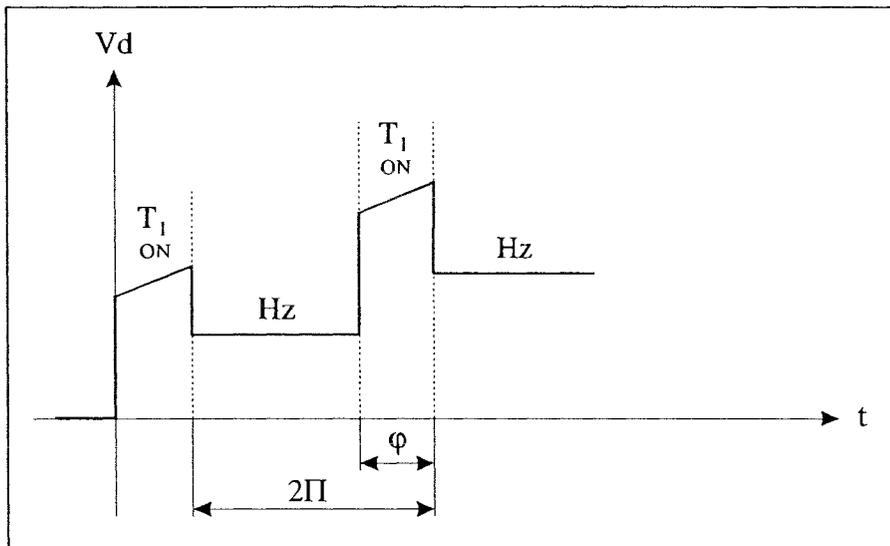


Fig. IV.24 : Allure de la tension de commande du VCO

On montre alors [GIR.91] que la fonction de transfert $\frac{V_d(s)}{\Phi(s)}$ s'écrit, en introduisant les constantes de temps : $\tau_1 = R_1 C$ et : $\tau_2 = R_2 C$,

$$\frac{V_d(s)}{\Phi(s)} = \frac{VDD}{4\pi} \frac{1 + R_2 cs}{R_1 cs} = K_d \frac{1 + \tau_2 s}{\tau_1 s} \quad (IV.49)$$

avec : $K_d = \frac{VDD}{4\pi}$ gain du comparateur de phase.

La fonction de transfert de la boucle de contrôle de la phase est alors :

$$\frac{\omega(s)}{\Phi(s)} = \frac{s(1 + \tau_2 s)}{1 + \tau_2 s + \frac{\tau_1}{K_o K_d} s^2}$$

(IV.50)

fonction de transfert du deuxième ordre, dont on peut définir :

la pulsation propre :

$$\Omega_n = \sqrt{\frac{K_o K_d}{\tau_1}} \quad (IV.51)$$

le facteur d'amortissement :

$$\xi = \frac{\tau_2}{2} \sqrt{\frac{K_o K_d}{\tau_1}} \quad (IV.52)$$

Remarquons que l'on justifie ainsi directement l'utilisation du filtre passe-bas indiqué : un filtre "classique" RC donnerait une fonction de transfert dans laquelle $\tau_2 = 0$ soit $\xi = 0$: le système serait instable.

IV.3.2 - Détermination des paramètres de la boucle à verrouillage de phase

IV.3.2.1 - Comparateur de phase

$$K_d = \frac{V_{DD}}{4\pi}$$

le module est alimenté sous $V_{DD} = 15$ v
 soit : $K_d = 1,2$ v/rd

IV.3.2.2 - Oscillateur commandé en tension

K_o dépend de l'excursion maximale de la fréquence de sortie pour une tension de commande variant de 0 à V_{DD} .

Nous avons opté pour la gamme suivante :

$$\frac{f_o}{\sqrt{2}} < f < f_o \sqrt{2}$$

f_o : fréquence centrale donnée pour $V_d = \frac{V_{DD}}{2}$

Soit un rapport: $\frac{f_{\max}}{f_{\min}} = 2$ pour $V_d = 15 \text{ V}$

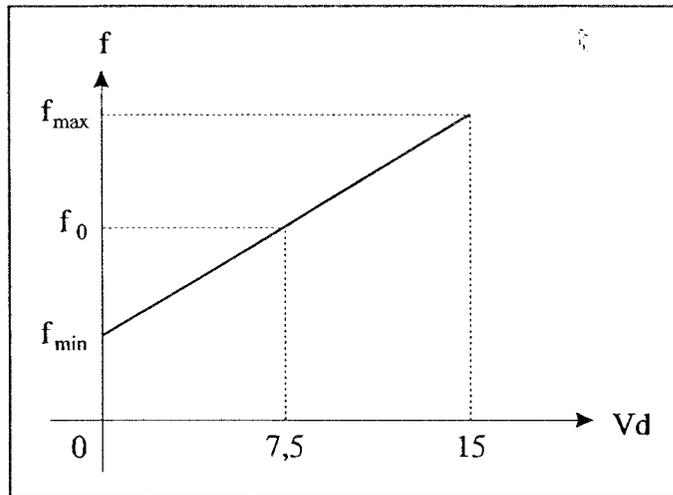


Fig.IV.25 : Caractéristique fréquence-tension du VCO

$$\text{Soit : } K_o = \frac{f_{\max} - f_{\min}}{V_{DD}} = f_0 \frac{(\sqrt{2} - \frac{1}{\sqrt{2}})}{V_{DD}} = \frac{f_0}{V_{DD}\sqrt{2}}$$

Soit pour une fréquence centrale de 100 kHz : $K_o = 4,7 \cdot 10^3 \text{ Hz/v}$.

Remarque : La bande de fréquence a volontairement été limitée à: $\frac{f_{\max}}{f_{\min}} = 2$, pour les raisons suivantes :

- à la mise sous tension du système, l'oscillateur de la boucle à verrouillage de phase fournit un signal à la fréquence la plus faible de la gamme pour laquelle il a été configuré ($V_d = 0$ à $t = 0$). Si cette fréquence est trop éloignée de la fréquence de résonance du circuit LC, la tension présente aux bornes de celui-ci peut alors être trop faible pour que le comparateur de phase soit en mesure d'effectuer une comparaison correcte, auquel cas, la boucle se trouve dans l'incapacité de se verrouiller.

- à l'opposé, une plage de fréquences trop étroite autour de f_0 entraîne des variations de la tension de commande V_d de l'oscillateur trop importantes en cas de fortes perturbations (passages de "grosses particules" dans la bobine), amenant celle-ci en saturation (0 ou V_{DD}) et conduisant le système vers un fonctionnement

non linéaire. D'autre part, un autre inconvénient, pratique celui-ci, viendrait de l'obligation d'ajuster précisément la fréquence centrale de l'oscillateur pour chaque type de circuit LC implémenté, les caractéristiques électriques de ce dernier devant pouvoir varier dans une fourchette suffisamment large pour ne pas devoir nécessiter la fabrication en série d'inductance de valeur trop précise et l'utilisation de condensateurs d'accord de valeurs également trop précises (à cause de leurs coûts élevés).

En tenant compte du coefficient de qualité Q du circuit LC utilisé, de la valeur de V_p qui seul entraîne l'excitation du circuit à la mise sous tension, et de la sensibilité des entrées du comparateur de phase (fournie par le constructeur du PLL intégré utilisé), nous avons déterminé qu'une gamme de fréquence telle que: $\frac{f_{\max}}{f_{\min}} = 2$ assurerait un bon démarrage du système à la mise sous tension et un fonctionnement correct du module pour tous les types de circuits LC que nous avons testé. (hormis l'aspect sensibilité, mais qui n'est pas imputable à la boucle de verrouillage).

IV.3.2.3 - Filtre passe-bas

Les constantes de temps τ_1 et τ_2 de ce filtre vont déterminer (K_o , K_d étant fixés) :

- la valeur de la pulsation non amortie ω_n de la réponse de la boucle
- son facteur d'amortissement ξ .

La valeur du facteur d'amortissement à adopter nous a été dictée par des considérations de bruit. Du fait qu'une variation de fréquence de l'oscillateur réagit sur l'amplitude du signal présent aux bornes du circuit LC par l'intermédiaire de la pente $\left(\frac{dZ}{d\omega}\right)_{\omega_0}$ non nulle, il est nécessaire de limiter le plus possible les variations aléatoires de ω_0 .

On montre [GIR.91] que le bruit de fréquence en sortie d'une boucle à verrouillage de phase évolue suivant la courbe donnée par la figure IV.26 en fonction du facteur d'amortissement.

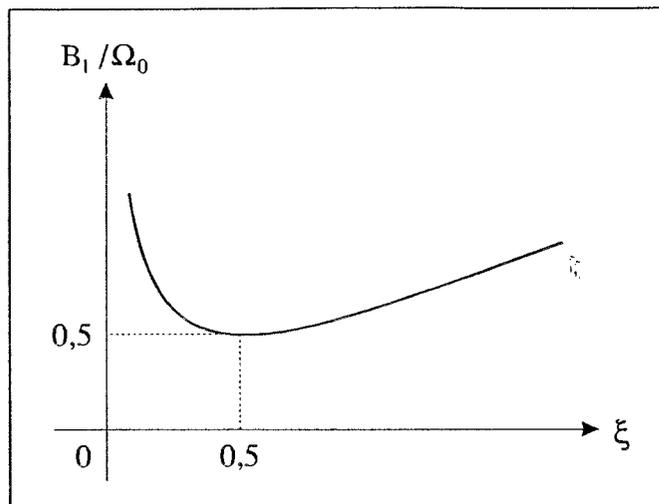


Fig. IV.26 : Bande de bruit réduite en fonction de ξ

Cette courbe passant par un minimum pour $\xi = 0,5$, nous adoptons cette valeur, ce qui conduit à :

$$\tau_2 = \frac{1}{\omega_n} \quad \text{avec : } \omega_n = \sqrt{\frac{K_o K_d}{\tau_1}}$$

IV.3.3 - Diagramme fonctionnel de l'asservissement en phase

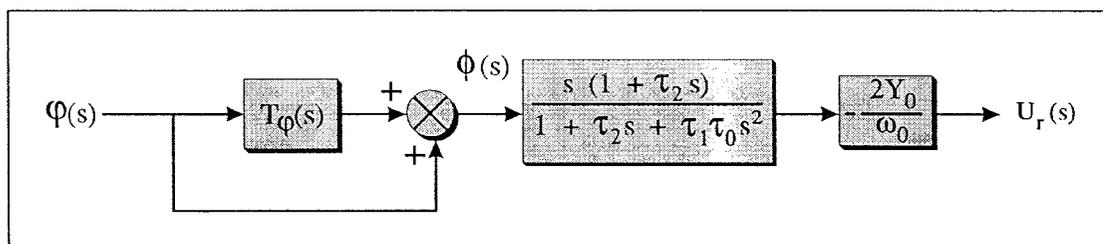


Fig. IV.27 : Diagramme fonctionnel de la boucle à verrouillage de phase

T_φ : opérateur paramétrique non linéaire défini par :

$$\Phi_1(t) = T_\varphi \cdot \varphi(t) \quad \text{et tel que : } \Phi_1(t) = \text{tg}^{-1} \frac{H}{1-H} \sin \varphi(t)$$

$$\text{et : } \Phi(t) = \varphi(t) + \Phi_1(t)$$

il est non linéaire du fait de la variation en arctg de φ

il est paramétrique en ce que T_φ dépend de V_p par H par (IV.10)

Sa caractéristique est donnée par la fig. IV.28.

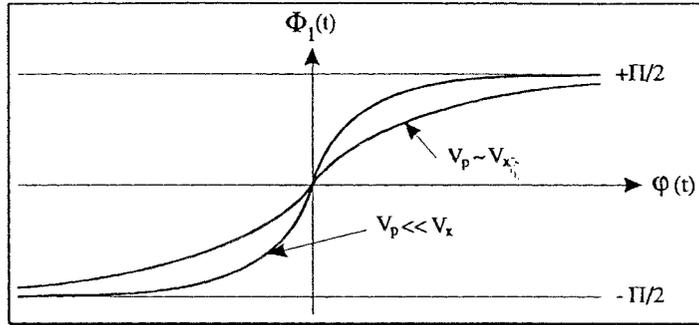


Fig. IV.28 : Caractéristique entrée/sortie de l'opérateur paramétrique T_φ

**IV.3.4 - REPONSE DE LA BOUCLE DE PHASE
A UNE VARIATION $\varphi(t)$**

Pour $\varphi(s) = \frac{\Delta\varphi}{s}$: échelon d'amplitude $\Delta\varphi$, la réponse est tracée ci-dessous

:

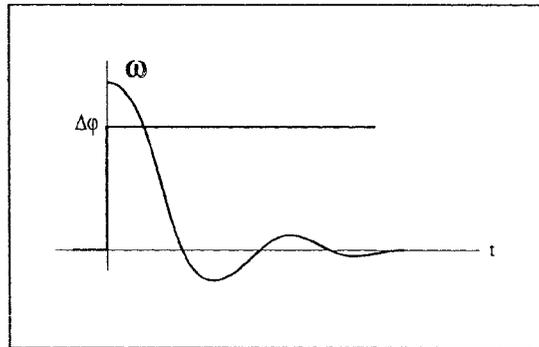


Fig. IV.29 : Réponse indicielle de la boucle de phase

Pour $\varphi(t) = -Q \operatorname{Re}(F) \cdot k^3 b(t)$, soit la perturbation de phase provoquée par le passage d'une particule $p = \{\sigma, \mu, r_p\}$, et pour : $\frac{V_p}{V_x} = \frac{H}{1-H} = 1$, la réponse est alors donnée par la figure IV.29.

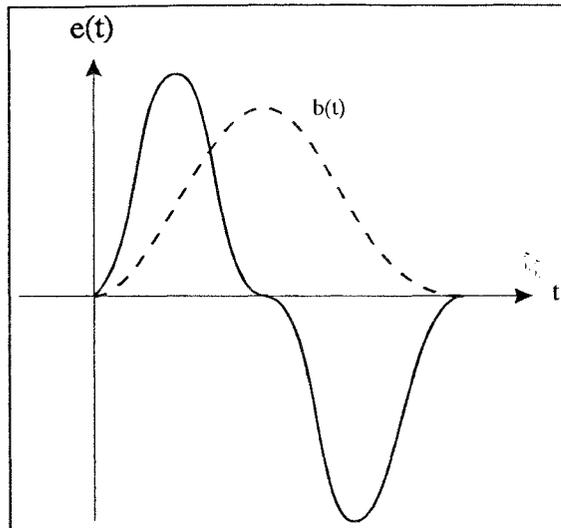


Fig.IV.29 : Réponse réelle de la boucle de phase

IV.4 - REPONSE GLOBALE DU MODULE ANALOGIQUE

IV.4.1 - Point de fonctionnement du système

Avant d'examiner cette réponse, il nous faut définir la gamme de variation possible de certains paramètres.

Ce sont principalement ceux qui fixent le point de fonctionnement du capteur. On trouve :

- V_p : (amplitude de $v_p(t)$) = αV_{DD}
- $U(t)$: tension de commande du VCA
- V : tension de référence
- V_M : amplitude du signal présent aux bornes du circuit LC hors perturbation.

Ces paramètres ne sont pas indépendants, et de leur gamme possible de variations, nous pouvons déduire des expressions simplifiées des grandeurs intervenant dans le schéma fonctionnel général.

V_{DD} : tension d'alimentation du module fixée à 15 V (± 15 V pour les opérateurs linéaires).

La zone de linéarité des amplificateurs opérationnels (en ce qui concerne l'amplitude des signaux de sortie) ou du multiplieur intégré employé (en ce qui concerne ses entrées) est de ± 10 V.

L'amplitude de tout signal alternatif ou l'excursion de toute grandeur continue (ou lentement variable) ne devra pas excéder cette valeur, ce qui amène à fixer la tension de référence V à 10 V. Ce qui entraîne, en fonction de V

$$0 < U_o < V \quad U_o = U(t) \text{ hors perturbation}$$

et $0 < V_p < V$

La limite basse : '0' de U_o est un choix qui provient simplement du fait que pour $U_o < 0$, le système réduit son gain, (on amortit le circuit résonnant LC au lieu de le désamortir), ce qui ne correspond pas à un domaine de fonctionnement très intéressant.

Cette relation entraîne par (IV.15)

$$G_o = Y_o$$

$$K = \frac{1}{V}$$

Soit : $U_o = V - V_p$ (IV.53)

et : $H = \frac{U_o}{V} = 1 - \frac{V_p}{V}$ (IV.54)

$$\frac{H}{1-H} = \frac{V}{V_p} - 1$$

$$\boxed{A_\alpha = Z_o \frac{V^2}{V_p}} \quad \text{(IV.55)}$$

$$\boxed{T = \tau \frac{V_p}{V}} \quad \text{(IV.56)}$$

IV.4.2 - REMARQUES SUR LE SIGNAL U(t)

La tension de commande de gain du VCA : U(t), est composée d'une partie continue : U₀ délivrée par la sortie de l'intégrateur et fournissant au VCA le gain adéquat pour que l'amplitude du signal présent aux bornes du circuit oscillant soit égale à V, et d'une partie variable ΔU(t), conséquence des variations d'impédance du circuit LC.

$$U(t) = U_0 + \Delta U(t)$$

La limite haute fixée à V volts devrait s'appliquer à U(t) et non U₀. Déterminons la valeur ΔU(t) en présence de particule :

Nous avons par (IV.7) et (IV.20) :

$$\frac{U(s)}{Y(s)} = \frac{1}{\tau s} \frac{e(s)}{Y(s)}$$

$$\text{Soit : } \frac{U(s)}{Y(s)} = \frac{A_\alpha \tau s}{1 + \tau s} \frac{1}{\tau s} = A_0 \frac{1}{1 + \tau s} \quad (\text{IV.57})$$

$$\text{avec : } A_0 = Z_0 V = \frac{V}{Y_0} \quad (\text{IV.58})$$

nous en déduisons :

$$(\Delta U)_M = \lim_{s \rightarrow 0} s \frac{U(s)}{Y(s)} \frac{\Delta Y}{s} = V \frac{\Delta Y}{Y_0} \quad (\text{IV.59})$$

$$\text{or : } \frac{\Delta Y}{Y_0} = -\frac{\Delta Z}{Z_0} = -Q \text{Im}(F) k^3$$

$$\text{Soit : } (\Delta U)_M = -V Q \text{Im}(F) k^3 \quad (\text{IV.60})$$

Le passage dans le détecteur d'une très grosse particule ($k = 0,1$) donne :
 $(\Delta U)_M \approx 10^{-2} v$ valeur suffisamment faible pour ne pas remettre en cause la limite haute de U_0 .

Notons également que la fonction de transfert, $F_1(s) = \frac{U(s)}{Y(s)}$ est du type filtre passe-bas du premier ordre.

Le spectre de $U(t)$ n'est donc pas limité vers les fréquences basses, ce qui signifie que $U(t)$ offre une alternative au signal de sortie du capteur pouvant être utile pour la détection de particule très lente.

Cependant, mis à part le fait que le "gain" du capteur serait fixe (on ne dispose plus sur cette sortie de l'effet de désamortissement du circuit oscillant), $U(t)$ est comme nous venons de le voir composé d'un signal utile superposé à une valeur moyenne importante même si celle-ci peut être réduite à une valeur plus faible en agissant sur V_p par (IV.53). La composante continue U_0 de $U(t)$ s'ajuste automatiquement pour donner au VCA le gain adéquat déterminant une amplitude des oscillations aux bornes du circuit LC égale à V .

U_0 dépend donc des caractéristiques des composants employés dans la boucle et pour une même valeur de V_p , des réalisations différentes du capteur fourniront des valeurs différentes de U_0 .

Certaines méthodes de traitement numérique des signaux qui seront étudiées dans la deuxième partie, s'accommodent d'une connaissance imprécise des valeurs moyennes auxquelles les signaux utiles peuvent être superposés. Elles nécessitent cependant une estimation de celles-ci, ce qui produit une opération supplémentaire pouvant être coûteuse lorsqu'elle est effectuée en temps réel.

Ceci est un premier désavantage par rapport au signal $e(t)$ dont le spectre est par nature dépourvu de toute raie à fréquence nulle. Le second inconvénient de ce signal est directement lié à son allure.

Nous avons vu lors de l'étude de $e(t)$ que ce signal présentait en générale deux "pics" de signes opposés. Cette allure est favorable quant à la détermination d'une origine des temps servant de référence pour le calcul du temps de retard à l'éjection (temps de transit de la particule du détecteur à l'éjecteur).

Le signal utile $\Delta U(t)$ ne peut, quant à lui, fournir qu'une référence plus imprécise de ce temps à cause du retour exponentiel de $U(t)$ vers le régime permanent U_0 après que la particule ait quitté le solénoïde.

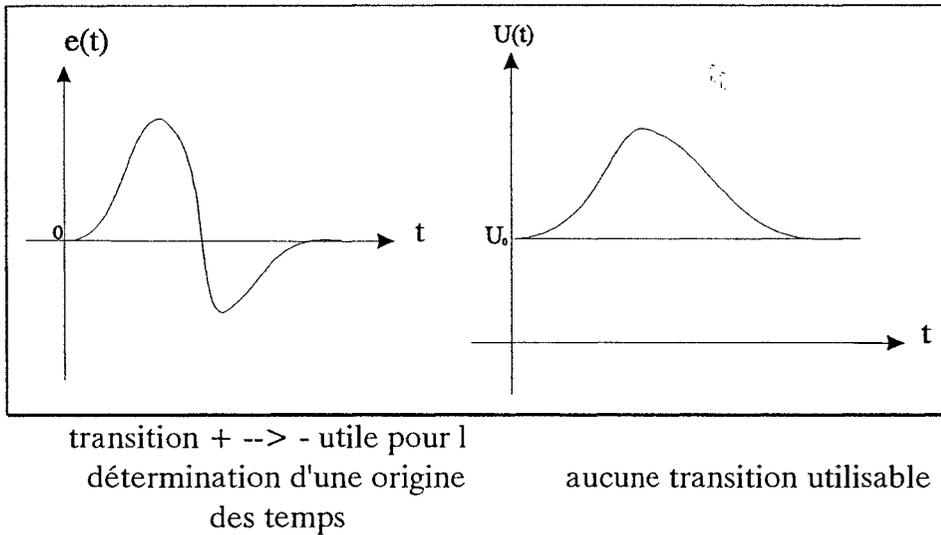


Fig.IV.30

Il n'en demeure pas moins que le traitement de $U(t)$ offre une alternative intéressante pour la conception de capteurs orientés vers la détection de fines particules circulant à vitesse lente ou très lente.

IV.4.3 - SIMULATION TOTALE DU SIGNAL ANALOGIQUE

IV.4.3.1 - Diagramme fonctionnel du module analogique

Le diagramme complet est donné ci-dessous :

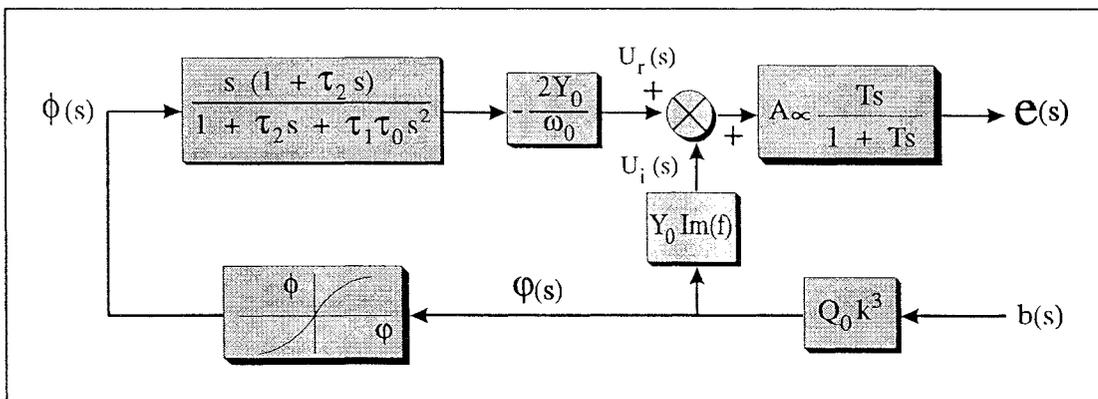


Fig. IV.31 : Diagramme fonctionnel complet

Les valeurs des paramètres entrant dans les différents blocs sont les suivantes :

(égales aux valeurs réelles utilisées sur le prototype)

Boucle d'amplitude : $\tau = 2 \text{ s}$

$$V_p = 1 \text{ v}$$

$$V = 10 \text{ v}$$

Soit : $A_\infty = 2,3 \cdot 10^6 \text{ v}\Omega$

$$T = 200 \text{ ms}$$

$$U_o = 5 \text{ v}$$

Solénoïde : $Q_o = 60$

$$Z_o = 23,5 \text{ k}\Omega \quad \Rightarrow Y_o = 4,24 \cdot 10^{-5} \text{ A/v}$$

$$a = 4$$

Particule : $r_p = 0,5 \text{ mm} \quad \Rightarrow k = 1/100$

$$f_o = 125 \text{ kHz} \quad \Rightarrow \omega_o = 785 \cdot 10^3 \text{ rd/s}$$

$$\sigma = 60 \text{ MS}$$

$$\mu = 1$$

Soit : $-\text{Im}(F) = 0,348$

$$-\text{Re}(F) = 0,442$$

Boucle de phase : $K_o = 4,7 \cdot 10^3 \text{ Hz/v} \quad K_d = 1,2 \text{ v/rd}$

$$\tau_1 = 1 \text{ ms} \quad \xi = 0,5$$

$$\tau_2 = 420 \mu\text{s} \quad \Omega_n = 2375 \text{ rd/s}$$

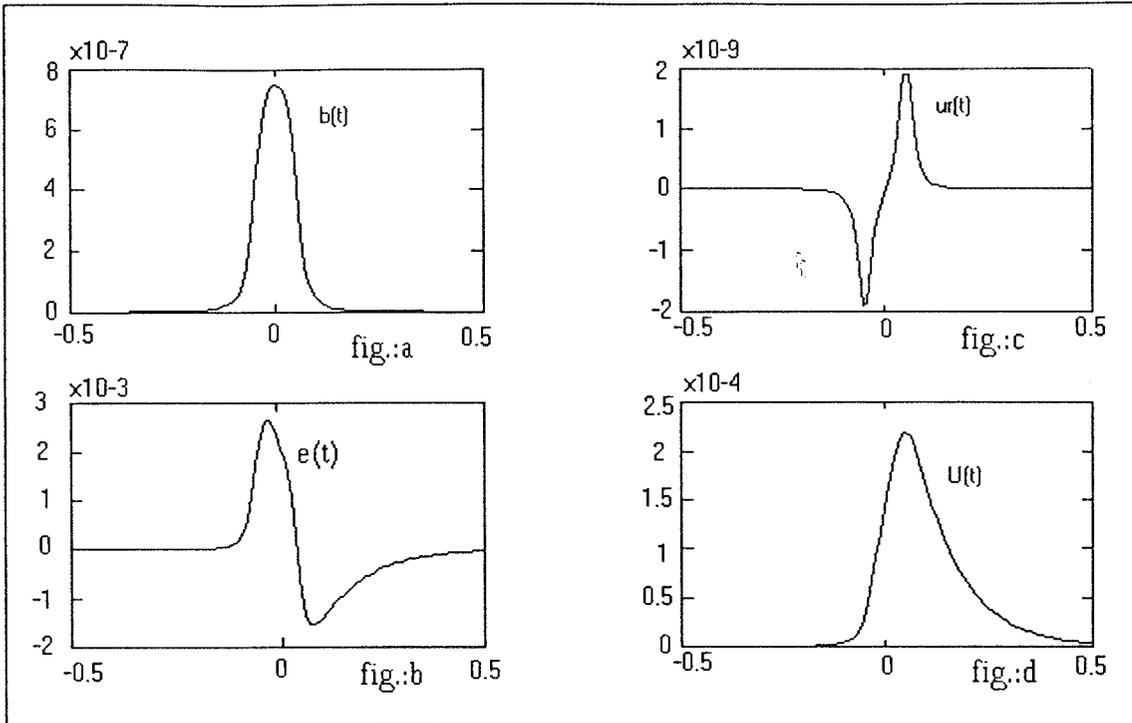


Fig. IV.32 : a : variation temporelle du champ perçu par la particule
 b: réponse du module analogique
 c : part de la réponse totale due à au PLL
 d : allure de U(t) (sortie intégrateur)

IV.4.3.2 Conclusion sur l'influence du PLL:

Cette simulation effectuée à l'aide du logiciel MATLAB nous permet de conclure que pour l'ensemble de paramètres contrôlant l'évolution dynamique de la boucle à verrouillage de phase choisis en fonction des critères exposés au chapitre IV.3, l'influence de celle-ci sur le signal utile e(t) est suffisamment faible pour que nous soyons en droit d'en négliger les effets.

Nous pouvons donc réduire le comportement du module analogique du capteur à la seule boucle de régulation d'amplitude.

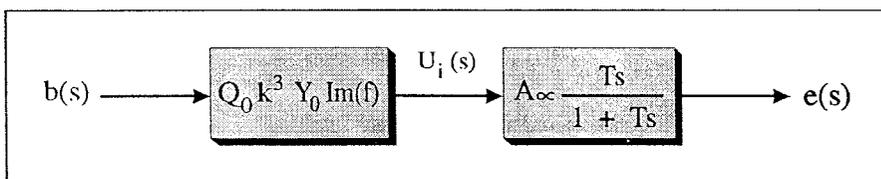


Fig. IV.33 : Diagramme fonctionnel total simplifié

**IV.4.3.3 - Influence de l'impédance interne du convertisseur
tension-courant**

Il est cependant un facteur que nous avons omis jusqu'ici de prendre en compte car il est d'ordre technologique : l'impédance interne, Z_i , du générateur de courant.

Nous avons supposé jusqu'à présent que cette impédance interne tendait vers l'infini, ce qui laissait libre cours aux variations de $Z(t)$ impédance du circuit oscillant de se répercuter sur l'amplitude de $v(t)$.

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{\Delta V_M}{V_M}$$

Réaliser un tel générateur, travaillant de plus à des fréquences relativement hautes (~ 100 KHz), est technologiquement impossible, compte-tenu du fait que la moindre capacité parasite en sortie du générateur entraîne une chute de son impédance interne équivalente (20 pF à 100 KHz ~ 80 k Ω).

Fort heureusement, dans notre application, la charge du générateur est un circuit oscillant parallèle. L'éventuelle réactance composant en partie Z_i ne pourra être que capacitive (aux fréquences de travail envisagées, les inductances parasites sont mieux maîtrisées et n'ont qu'une influence minime) et la capacité équivalente regroupée avec le condensateur d'accord du circuit LC. La boucle à verrouillage de phase se chargera d'intégrer cette valeur de capacité dans la fréquence du générateur (VCO).

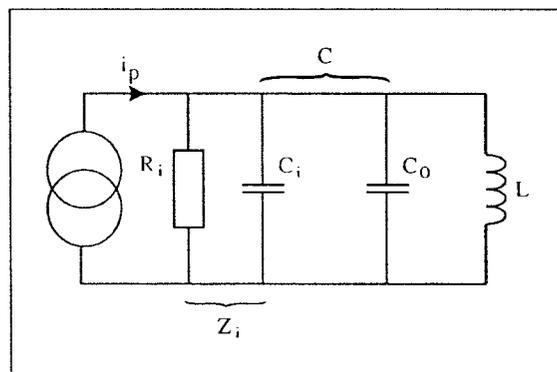


Fig.IV.34 : Générateur de courant réel

L'excitation du circuit LC s'effectuera donc toujours à une fréquence telle que l'ensemble se présente comme une impédance réelle.

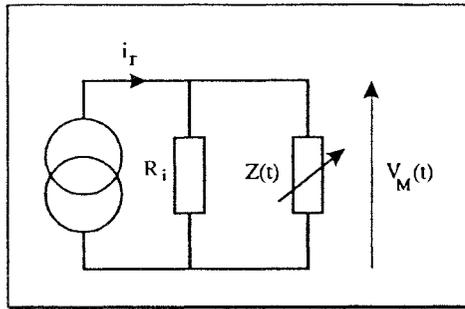


Fig. IV.35 : Générateur de courant réel équivalent

Remarquons que le condensateur d'accord $C = C_0 + C_1$ du circuit oscillant aura tout intérêt à comporter une valeur $C_0 \gg C_1$. Les capacités parasites ne sont en effet pas stables en général et la répercussion d'une variation de C sur $e(t)$ serait catastrophique.

$$\frac{\Delta Z}{Z} = 2 \frac{\Delta \omega}{\omega} = - \frac{\Delta C}{C}$$

Ce point sera également soulevé lors de l'étude de la bobine d'induction en ce qui concerne sa capacité propre répartie.

Une forte valeur de C_0 , pour une fréquence de travail donnée, entraîne une faible valeur de L , donc une valeur relativement basse de Z_0 , ce qui est favorable dans le problème qui nous préoccupe ici.

Détermination de $\frac{\Delta V_M}{V_M}$

Du schéma équivalent de la fig. IV.35, nous déduisons :

$$\frac{\Delta V_M}{V_M} = \frac{R_i}{R_i + Z_0} \frac{\Delta Z}{Z_0} = A_t \left[\frac{\Delta Z}{Z_0} \right] \tag{IV.61}$$

Le terme $A_t = \frac{R_i}{R_i + Z_0}$ apparaît comme un affaiblissement du gain du capteur vu des variations de Z_0 . L'impédance interne du générateur masque les variations d'impédance du circuit LC. Nous chercherons à faire tendre ce terme vers 1.

$$A_t \rightarrow 1 \quad \text{si : } R_i \gg Z_o$$

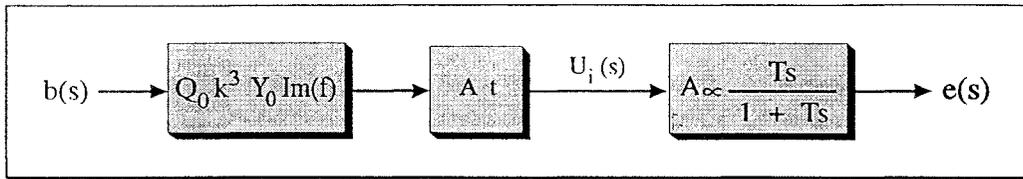


Fig. IV-36 : Influence de la résistance interne du générateur de courant

$$U_i = \text{Im}(F) k^3 Q Y_o \frac{R_i}{R_i + Z_o}$$

$$U_i = \text{Im}(F) k^3 \frac{R_i}{X_o (R_i + Q X_o)} \quad X_o : \text{ réactance du}$$

solénoïde à ω_o

Nous en concluons qu'à R_i donné (le plus grand possible technologiquement), et à Q fixé, l'influence du passage d'une particule dans le capteur, sera d'autant plus sensible que X_o sera faible. Donc que L sera faible, ce qui va dans le sens d'un condensateur d'accord C élevé, donc d'une bonne stabilité de $e(t)$ en l'absence de perturbation.

Pratiquement, nous avons réalisé un générateur de courant dont l'impédance interne $R_i \approx 800 \text{ k}\Omega$ à 100 KHz .

Par l'intermédiaire d'une construction spéciale (annexe 1), nous avons réalisé une bobine dont le coefficient d'auto-induction $L \approx 500 \mu\text{H}$ et $Q \approx 60$ soit $X_o = 314 \Omega$ et $Z_o \approx 20 \text{ k}\Omega$. Le facteur d'atténuation A_t vaut alors : 0,97.

IV.5 - VALIDATION DU MODELE

IV.5.1 - Campagnes de mesures

Ces campagnes de mesures ont été réalisées à l'aide d'une carte d'acquisition (DT 2801 A de Control DATA) intégré à un ordinateur compatible PC (Bull Micral 35), et d'un prototype du module 'A'.

Le protocole en a été le suivant :

CHAPITRE IV

3 types de matériaux	:	Acier	(a)
		Cuivre	(c)
		Inox 316	(i)

5 valeurs de vitesse	:	1,4 m/s	(1)
		2,0 m/s	(2)
		2,4 m/s	(3)
		2,8 m/s	(4)
		3,1 m/s	(5)

4 diamètres de particules	:	1 mm	(1)
		1,5 mm	(2)
		2 mm	(3)
		2,5 mm	(4)

4 positions radiales	:	centre	(0)
		1,5 cm	(1)
		3 cm	(2)
		4,5 cm	(3)

La fréquence d'échantillonnage est identique à celle qui sera utilisée par le convertisseur analogique - digital de la carte de traitement numérique (module B).

Celle-ci est fixée à 1 000 Hz.

Justification : Le cahier des charges précise une gamme de vitesse comprise entre 1 et 10 m/s. La longueur du solénoïde est limitée à 20 cm pour des raisons d'encombrement.

La durée minimum de la perturbation créée par la particule la plus rapide est donc de : 20 ms. Nous verrons au cours de la deuxième partie que la sensibilité du test retenu dépend en grande partie de cette durée.

Une vingtaine de points nous a semblé être le minimum tolérable pour avoir un test efficace dans toute la gamme des vitesses possibles, d'où le choix d'une fréquence d'échantillonnage de 1 KHz.

Codage des acquisitions

Chaque acquisition est codée suivant la règle suivante : x n₁ n₂ n₃ _ etc

- où
- x : désigne la nature du matériau
 - n₁ : vitesse de la particule à l'entrée du capteur
 - n₂ : taille de la particule
 - n₃ : position radiale
 - etc : écart-type du bruit au moment de l'acquisition (en V)

35 fichiers de 2000 points chacun ont ainsi été générés qui ont permis de valider le modèle issu de cette étude.

IV.5.2 : Comparaisons mesures- simulations

Les différentes comparaisons effectuées entre acquisitions de réponses réelles et simulations basées sur le modèle linéaire du module analogique, ont montré la parfaite adéquation existante entre elles pour des particules dont le facteur 'k' restait inférieur à 0,1. Pour des particules plus importantes, les effets de non-linéarités du système, tels que ceux que nous avons décrits lors de l'étude de l'équation différentielle non approximée, associés à d'autres, issus de la saturation de l'amplificateur de sortie du module, limitent l'amplitude du signal de sortie, sans pour autant, bien entendu remettre en cause le bon fonctionnement de l'ensemble.

A titre d'exemple, la figure ci-dessous nous montre la superposition du signal réel issu du fichier a110-042 et la simulation effectuée à partir des caractéristiques réelles du capteur au moment de l'acquisition (longueur bobine = 20 cm ; vitesse particule = 1,4 m/s ; fréquence oscillation = 125 KHz, constantes de temps identiques... etc.).

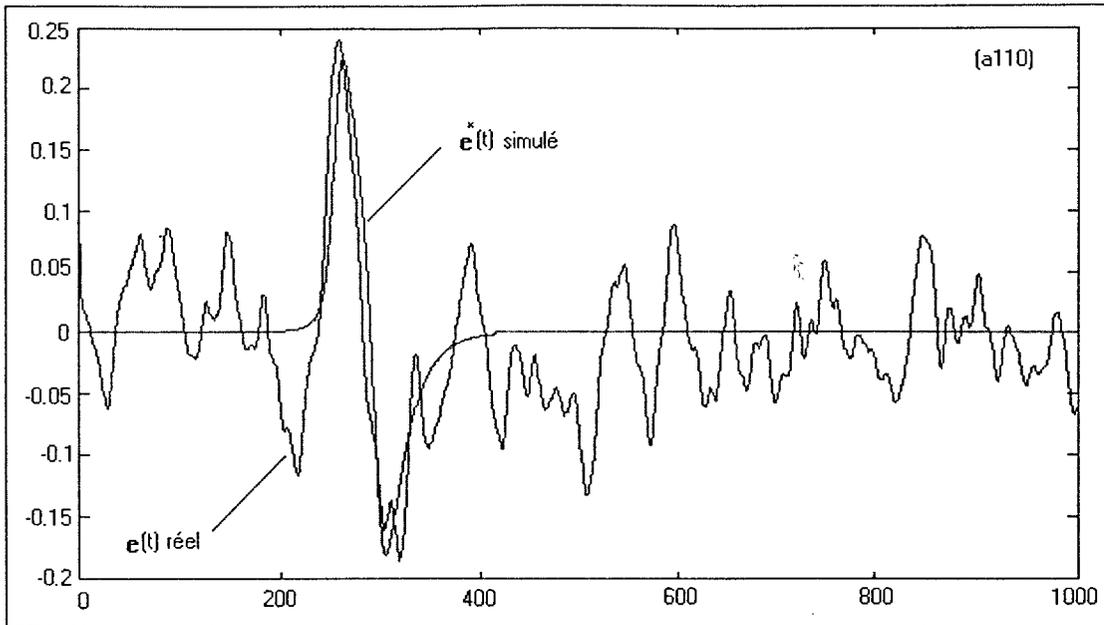


Fig. IV-37 : Comparaison réponse simulée et réponse réelle

IV.6 : Conclusion sur le chapitre IV

L'étude menée tout au long de ce chapitre a permis de montrer que le fonctionnement du module analogique peut être décrit par une fonction de transfert du premier ordre, du type filtre passe-haut, entre l'entrée, représentée par la perturbation apportée sur l'impédance d'un circuit LC, par le passage d'une particule dans le champ de la bobine associée à ce circuit, et la sortie donnée par la tension d'erreur de la boucle d'amplitude.

Cette description reste valable tant que la taille des particules reste "petite" devant le diamètre de la bobine. Pour des particules de tailles plus importantes, un effet bénéfique d'auto-limitation de l'amplitude de la réponse apparaît du à la nature non-linéaire de la réponse vraie du module.

Un choix approprié de la constante de temps de l'intégrateur, et de la tension d'entrée du générateur de courant excitant le circuit LC, nous permet d'obtenir une allure et une amplitude de réponse favorable à son traitement par le module numérique, tout en se suffisant de caractéristiques géométriques de la bobine raisonnables (facteur : $a = 4$ pour la gamme de vitesses de particules imposée par le cahier des charges).

La boucle à verrouillage de phase remplit son rôle qui est de maintenir l'excitation du circuit sur une pulsation particulière propre à celui-ci, en dépit des inévitables variations de ses paramètres (température ...etc), sans influencer sur le signal de sortie.

IIème PARTIE
TRAITEMENT NUMERIQUE

INTRODUCTION

Le signal délivré par le module A est, comme nous l'avons vu, à caractère aléatoire et peut contenir à un instant donné l'information de passage d'une particule métallique dans le capteur. Le problème qui se pose à nous est d'extraire du bruit cette information utile ou plus exactement de générer un nouveau signal, binaire, dont l'une des valeurs est significative de l'absence de particule, et l'autre nous alerte sur sa présence. En d'autres termes, il nous faut fabriquer un détecteur.

Le plus simple des détecteurs venant à l'esprit consiste à placer un seuil sur le signal lui-même (Trigger de Schmitt par exemple). Il présente bien entendu de graves insuffisances qui en limitent l'emploi à de rares cas où le signal utile possède une amplitude largement supérieure à l'écart-type du bruit.

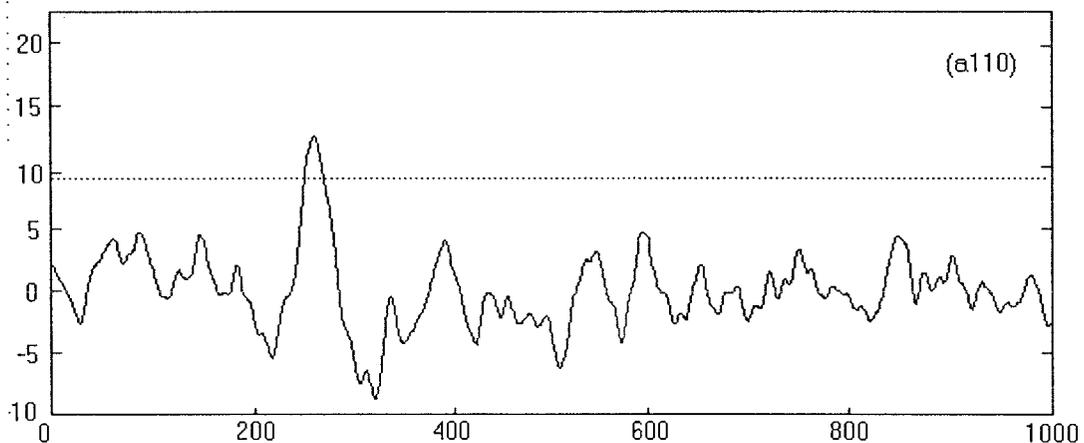


Fig.I.1 : Signal (acier, 1 mm) et seuil de détection

Les qualités que nous attendons d'un détecteur sont les suivantes :

-Il doit fournir une information de présence de particule avec une quasi certitude. Plus exactement, il tentera de minimiser la probabilité de ne pas détecter la particule lorsque celle-ci est présente. C'est ce que l'on nomme le **risque de non-détection**.

A l'opposé, il est souhaitable que le détecteur ne réagisse pas en l'absence de particule. Il minimisera la probabilité de détecter une particule alors qu'il n'y en a pas, c'est-à-dire, le **risque de fausse alarme**. Ces deux risques sont généralement antagonistes. Dans l'exemple précédent, un seuil placé très bas détectera à coup sûr toute particule, mais le bruit, caractérisé par une variable aléatoire, prendra alors sûrement à certains instants une valeur telle qu'elle surpassera le seuil fixé. Inversement, un seuil placé très haut ne produira jamais d'alarme sur le bruit, mais certaines particules, produisant un signal faible seront vraisemblablement ignorées. Risque de fausse alarme et risque de non-détection n'ont pas le même poids. Un certain taux de fausses alarmes occasionne la mise au rebut ou la nécessité de recycler une partie de la matière contrôlée par l'appareil et se répercute par un coût supplémentaire pour l'exploitant. La non détection a des conséquences beaucoup plus graves dans la mesure où le rôle que l'on attend de l'appareil n'ayant pas été rempli, on risque fort d'aboutir à une situation contre laquelle l'exploitant voulait justement se prémunir. Nous chercherons donc à minimiser le second éventuellement au détriment du premier.

-Il doit être en mesure de fournir une **référence** de temps nous permettant de déterminer l'instant d'éjection avec une précision suffisante pour que soit minimisée la quantité de matière rejetée tout en garantissant l'élimination de la particule détectée.

-Il doit être en mesure de faire la différence entre une réelle information de présence de particule et un parasite éventuellement de grande amplitude venant se superposer au signal. Nous dirons qu'il doit être **robuste** vis-à-vis de telles perturbations.

Cette deuxième partie sera donc consacrée à l'étude de quelques détecteurs que nous soumettrons à des signaux réels issus de campagnes de mesures effectuées en laboratoire sur le prototype. Le traitement analogique des signaux ayant ses limites et la plupart des méthodes de détection faisant appel à un certain nombre de traitements mathématiques, le signal $e(t)$ délivré par le module analogique a tout d'abord été échantillonné, mémorisé et soumis en différé à différentes méthodes de détection.

Nous tenterons de dégager à chaque fois les caractéristiques pertinentes qui nous permettront ensuite de fixer notre choix.

Ce seront en particulier : la robustesse du test vis-à-vis de perturbations extérieures, l'estimation la plus correcte d'un instant lié au passage de la particule à un endroit repérable de la tête du capteur (extrémité du solénoïde par exemple) et pouvant servir de référence de temps, et le degré de facilité d'implantation en temps réel, de l'algorithme de traitement.

Nous terminerons cette seconde partie par l'analyse des travaux annexes qui seront confiés à la carte numérique, tel qu'entre autre, la gestion de différents comptages en vue de relevés statistiques, d'un clavier, d'un afficheur et d'une imprimante pour le nécessaire interfaçage homme-machine permettant de fournir à celle-ci les paramètres dont elle a besoin pour remplir au mieux sa mission ; le déclenchement d'alarmes diverses, l'adaptation automatique à un nouvel environnement, la fourniture d'un signal retardé pour le déclenchement de l'éjecteur... etc.

L'ensemble de ces travaux nous conduira enfin au choix matériel d'une carte à microprocesseur répondant au mieux à ces besoins, sans omettre l'aspect du rapport coût/performance qui dans une réalisation devant à terme faire l'objet d'une fabrication industrielle reste un paramètre déterminant pour le fabricant.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LA DETECTION

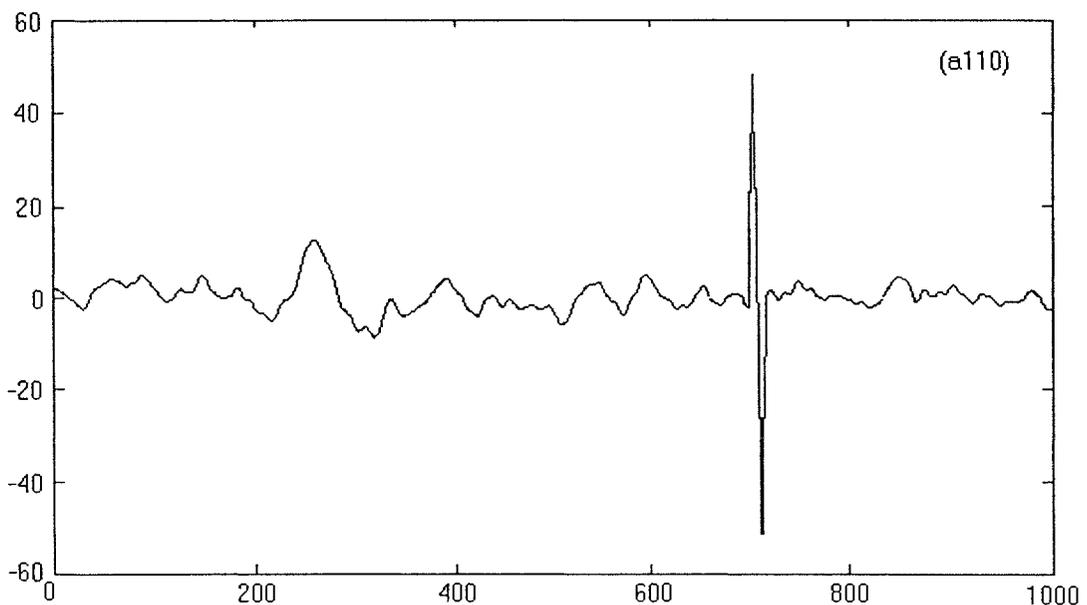


Fig. I.2 : Signal (acier, 1 mm) parasité

Le problème auquel nous sommes confrontés, consiste à mettre en évidence un défaut généré sur le signal du capteur par le passage d'une particule tout en ignorant le "défaut" induit par un parasite de grande amplitude.

I.1. LES TESTS STATISTIQUES

Les tests statistiques sont basés sur l'étude de la distribution des valeurs que prend une certaine fonction appelée fonction discriminante, calculée à partir des réalisations d'une variable aléatoire issue d'un système stochastique.

Ces valeurs sont ensuite comparées à un seuil lié à la limite que l'on tolère entre la probabilité de fausse alarme lorsque l'on est dans l'hypothèse H_0 de non défaut (absence de particule) et le risque de non-détection lorsque l'on se trouve dans l'hypothèse H_1 de présence de défaut (particule).

Les tests sont dits paramétriques lorsqu'ils sont effectués sur un paramètre particulier de la distribution (moyenne, écart-type...).

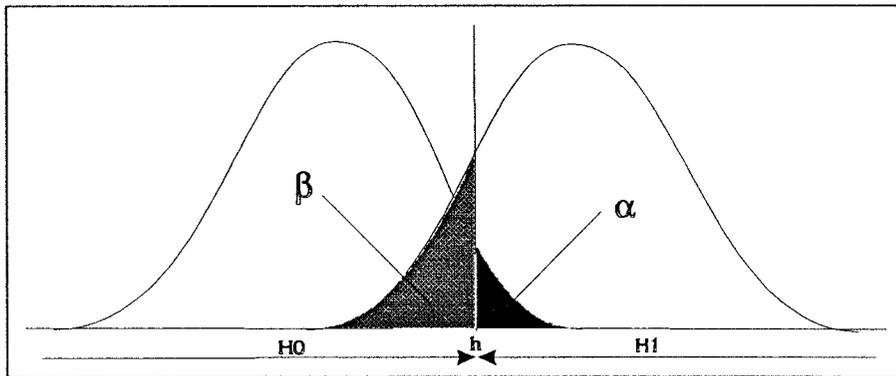


Fig. I.1

α : risque de fausse-alarme

β : risque de non-détection

I.2. METHODES DE DETECTION DE DEFAUT

Elles se différencient par le choix de la fonction discriminante l_k .

Dans le cas du détecteur simpliste dont nous avons parlé dans l'introduction, qui consiste à placer directement un seuil sur le signal, nous supposons que :

$$l_k = e_k.$$

Le test consiste alors à comparer les distributions du signal hors défaut (hypothèse H_0) et en présence de défaut (hypothèse H_1). Bien entendu, les performances de ce test sont assez pauvres surtout en ce qui concerne sa robustesse vis-à-vis de parasites de grandes amplitudes et ne peut donner satisfaction que dans le cas de signaux forts.

La loi de distribution de l_k n'est pas toujours connue. Dans ce cas, le test se résume à placer un seuil h à une valeur heuristique, déterminé par expérience en fonction des taux de fausse alarme et de non-détection observées.

Parmi les méthodes de détection de défaut, nous distinguerons les méthodes temporelles (filtrage numérique par exemple) de celles issues de l'automatique dans le cadre de la surveillance des procédés et basées sur la notion de rupture de modèle.

La "philosophie" de ces dernières est la suivante [BAS.88] :

Soit une séquence : $y_0 \dots y_n$, le but est de trouver laquelle des deux hypothèses définies ci-dessous est vraie :

H_0 : $y_0 \dots y_n$ suit le modèle M_{θ_0}

H_1 : il existe un instant r ($1 < r < n$) tel que :

$y_0 \dots y_{r-1}$: suit le modèle M_{θ_0}

$y_r \dots y_n$: suit le modèle M_{θ_1}

où M_{θ} est un modèle paramétré par θ .

Deux approches sont possibles :

- la méthode à un modèle dans laquelle on recherche un écart entre θ_1 et la valeur de référence θ_0 , supposée connue.
- la méthode à deux modèles dans laquelle, θ_0 et θ_1 sont estimés à chaque instant.

Dans la première, il est généralement fait appel à un "résidu" : signal significatif d'un changement entre θ_0 et θ_1 . Ce "résidu" est proche de zéro lorsqu'aucun changement n'apparaît ou plus généralement, sa moyenne ou ses propriétés spectrales sont modifiées lorsqu'un défaut se produit.

Dans l'approche bi-modèle, l'écart entre les valeurs estimées de θ_0 et θ_1 sont mesurées par une distance adéquate (euclidienne, spectrale, de Chernov...).

Le résidu ou la distance est ensuite, soit directement comparé à un seuil, soit évalué et jugé par un test statistique (test de moyenne, χ^2 ... etc).

I.3. TESTS STATISTIQUES CLASSIQUES [NOV. 89]

I.3.1. Tests de moyenne

Lorsque la variance σ^2 du signal est connue, la fonction discriminante :

$$l_k = \frac{(m_k - m_0)\sqrt{N}}{\sigma} \quad \text{suit une loi normale sous l'hypothèse } H_0.$$

Avec m_k moyenne estimée sur N échantillons par :

$$m_k = \frac{1}{N} \sum_{i=k-N+1}^k (y_i)$$

et m_0 : moyenne hors défaut ($m_0 = 0$ dans notre cas).

Condition de validité du test : $N > 10$.

Lorsque la distribution de e_k est gaussienne mais que sa variance n'est pas connue, la fonction discriminante :

$$l_k = \frac{m_k - m_0}{d_k} \quad \text{suit une loi de Student sous } H_0, \text{ avec comme précédemment}$$

:

$$m_k = \frac{1}{N} \sum_{i=k-N+1}^k (y_i)$$

$$\text{et : } S^2_k = \frac{1}{N-1} \sum_{i=k-N+1}^k (y_i - m_k)^2$$

S^2_k représentant alors l'estimation de la variance inconnue.

Condition de validité : $N > 30$.

I.3.2. Test de variance

Nous supposons que la moyenne m_0 de y_k est connue et que sa loi de distribution est gaussienne sous H_0 .

Nous formons la fonction :

$$l_k = \frac{N-1}{\sigma^2} S^2_k$$

avec
$$S^2_k = \frac{1}{N-1} \sum_{i=k-N+1}^k (y_i - m_0)^2$$

alors, l_k suit une loi de χ^2 à N-1 degrés de liberté sous H_0 .

I.3.3. Test de dissymétrie

Hypothèse : la distribution de $\{y_k\}$ est symétrique sous H_0 , sa moyenne et sa variance sont connues. La fonction :

$$l_k = \frac{N-1}{\sigma^3} S^3_k \text{ tend vers } 0.$$

avec :
$$S^3_k = \frac{1}{N-1} \sum_{i=k-N+1}^k (y_i - m_0)^3$$

S^3_k est une estimation du moment d'ordre 3.

Si la symétrie de la distribution de $\{y_k\}$ est rompue, alors l_k est non nulle. /

Ce test, qui peut donner de bons résultats dans le cas d'une scrutation séquentielle de valeurs aléatoires, n'obéit pas à une loi statistique connue permettant de placer un seuil à un niveau donné en fonction des paramètres α et β (taux de fausse-alarme et risque de non-détection), et doit donc être choisi par apprentissage.

I.3.4. Test d'aplatissement

Ce test, similaire au précédent mais effectué sur le moment d'ordre 4 de la distribution des y_i permet de juger du degré "d'aplatissement" d'une distribution par rapport à une distribution gaussienne. Il présente les mêmes défauts que le précédent.

CHAPITRE II

APPLICATION AU SIGNAL DU MODULE 'A'

II.1. CARACTERISTIQUES DU SIGNAL $e(k)$

II.1.1. Test de normalité

Avant de prétendre appliquer certains tests au signal e_k issu du module analogique et échantillonné, il nous faut connaître ses caractéristiques statistiques spectrales et temporelles.

Ces dernières nous sont données par l'étude faite en simulation de la réponse du module analogique (chap.IV partie I).

Les caractéristiques spectrales sont montrées Fig. (II.2) et Fig. (II.3).

La figure (II.2) nous donne l'aspect de la densité spectrale de puissance du bruit seul généré par le module analogique, alors que la fig. (II.3) nous l'indique en présence de particule.

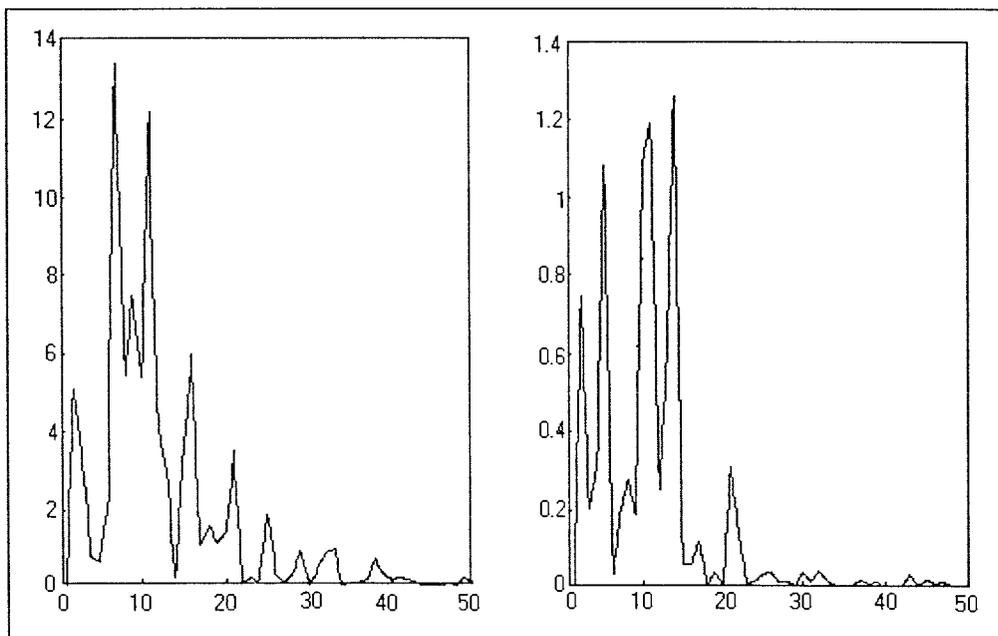


Fig. II.2: signal + bruit

Fig. II.3: bruit seul

Deux constatations s'imposent : d'une part le bruit est loin d'être blanc et d'autre part, signal et bruit occupent la même bande de fréquences.

Ceci va rendre vaine l'utilisation des méthodes de détection basées sur d'éventuelles modifications des propriétés spectrales du signal lorsqu'un défaut apparaît. Nous en donnerons cependant un exemple basé sur l'estimation des paramètres d'un modèle autorécuratif.

Les caractéristiques statistiques ont été analysées dans [ALB 90] par S. ALBANESI qui m'a secondé dans ce projet. Après avoir montré, par un test des signes que la suite des échantillons $\{e_k\}$ présentait un caractère aléatoire, il a prouvé au moyen d'un test de normalité que leur distribution était gaussienne et leur valeur moyenne nulle avec un niveau de confiance de 1 %.

II.1.2. Signal parasité

En milieu industriel, un des principaux problèmes auxquels le module "B" de traitement va être confronté, sera celui de sa robustesse vis-à-vis de parasites additionnels sur le signal à traiter.

Ces paramètres se présentent la plupart du temps comme des oscillations hautes fréquences de très grandes amplitudes et rapidement amorties. Ils sont générés par la mise en marche de moteurs électriques ou autres éléments électromécaniques de puissance (commutations de courants forts dans des circuits non dépourvus d'inductance), et se propagent par voie hertzienne (parasites électromagnétiques) ou par l'intermédiaire des circuits d'alimentation des organes concernés (secteur). Bien que de nombreuses précautions aient été prises pour éviter que ces parasites n'atteignent le signal de sortie du module A (impédances basses, filtre secteur, blindage...) et que d'autres seront étudiées au cours de la phase d'industrialisation du produit, ils sont inévitables et doivent faire partie des critères de robustesse des algorithmes de détection.

Nous avons donc "parasité" le signal qui nous a permis de valider ces algorithmes. Nous avons choisi comme signaux de base :

a110-042 qui est produit par une sphère d'acier de 1 mm de diamètre traversant le capteur dont la bobine a un diamètre de 10 cm (rapport $k = 1/100 =$ cahier des charges) à la vitesse de 1,4 m/s (à l'entrée du capteur) et suivant son axe de révolution (zone de plus faible sensibilité) ;

et: **i250-042** dont le protocole est le même que celui décrit ci-dessus, hormis la nature du matériau (acier inox 316), la taille (1,5 mm) et la vitesse de transit (3.1 m/s).

Ces deux matériaux ont été choisis, en ce qui concerne l'acier, car c'est la référence en la matière dans le test de ce genre d'appareil et l'inox car cette matière est réputée pour être difficilement détectable par les moyens généralement utilisés par les constructeurs de détecteurs. Le parasite (simulé) a été rajouté de manière à disposer d'un signal qui soit à la fois d'amplitude faible et fortement perturbé.

L'amplitude du parasite est de 1 v, soit quatre fois plus important que la réponse du capteur aux particules précédentes. Sa durée, également non négligeable, est de 10 ms.

II.2.DETECTEUR BASE SUR LES CARACTERISTIQUES TEMPORELLES

Puisque nous connaissons l'allure temporelle de notre signal, nous avons tenté de l'extraire du bruit au moyen d'un corrélateur.

Le principe en est rappelé ci-dessous :

$$e_k \text{ ---> } \boxed{g(k)} \text{ ---> } I_k = R_{ee}(k)$$

$$\text{avec : } I_k = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} e_i g(k-i)$$

$$\text{et : } e_k = e_k + \xi_k \quad \begin{array}{l} e_k : \text{signal utile} \\ \xi_k : \text{bruit} \end{array}$$

Si l'on fait $g(k) = e(l-k)$; l étant la longueur de g_k , on obtient :

CHAPITRE II

$$l_k = \sum_{i=0}^{+1} e_i \cdot e(-k + 1 - i) = \sum_{i=0}^1 e(i + k - 1) \cdot e(i)$$

Soit encore :

$$l_{k+1} = \sum_{i=0}^1 (e(i + k) + x(i + k)) e(i)$$

$$l_{k+1} = \sum_{i=0}^1 e(i + k) \cdot e(i) + \sum_{i=0}^1 x(i + k) \cdot e(i)$$

$$l_{k+1} = \psi_{ee}(k) + \psi_{\xi e}(k)$$

l_{k+1} représente donc la fonction d'autocorrélation de e_k décalée de la longueur de e_k additionnée pour chaque valeur de k avec la fonction d'intercorrrelation du bruit ξ avec le signal utile.

Si le bruit est parfaitement décorrélé du signal, le second terme est nul et:

$$l_{k+1} = \psi_{ee}(k)$$

l_{k+1} présentera un maximum en $k = 0$:

$$l_1 = \sum_i e^2(i) : \text{énergie contenue dans le signal.}$$

Nous avons testé un tel filtre, dit adapté, en prenant comme réponse impulsionnelle celle représentée Fig. II.5.

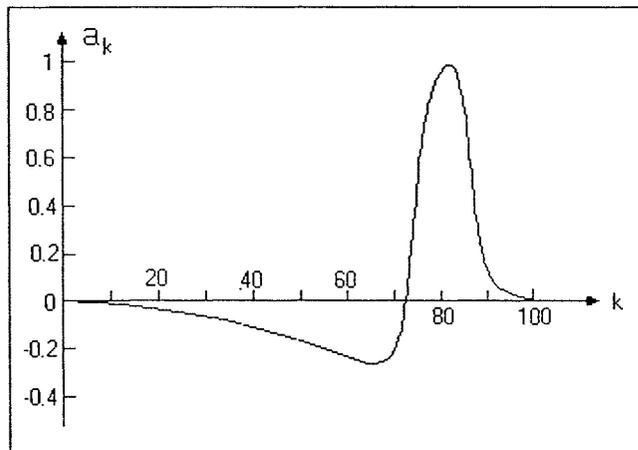


Fig. II.5 : Réponse impulsionnelle du filtre

Celui-ci a été obtenu à partir d'une simulation effectuée en introduisant dans le calculateur les paramètres du protocole ayant servi à générer le signal a110-042. Sa longueur est de 150 points et de type RIF. Le résultat est donné Fig. I.6.

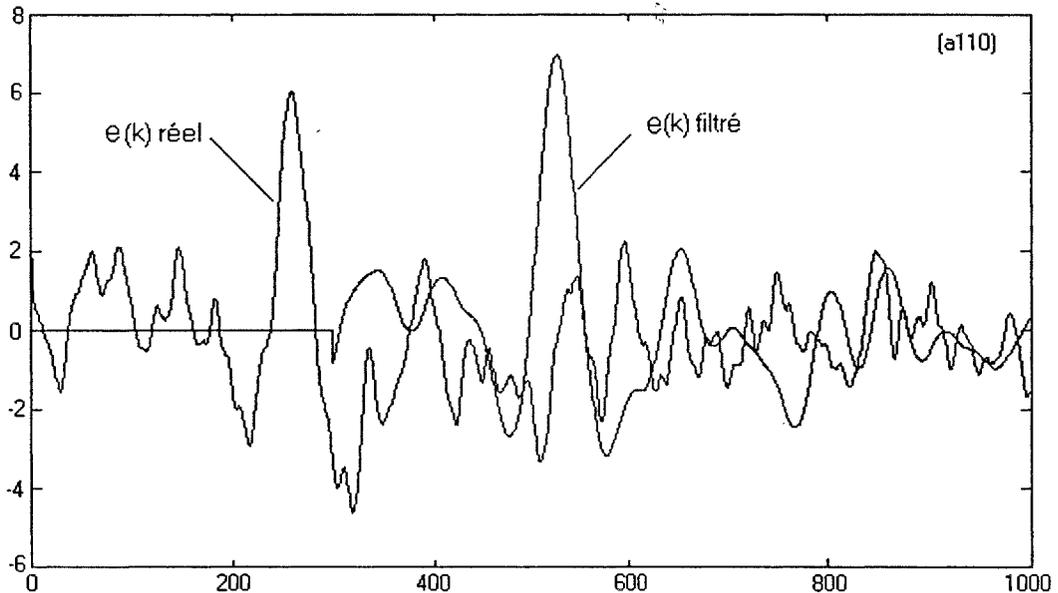


Fig. II.6 : signal réel et après filtrage

Commentaire: Nous constatons que nous n'avons pratiquement aucun gain en termes de rapport signal/bruit par rapport au signal d'entrée.

Ceci est dû au fait que le bruit n'est pas décorrélé du signal utile, ce que montrait déjà le spectre de e_k : la majeure partie du bruit se situe dans la même bande de fréquence que le signal, aucun filtre de fréquence centré sur le signal ne peut les séparer efficacement.

Son seul avantage réside donc dans l'élimination de parasites haute-fréquence (dont le spectre est donc à large bande).

Il a de plus comme inconvénient d'introduire un retard égal à la longueur du filtre sur l'instant de détection et d'obliger le dispositif d'éjection à se trouver à une distance minimum correspondant au trajet de la particule durant ce temps. Si l est la longueur du solénoïde, v la vitesse de la particule, le temps de transit est d'environ

$$t_t = \frac{l}{v}$$

En considérant que la durée totale de l'impulsion est égale à quatre fois le temps de transit, nous en déduisons que l'éjecteur doit se situer au moins à : $d = 4 l = 1 \text{ m}$. (Notre prototype ayant un solénoïde de 20 cm de long).

Cet éloignement est une contrainte que l'industriel peut ne pas accepter.

Ajoutons à cela que l'algorithme de traitement devra, en temps réel, produire pendant une période d'échantillonnage environ : l' sommes de produits effectués entre deux nombres réels.

A moins d'utiliser une fréquence d'échantillonnage très basses (avec le risque de perdre un certain nombre d'informations sur l'allure temporelle du signal, donc sur les performances du corrélateur) il faudrait alors avoir recourt à des puces spécialisées dans l'implantation de filtres RIF de grande longueur (donc chers).

Un autre inconvénient provient également du fait que l'ensemble des coefficients du filtre doivent être adaptés à la vitesse de transit de la particule. En effet, la partie positive de la réponse est, comme nous l'avons vu dans la première partie, dépendante de cette vitesse, alors que la durée de la partie négative correspond au retour au repos du système (module A) et ne dépend que de la constante de temps de celui-ci. Enfin pour être vraiment efficace, ce filtre devrait être suivi d'un détecteur basé sur les propriétés statistiques du signal de sortie, ce qui viendrait encore alourdir l'algorithme de traitement.

II. 3. DETECTEURS BASES SUR LES PROPRIETES STATISTIQUES

II.3.1. Test du χ^2

II.3.1.1. Test effectués sur le signal e_k

$$y_k = e_k$$

C'est un test de variance appliqué à la suite séquentielle de valeurs : $\{e_k\}$. Ce test est applicable sur une distribution gaussienne de valeur moyenne nulle et de variance σ^2 . Soit : N la longueur d'une fenêtre d'observation :

Nous formons :
$$l_k = \sum_{i=k-N+1}^k \left(\frac{e_i}{\sigma}\right)^2$$

l_k suit une loi du χ^2 à $N - 1$ degrés de liberté sous H_0 .

Si une modification apparaît dans la variance du signal, les propriétés statistiques de $e(k)$ vont être modifiées. On peut détecter cette modification en appliquant une règle de décisions du genre :

$$\begin{array}{c} H1 \\ l_k > h \\ H0 \end{array}$$

h étant le seuil fixé en fonction de α et β et tirés d'une table de χ^2 .

Application : les figures II.7 et II.8 nous montrent le résultat de ce test appliqué à l'enregistrement 'a110-042', sur une fenêtre de 50 points.

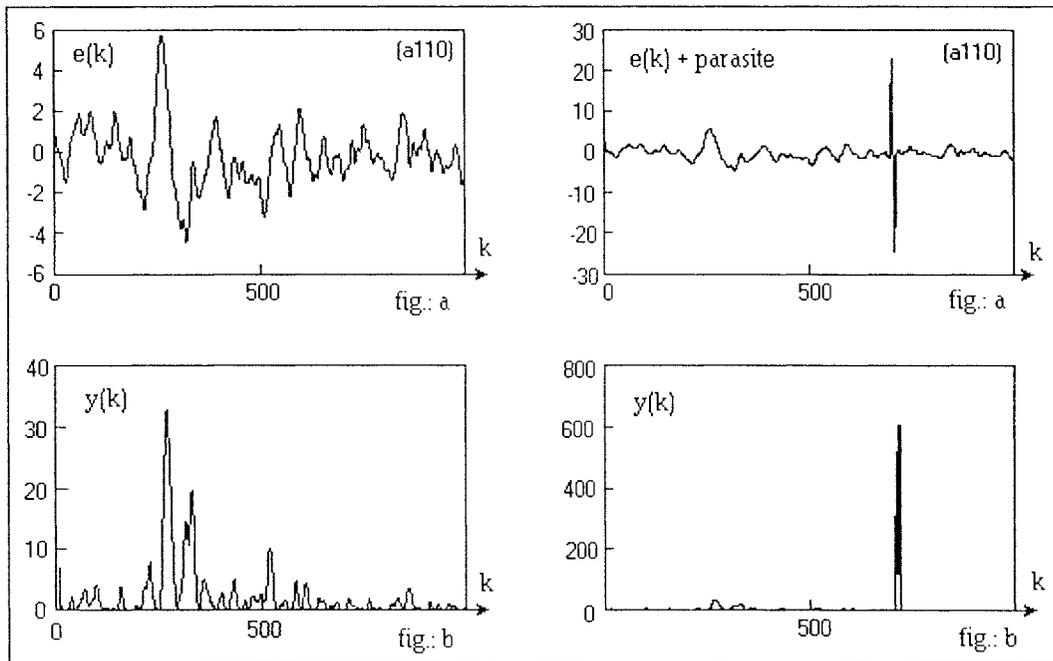


Fig.II.7 a : signal non parasité
b : test du χ^2

Fig.II.8 a : signal parasité
b : test du χ^2

Commentaire : Ce test, simple dans son principe et applicable facilement en temps réel, ne résiste pas aux parasites de grandes amplitudes. Ce résultat est prévisible dans la mesure où un test de variance revient à mesurer en permanence la puissance continue dans le signal auquel il est soumis. Le parasite possédant un

facteur de forme plus défavorable que la perturbation due à la particule et, de plus, son amplitude étant comparativement très élevée, la puissance instantanée qu'il contient est beaucoup plus importante que celle contenue dans le signal engendré par le passage d'une particule de petite taille. Il en sera de même de tous les tests dont le but est la mise en évidence des valeurs aberrantes d'une distribution. Bien adaptés à la surveillance et la détection de défauts dans le système, ces méthodes ne le sont pas dans notre cas particulier où particule et parasite sont indissociablement considérées comme des événements faisant parties de la même classe.

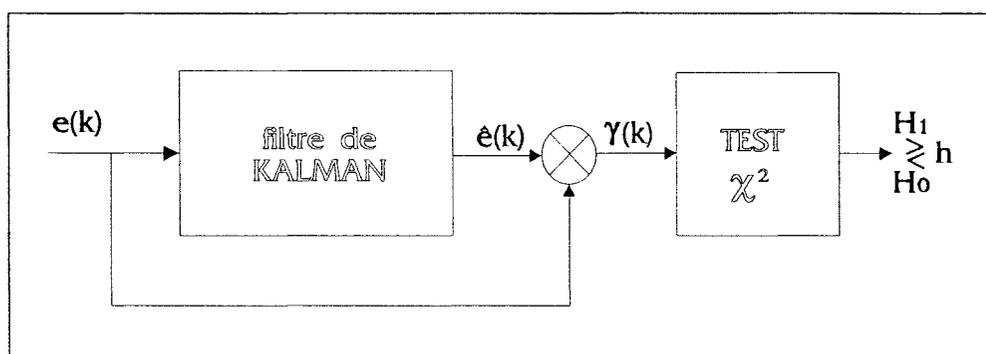
En l'absence de parasites, un grand nombre de méthodes de détection sont applicables au signal issu du module A.

Parmi celles-ci, on peut citer les méthodes faisant appel à la reconnaissance de formes, les méthodes de rupture de modèle,... etc.

II.3.1.2. Test effectué sur un résidu [BAS.86]

La stratégie est ici la suivante : nous générons un signal de référence à partir du modèle M_0 et comparons en permanence ce modèle avec le signal lui-même. Le modèle sera obtenu à partir d'un filtre de Kalman. L'écart entre observation et modèle (le résidu) est fourni par la séquence d'innovation du filtre γ_k .

Le test du χ^2 est effectué sur γ_k .



En l'absence de perturbation, le module analogique est supposé délivrer un signal de valeur nulle.

Dans le mode normal M_0 , le système est simplement décrit par les équations d'état suivantes :

$$\begin{cases} x_{k+1} = x_k + v_k \\ y_k = x_k + w_k \end{cases}$$

- x_k : variable d'état qui caractérise l'évolution du signal en mode normal.
- y_k : est la mesure bruitée par w_k
- w_k : séquence aléatoire, gaussienne et blanche de variance connue q
- v_k : bruit de système également gaussien et blanc de variance p .

Application et résultats :

Les figures I.9 a, b, c, d, nous montrent successivement :

- a : le signal e_k
- b : son estimation par le filtre \hat{e}_k
- c : l'innovation γ_k du filtre
- d : le résultat du test du χ^2 .

La fenêtre d'observation intervenant dans le test du χ^2 est choisie en fonction de la durée de la perturbation causée par le passage d'une particule (a110-042).

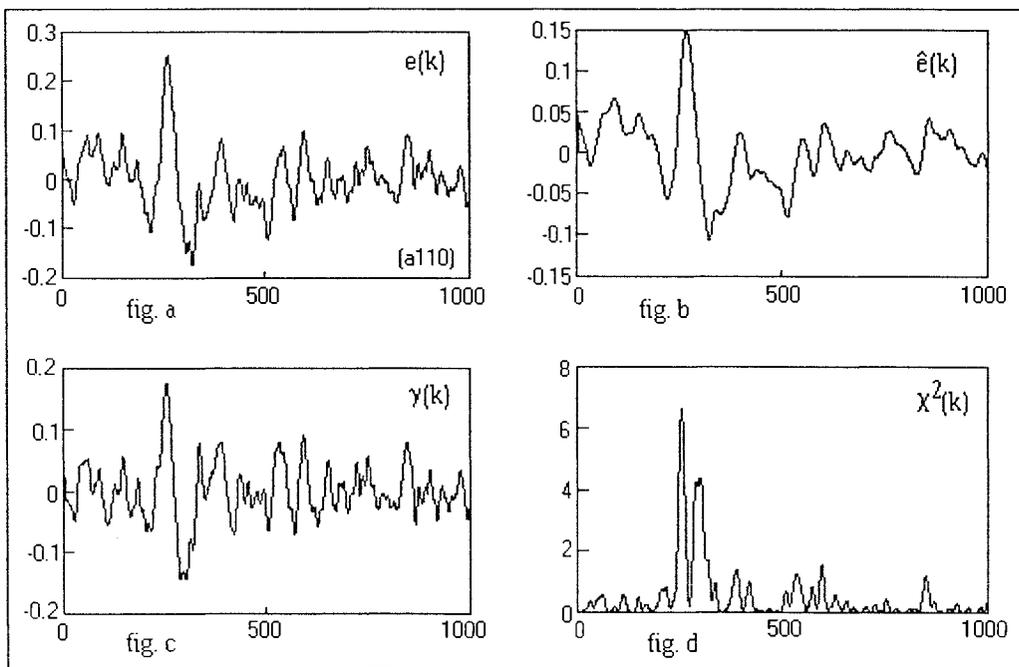


Fig. II.9 : Test du χ^2 sur séquence d'innovation.

Les séries de figures II.10 et II.11 montrent les mêmes signaux obtenus sur un signal parasite.

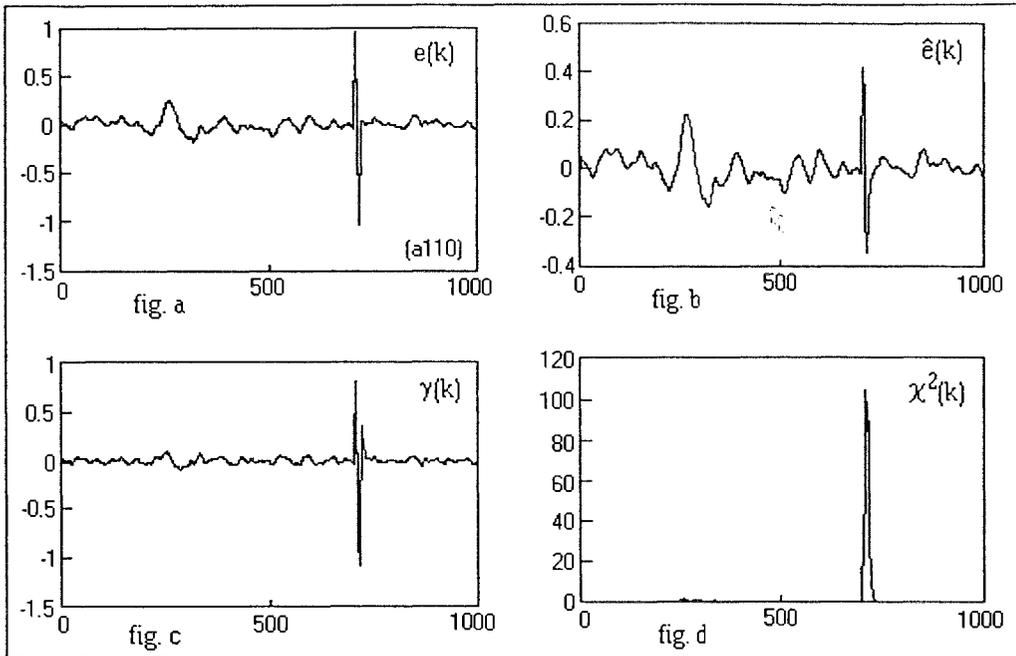


Fig. II.10 : Test sur signal parasité (faible filtrage du parasite)

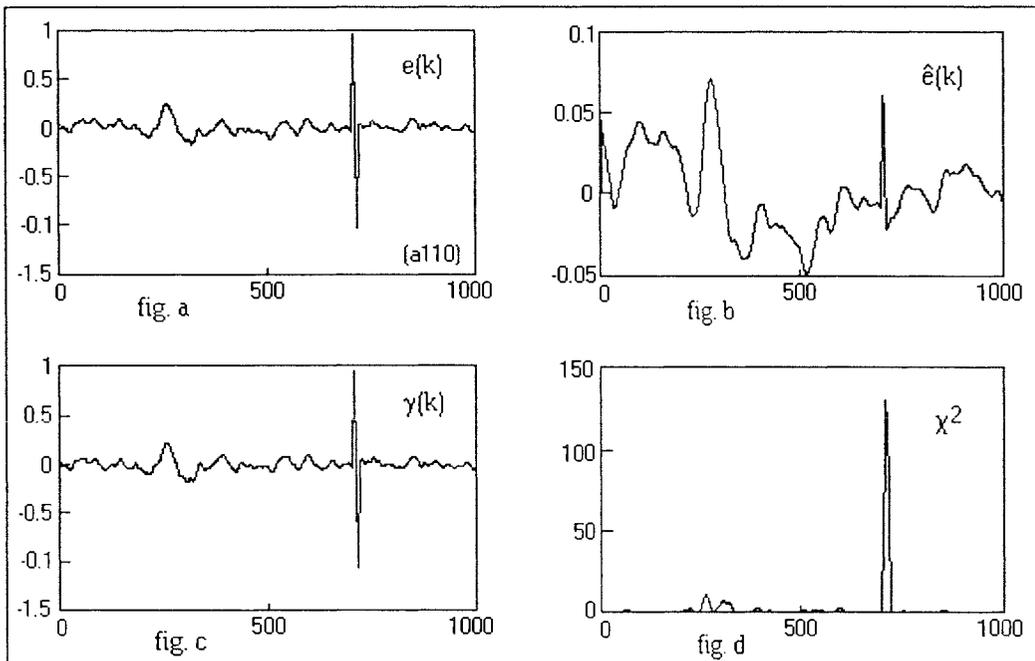


Fig. II.11 : Test sur signal parasité (filtrage important du parasite)

Les paramètres du filtre et notamment les valeurs de p et q ont été fixés de manière à fournir un effet de filtrage plus ou moins prononcé du parasite en accordant plus de confiance dans l'estimation de l'état dans le cas de la figure I.11 où l'on peut voir que la variance de \hat{e}_k est faible. Quoiqu'il en soit, cette méthode n'apporte rien de plus que le test du χ^2 effectué sur le signal lui-même quant à sa robustesse vis-à-vis de parasites.

Pour être réellement efficace, il eût fallu, éventuellement compléter cette stratégie par une méthode de reconnaissance de défauts comme le propose D. SAUTER dans [SAU.87] . Cependant, cette méthode nécessite l'emploi de modèles de défauts multiples (autant de modèles que de défauts) ce qui à la rigueur pourrait se concevoir dans la mesure où la vitesse de la particule est unique et parfaitement déterminée ce qui n'est pas le cas dans notre application.

II.3.2. Tests statistiques de détection de sauts dans les signaux

Nous allons, dans ce paragraphe, tenter d'appliquer sur notre signal des tests normalement dédiés à la détection de sauts de moyenne dans la distribution de valeurs aléatoires séquentielles.

Nous faisons pour cela, l'hypothèse que le défaut provoqué par le passage d'une particule est équivalent à une modification locale, successivement positive puis négative, de la valeur moyenne du signal.

II.3.2.1. Test de moyenne simple

La valeur moyenne de notre signal hors défaut étant connue ($m_0 = 0$), et sa distribution étant gaussienne comme nous l'avons vu, nous estimons l'écart-type et la moyenne du signal sur une fenêtre de longueur L .

Nous formons la fonction discriminante :

$$I_k = (m_k - m_0) \frac{\sqrt{L}}{S} = \frac{m\sqrt{L}}{S}$$

avec : $m_k = \frac{1}{L} \sum_{i=k-L+1}^k e_i$ et : S défini par : $S^2_k = \frac{1}{N-1} \sum_{i=k-N+1}^k (e_i - m_k)^2$

Sous l'hypothèse H_0 de non-défaut , I_k suit une loi de Student.

Pour être valable, ce test doit être effectué avec une longueur de fenêtre: $L > 30$.

Pour être efficace, L doit avoir une longueur correspondant à la durée du saut de moyenne recherché.

Comme nous nous intéressons plus particulièrement à la partie positive de la réponse du capteur, et la durée de cette partie étant liée aux dimensions du solénoïde et à la vitesse de transit de la particule, nous en déduisons que :

$$L \approx \frac{l}{v} \cdot f_e \quad \text{où : } l \text{ : (longueur du solénoïde) } \approx 0,2 \text{ m}$$

v : vitesse (1 à 10 m/s)
 f_e : fréquence d'échantillonnage (1000 Hz)

cela nous donne : $20 < L < 200$ pts.

La limite de validité sera donc à peine atteinte dans le cas de particules transitant à 10 m/s.

Application au signal a110-042 :

Nous avons cité ce test parce que c'est un classique du genre, mais il n'a pas été retenu du fait de ses faibles performances en comparaison avec d'autres tests de moyennes qui seront étudiés plus loin.

II.3.2.2. Test du S.P.R.T.

Ce test, signifiant : 'Sequential Probability Ratio Test', est, comme son nom l'indique, basé sur le rapport de vraisemblance entre deux lois de distribution : hors défaut (hypothèse H_0) et avec défaut (hypothèse H_1).

Soit $\{e_k\}$ la séquence des valeurs obtenues, le rapport de vraisemblance s'écrit :

$$l_k = \text{Log} \frac{P(e_1, \dots, e_n / H_1)}{P(e_1, \dots, e_n / H_0)}$$

On applique sur l_k une règle de décision de la façon suivante :

$l_k > B \Rightarrow$ nous sommes dans l'hypothèse H_1

$l_k < A \Rightarrow$ nous sommes dans l'hypothèse H_0 .

Si: $A < l_k < B$, on ne prend aucune décision et on recommence la procédure.

Les seuils A et B se calculent à partir des probabilités de fausses alarmes α et de non détection β par :

$$A = \text{Log} \frac{\beta}{1-\alpha} \quad \text{et} : B = \text{Log} \frac{\alpha}{1-\beta}$$

La loi de distribution de e_k sous H_0 étant gaussienne, nous pouvons expliciter les probabilités P :

$$\text{Hypothèse } H_0 : m = 0 \quad \text{et } \sigma = \sigma_0$$

$$\text{Hypothèse } H_1 : m = m_1 \quad \text{et } \sigma = \sigma_0$$

$$\text{alors : } P(e_k/H_0) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{e^2}{2\sigma_0^2}\right)$$

$$\text{et : } P(e_k/H_1) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(e-m_1)^2}{2\sigma_0^2}\right)$$

$$\text{et : } l_k = \text{Log} \frac{\prod_{i=1}^k P(e_i/H_1)}{\prod_{i=1}^k P(e_i/H_0)}$$

Soit après calcul du rapport :

$$l_k = \frac{m_1}{\sigma^2} \sum_{i=1}^k (e_i - \frac{m_1}{2})$$

Les seuils de décision deviennent :

$$\text{Hypothèse } H_0 : l_k < \text{Log} \frac{\beta}{1-\alpha}$$

$$\Rightarrow \sum_{i=1}^k e_i < -\frac{\sigma^2}{m_1} \text{Log} \left(\frac{1-\alpha}{\beta} \right) + n \frac{m_1}{2}$$

$$\text{Hypothèse } H_1 : l_k > \text{Log} \frac{1-\beta}{\alpha}$$

$$\Rightarrow \sum_{i=1}^k e_i < -\frac{\sigma^2}{m_1} \text{Log} \left(\frac{1-\beta}{\alpha} \right) + n \frac{m_1}{2}$$

Application et commentaires : Appliqué sur le signal a110-042 non parasité, le test du SPRT a donné les résultats que l'on peut voir sur les figures II.12 a et b où la particule située en 250 est facilement détectée.

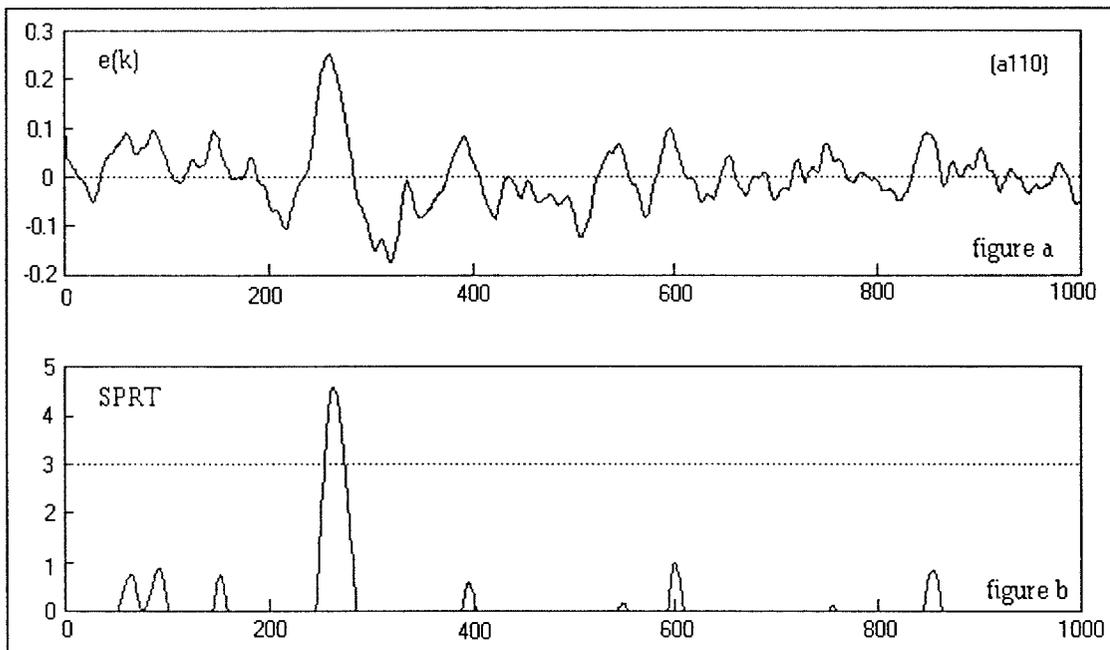


Fig. II.12 : Test du SPRT (fig. b) , effectué sur le signal $e(k)$, (fig. a).

Les **avantages** de ce test sont :

- le calcul de l_k se faisant de manière récursive, son implantation en temps réel est relativement simple.
- il ne demande que le choix de 3 paramètres.

Inconvénients :

- il ne fournit pas d'instant précis lié au passage de la particule à un endroit repérable du capteur pouvant ensuite servir de référence pour le décompte du temps de transit de la particule jusqu'au dispositif d'éjection.
- son immunité aux parasites de grandes amplitudes est faible comme on peut s'en rendre compte à l'examen des figures II.13 a et b.

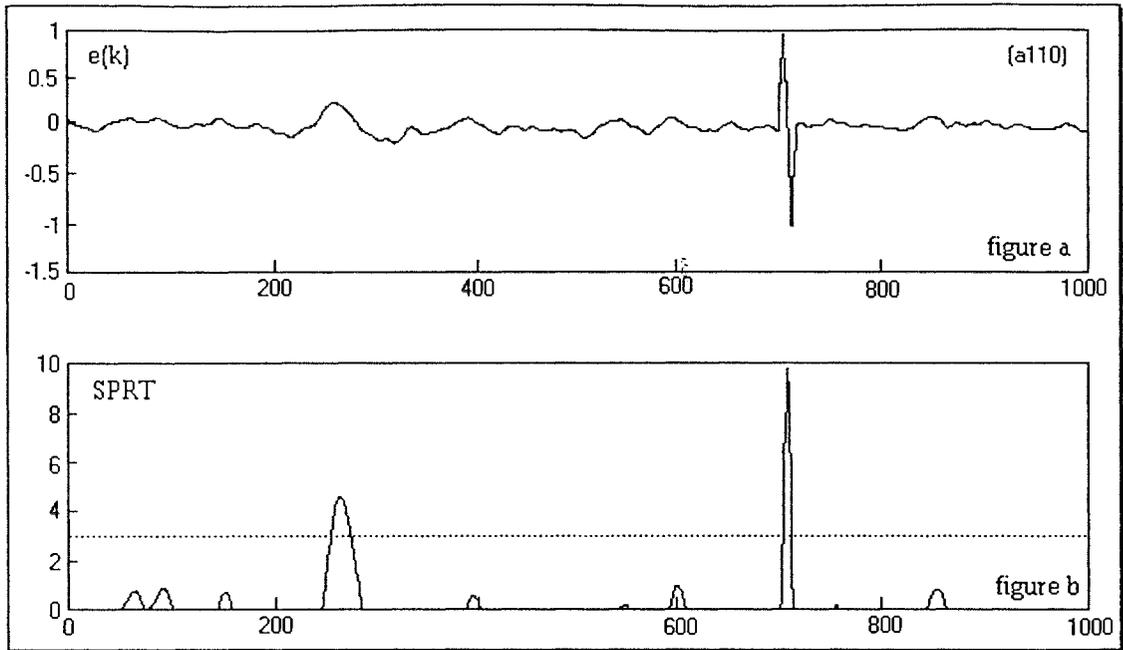


Fig.II.13 : Test du SPRT (fig. b) sur signal parasité (fig. a)

II.3.2.3. Test des sommes cumulées

Ce test a été introduit par PAGE en 1954 et développé par HINKLEY en 1971. Très répandu, il permet de mettre en évidence des sauts de moyenne. Son avantage par rapport au précédent réside dans le fait qu'il permet d'estimer l'instant de rupture. Aussi simple d'emploi que le SPRT, il ne demande que deux paramètres à fixer et son implantation en temps réel est facile. Son seul désavantage réside dans la non estimation des paramètres du saut.

Principe : soit $\{e_n\}$ une séquence aléatoire distribuée normalement de valeur moyenne m_0 et ζ l'amplitude minimale du saut à détecter.

Pour détecter un saut positif (cas de notre application), on forme les quantités suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_n = \sum_{i=1}^n (e_i - m_0 - \frac{\zeta}{2}) \quad n > 1, S_0 = 0 \\ M_n = \max_{0 < k < n} (S_k) \end{array} \right.$$

On arrête la somme dès que :

$$I_k = M_n - S_n \begin{matrix} & H1 \\ & < \\ & > \\ & Ho \end{matrix} h$$

Dans notre application : $m_0 = 0$

En l'absence de dépassement du seuil k au bout d'un certain temps, la somme cumulée S_n est remise à zéro pour ne pas risquer de dépasser les capacités du calculateur.

Application et commentaires : L'application du test des sommes cumulées de PAGE - HINKLEY sur le signal témoin a110-042 est donné figure II.14 au vu de laquelle on peut se rendre compte de son bon comportement quant à la mise en évidence de la particule. La détection d'une particule d'acier inox 316 est également possible figure II.15.

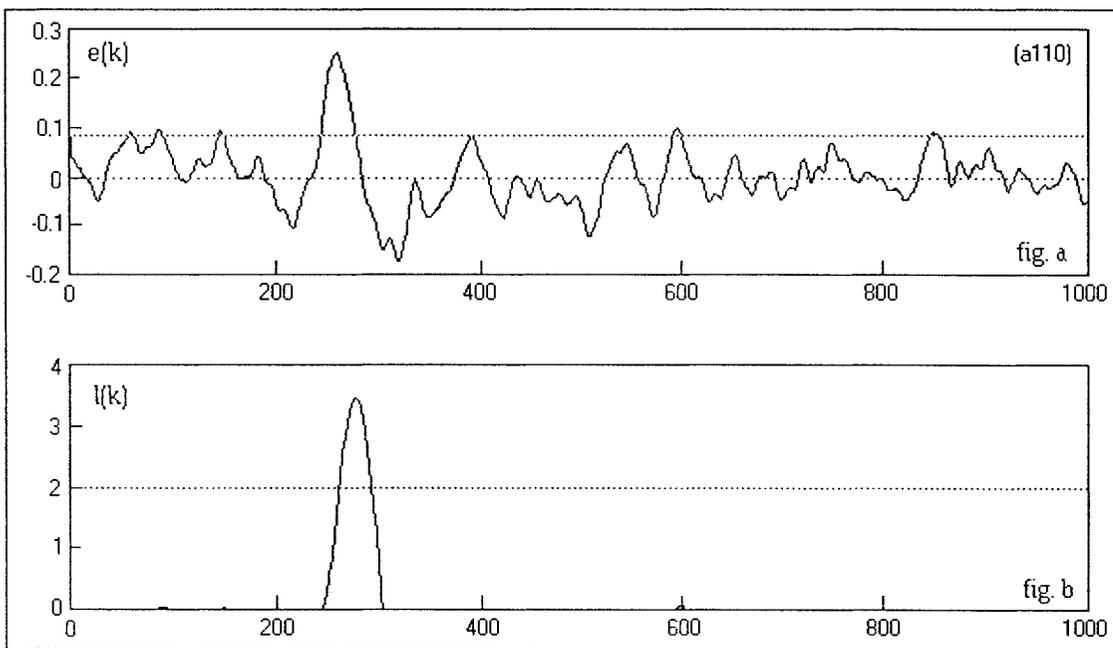


Fig. II.14 : Test des sommes cumulées (b) effectué sur le signal $e(k)$ (a). (acier)

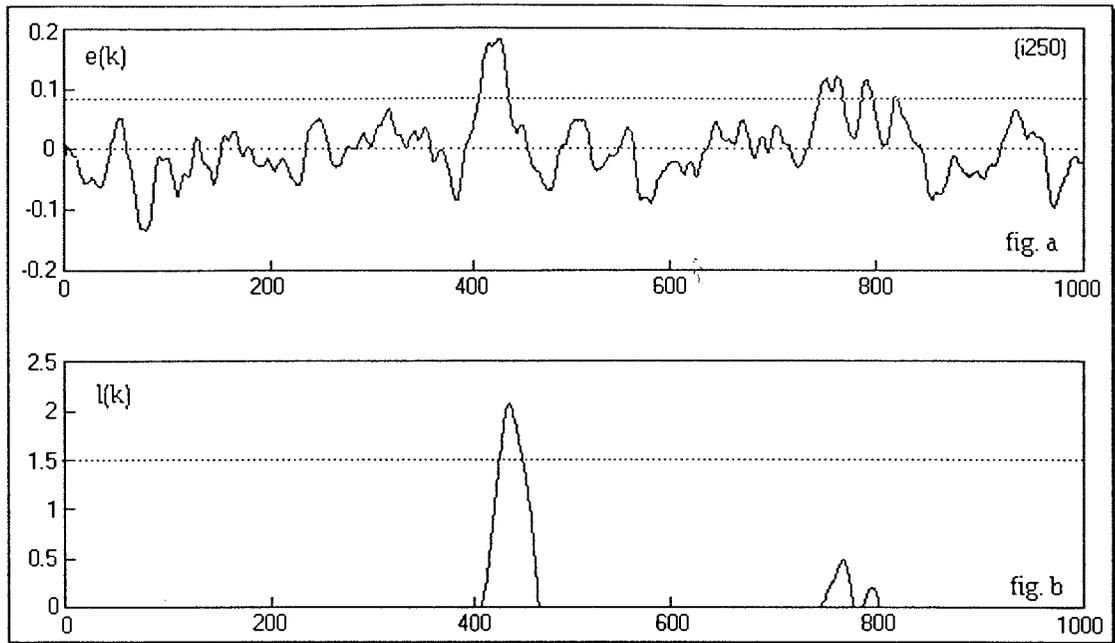


Fig. II.15 : Test des sommes cumulées (b), effectué sur le signal $e(k)$ (a). (inox)

Immunité aux parasites : meilleure que dans le cas des détecteurs précédemment étudiés mais non encore suffisante. (figures II.16 et II.17).

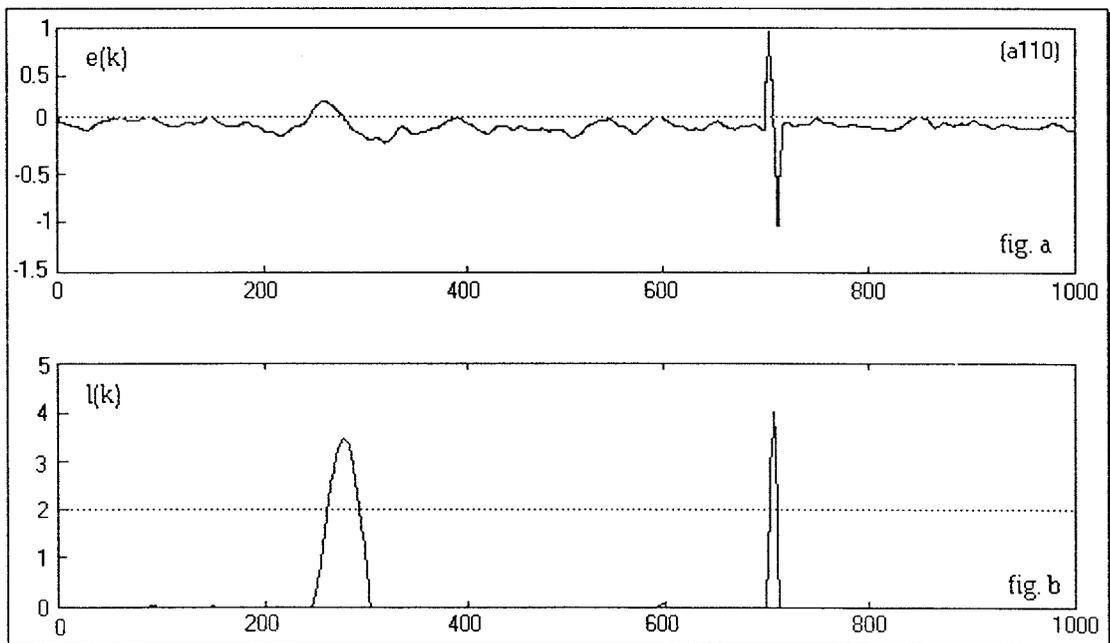


Fig. II.16 : Test des sommes cumulées (b), sur un signal parasité (a) (acier)

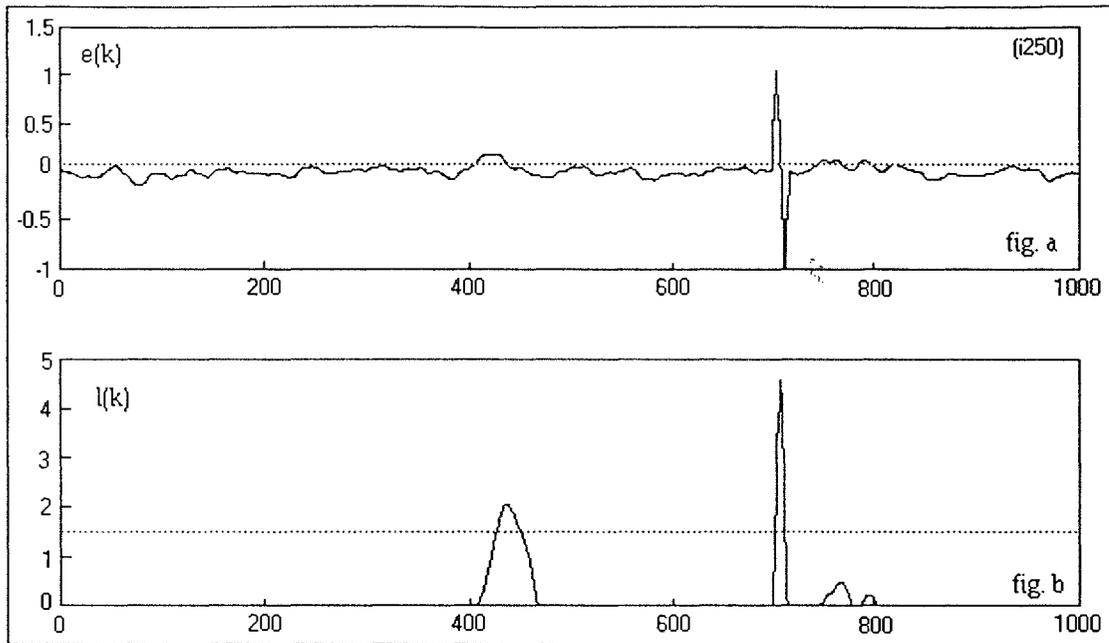


Fig. II.17: Test des sommes cumulées (b), sur un signal parasite (a) (inox)

Estimation de l'instant de passage de la particule

Ce détecteur est le seul parmi ceux que nous avons étudiés jusqu'ici qui fournisse une bonne estimation de l'instant de passage de la particule : la statistique l_k présente un maximum à l'instant où le signal e_k retranscend le niveau défini par le saut ζ , c'est-à-dire à un instant proche de celui qui correspond à la sortie de la particule du solénoïde.

Avantages et inconvénients

L'estimation de l'instant auquel se produit le saut de moyenne est indéniablement un avantage primordial de ce test en ce qui concerne notre application. On peut également y associer le fait que son implantation en temps réel est facile et qu'il ne demande comme choix que celui de deux paramètres.

Comme inconvénient, nous citerons seulement le fait qu'il n'estime pas les paramètres du saut, ce qui, dans le cadre de notre application n'est pas rédhibitoire, étant donné que seule l'information de présence ou d'absence de particule est recherchée.

En conclusion, ce détecteur basé sur le test des sommes cumulées de PAGE-HINKLEY présente suffisamment d'avantages pour que ce soit dans cette voie que

nous poursuivrons la recherche d'un détecteur qui satisfasse toutes nos exigences, la principale restant une plus grande immunité aux parasites de hautes fréquences.

II.3.2.4. Test des sommes cumulées de BYVAIKOV

En 1989, BYVAIKOV et ROMASCHEV ont proposé un test dérivé de celui de PAGE-HINKLEY mais plus robuste que celui-ci vis-à-vis de parasites ou, plus généralement, de transitions de grandes amplitudes et de courtes durées [BYV.89].

Plus exactement, ils proposent de remplacer la statistique des sommes cumulées par la suivante :

$$l_k = \begin{cases} l_{k-1} + 1 & \text{si: } e_k - m_0 - \zeta > 0 \\ 0 & \text{si: } e_k - m_0 - \zeta < 0 \end{cases}$$

avec m_0 : moyenne hors défaut ($m_0 = 0$ dans notre application)

ζ : valeur minimale du saut à détecter.

Le test est le suivant :

$$l_k \begin{matrix} > \\ < \end{matrix} h \begin{matrix} H_1 \\ H_0 \end{matrix}$$

Application et Commentaires : Appliqué au signal e_k , ce détecteur a donné les résultats que l'on peut voir sur les figures II.18 et II.19 en ce qui concerne l'enregistrement a110-042 parasité et non parasité et les figures II.21 et II.22 pour l'enregistrement i250-042.

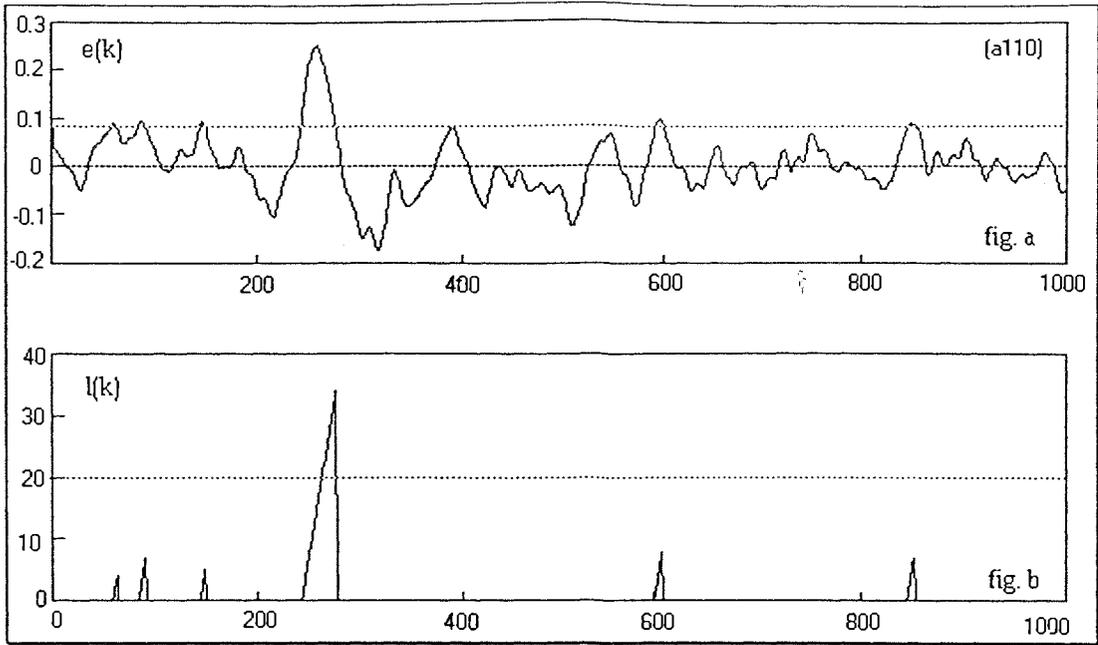


Fig. II.18 : Test de BYVAIKOV (b), sur signal non parasité (a) (acier)

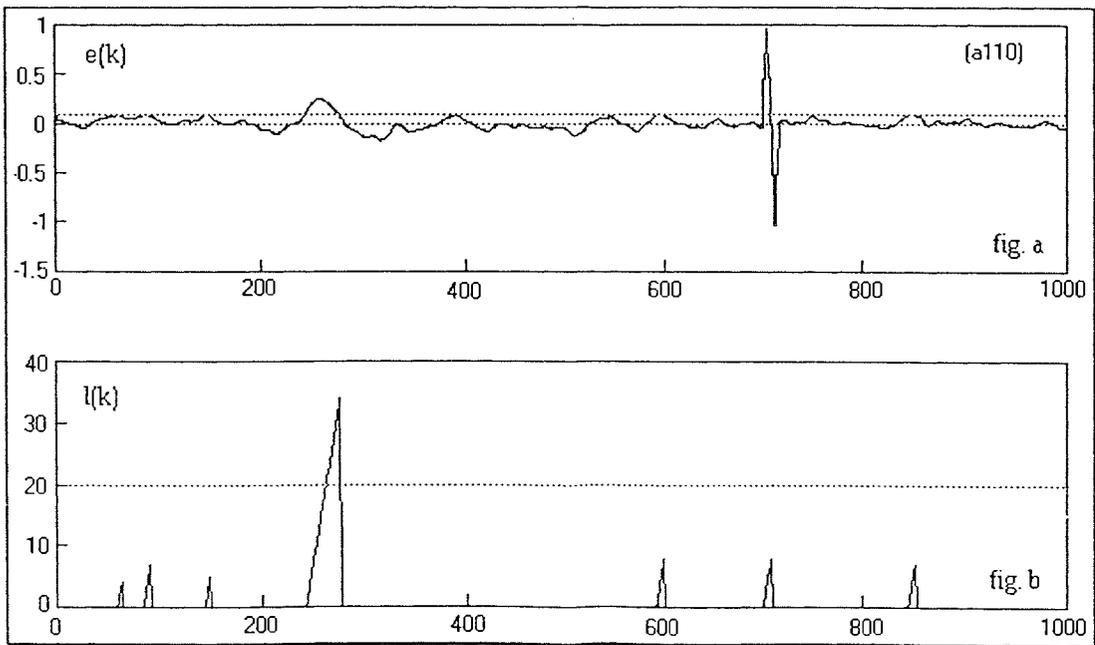


Fig. II.19 : Test de BYVAIKOV (b), sur signal parasité (a) (acier)

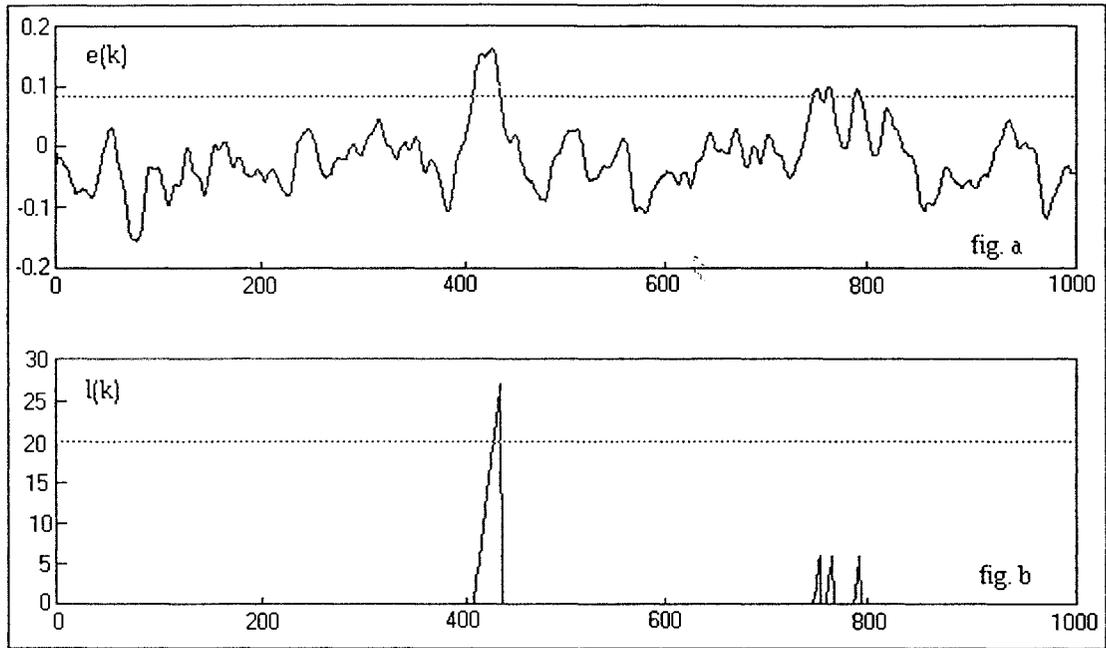


Fig. II.20 : Test de BYVAIKOV (b), sur signal non parasité (a) (inox)

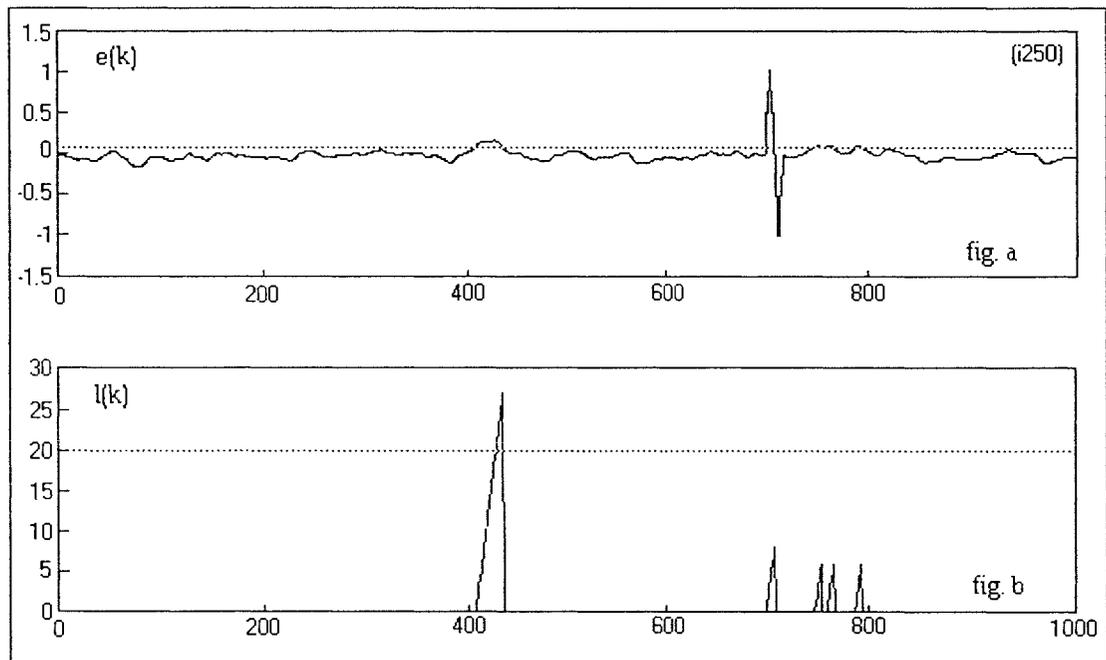


Fig. II.21 : Test de BYVAIKOV (b), sur signal parasité (a) (inox)

La première constatation que l'on peut faire, outre le fait que les deux particules sont correctement détectées, réside surtout dans l'ignorance de la présence du parasite situé à l'instant 750. Ce détecteur est donc réellement très robuste de ce point de vue du moment que le parasite est de courte durée comparativement à celle du signal utile que l'on cherche à détecter, ce qui sera le cas la plupart du temps

(phénomènes oscillatoires de hautes fréquences rapidement amortis). Ce détecteur présente en outre, dans le cadre de notre application, les avantages suivants :

- Il fournit un instant précis de passage de la particule pouvant servir de référence pour le décompte du temps d'éjection. En effet, par nature, le signal $e(t)$, donc $e(k)$ également, est composé comme nous l'avons vu au cours de la première partie (chap. IV) de deux réponses successives, l'une, positive, correspondant à l'entrée de la particule dans le solénoïde, l'autre, négative, en sortie de ce dernier.

Cette transition est la plus rapide que présente $e(t)$ et malgré la présence de bruit superposé, provoque la condition :

$$e_k - \zeta < 0, \text{ ce qui entraîne : } l_k = 0$$

Ceci signifie donc, qu'en cas de détection, le signal l_k est toujours remis à zéro à l'instant de sortie de la particule du solénoïde ou tout au moins à un instant qui lui est très proche.

L'algorithme de détection n'aura donc qu'à repérer la première valeur nulle de l_k après dépassement du seuil h pour initialiser le décompte du temps de retard à l'éjection.

Remarque : Ceci est une justification supplémentaire à l'utilisation de $e(t)$, signal d'erreur de la boucle de régulation d'amplitude, comme signal utile de sortie du module 'A' au lieu de $U(t)$ (sortie de l'intégrateur) qui, par nature, ne présente pas de transition + --> - et par conséquent fournirait un repère de temps beaucoup plus incertain.

- L'implantation de l'algorithme, de détection en temps réel est extrêmement simple : la carte numérique ne traite que des nombres entiers.

Ceci est à prendre en considération du fait de la valeur relativement élevée de la fréquence d'échantillonnage qui ne laisse au système qu'un laps de temps de 1 ms entre deux échantillons pour effectuer tous les calculs nécessaires au traitement et à la gestion des différentes interfaces de communication de l'appareil et autorisera notre choix à se porter vers des cartes dont le prix reste modeste, ce qui fait partie des critères que nous nous étions fixés.

- L'amplitude de l_k est directement lié à la durée de transit de la particule dans le détecteur.

Tant que : $e_k > \zeta$, $l_k = l_{k-1} + 1$

L'amplitude de l_k correspond donc au nombre d'échantillons de e_k d'amplitudes supérieures au saut ζ .

Ceci va nous permettre de diminuer le risque de fausses alarmes de la manière suivante :

Une particule, aussi importante soit-elle, ne peut donner une valeur de l_k supérieure à une valeur maximum donnée par l'expression :

$$l_{k \max} < f_e \cdot \frac{l_e}{v_0}$$

f_e : fréquence d'échantillonnage
 l_e : longueur effective du champ
 v_0 : vitesse de la particule.

v_0 est connue du système (nécessaire pour le calcul du temps séparant détection et éjection).

$l_e \simeq l + 2 r_b$ avec l : longueur du solénoïde, r_b : rayon du solénoïde.

Pour un solénoïde de longueur 20 cm et la gamme de vitesse imposée par le cahier des charges, ceci nous conduit à :

$$30 < l_{k \max} < 300$$

Or, nous avons remarqué aux cours d'essais effectués en laboratoire, que le passage lent à proximité immédiate de l'appareil de très grosses masses métalliques, pouvait déstabiliser le point de fonctionnement du module A (notamment si la dite masse métallique est magnétisée). Cette déstabilisation est temporaire car le système analogique par construction évolue vers un nouveau point de repos donnant lieu à $e(t) = 0$ même si la cause de la perturbation est toujours présente, et se répercute sur le signal $e(t)$ par une importante variation de sa valeur moyenne (voir fig. (II.22)).

Cette variation entraîne inmanquablement l'évolution de l_k au delà du seuil h , mais avec une amplitude dont la probabilité d'être inférieure à $l_{k \max}(v_0)$ définie ci-dessus est très faible. Il est alors très simple, par l'adjonction d'un second seuil $h' > l_{k \max}(v_0)$ d'informer le système que la perturbation détectée ne peut pas être due au passage d'une particule et par conséquent de ne pas en tenir compte.

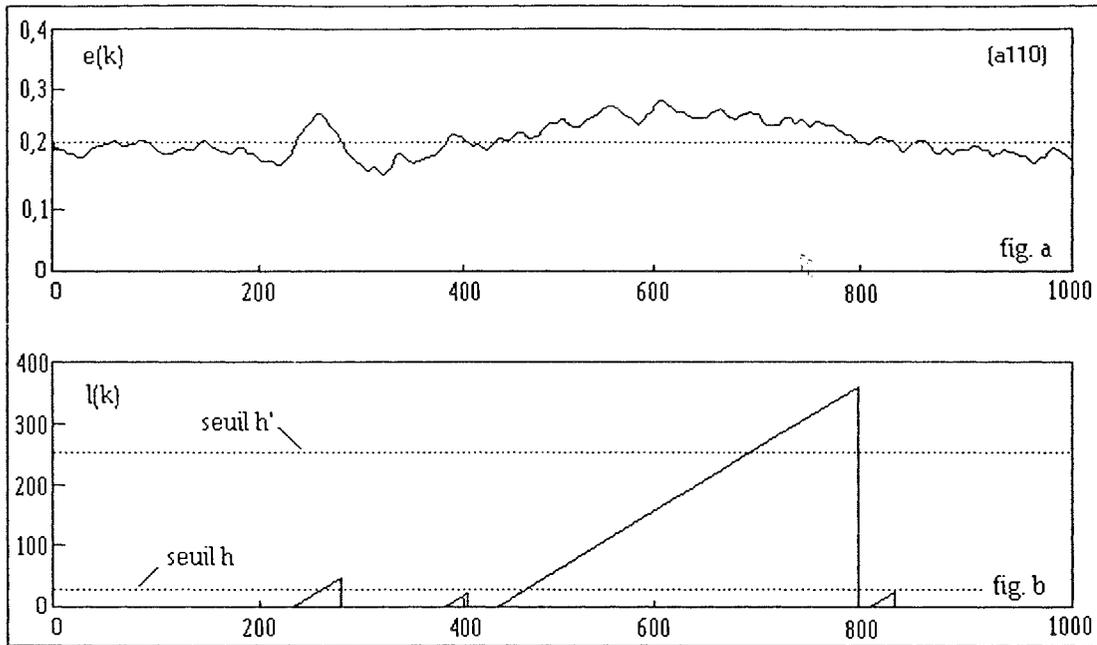


Fig. II.22 : Variations lentes de valeur moyenne (a) et seuil h' (b).

Le traitement en temps réel s'effectue de la manière suivante :

$l_k > h$: le système initialise le décompte du temps de transit de la particule jusqu'à l'éjecteur, à partir du moment où $l_k = 0$ la première fois après le dépassement du seuil h, sauf si, entre-temps, l_k a dépassé le seuil h'.

Conclusion sur le test de BYVAIKOV

Il va sans dire que les avantages incontestables que présente ce détecteur pour notre application nous ont conduit à en faire le choix.

Il répond en tous points aux critères que nous nous étions fixés alliant performances, immunité aux parasites et aux fortes perturbations et extrême simplicité d'emploi en temps réel.

Fixation des seuils h, h' et du saut V

On montre [BYV.89] que le temps moyen séparant deux alarmes est donné par l'expression suivante :

$$T = \frac{1 - q^h}{q^h (1 - q)} \quad \text{avec : } q : \text{ probabilité que } e_k > \zeta.$$

(II.1)

Déterminer q nécessite la connaissance de la fonction de répartition du signal de sortie en l'absence de particule ($\xi(k)$), et de celle du parasite.

Soit : $F_0(\xi)$ la fonction de répartition du bruit,
 $F_1(\xi)$ celle du parasite,
 γ la probabilité d'occurrence du parasite.

Nous avons :

$$1 - q = (1 - \gamma) F_0(\zeta - \theta) + \gamma F_1(\zeta - \theta)$$

(II.2)

avec : θ : moyenne de e_k

1°) en l'absence de particule, $\theta = 0$ et q_2 tirée de l'expression (II.2) permet de déterminer T_2 par l'expression (II.1) pour un seuil h fixé.

T_2 représente alors le temps moyen séparant deux fausses alarmes.

2°) en présence de particule, la valeur moyenne de $e_k \neq 0$ et vaut θ alors q_1 tirée de (II.2) permet de calculer T_1 par (II.1) pour le même seuil h .

T_1 représente alors le temps moyen de retard à la détection.

On déterminera h de manière à minimiser T_1 pour une valeur de T_2 fixée.

Application :

Nous supposons que le bruit possède une distribution **normale**.

Nous supposons également que : $\gamma = 0$ (absence de parasite)

L'amplitude du saut ' ζ ' est exprimé en nombre d'écart-type du bruit ' σ ' : $\zeta = n \cdot \sigma$

Pour : $n = 1$, et un seuil de détections $h = 10$, nous obtenons : $q_2 = 0,1587$

soit : $T_2 = 1,173 \cdot 10^8$ points ce qui donne pour notre fréquence d'échantillonnage de 1 kHz, $T_2 = 32$ heures environ, soit une fausse alarme par jour et demi.

Le retard à la détection est alors, pour une particule dont la réponse a une valeur moyenne de : $\theta = 2\sigma$: $T_1 = 11.4$ points, soit : $T_1 = 12$ ms environ.

remarque : les calculs précédents reposent sur une expression théorique (II.1) obtenue à partir d'hypothèses faites sur le bruit. En particulier, on suppose que celui-ci est blanc, et que les différentes valeurs qu'il prend sont indépendantes les unes des autres. En pratique, nous avons vu que sa densité spectrale de puissance était limitée à 30 Hz environ. La valeur prise par le bruit à un instant donné dépend donc étroitement de celle qu'il avait à l'instant précédent. Pratiquement, pour obtenir un taux de fausses alarmes acceptable, n doit être fixé à 2, et le seuil h proche du seuil h' maximum pour une vitesse de particule donnée.

<p>CHAPITRE III</p> <p>TACHES ANNEXES</p>

III.1 - ADAPTATION A L'ENVIRONNEMENT

III.1.1 - Estimation de la variance du bruit

Nous avons constaté, au cours d'essais effectués en milieu industriel, que le niveau du bruit généré par le capteur dépendait de l'environnement dans lequel il se trouvait (pollution électromagnétique, vibrations mécaniques...etc). Nous avons également vu qu'une valeur du saut ' ζ ' qui nous a pleinement donné satisfaction en laboratoire en termes de tau de fausses alarmes et de risque de non-détection, était de le prendre égale à deux fois la valeurs de l'écart-type du bruit pour une sensibilité maximale du capteur.

Si nous souhaitons que notre dispositif conserve ses qualités lorsqu'une modification de l'environnement se produit, c'est-à-dire qu'il s'adapte à celui-ci, il est nécessaire que le dispositif conserve le rapport 'deux' entre les valeurs du saut et de l'écart-type du bruit. Pour parvenir à cela, nous avons prévu, dans l'organigramme, une estimation périodique de la variance du signal $e(k)$.

Cette estimation est effectuée toutes les minutes sur deux mille points (2 s).

La valeur du saut est donc réactualisée avec la même périodicité.

Rappelons que le saut ' ζ ' correspond au seuil à partir duquel débute la somme cumulée de Byvaikov et, pour un seuil ' h ' de détection donné, détermine la sensibilité du détecteur. Une modification de la valeur du saut entraîne donc une modification de la sensibilité absolue, en termes de taille de particule détectable, par exemple (c'est d'ailleurs le moyen de régler la sensibilité en ligne que nous avons retenu). Cependant, un rapport 'deux' entre saut et écart-type du signal, place toujours le capteur dans les conditions assurant le maximum de sensibilité pour le taux de fausses alarmes déterminé en ambiance "laboratoire", ce que nous appelons : cent pour cent de sensibilité.

Le signal $e(k)$ étant à moyenne nulle, sa variance est déterminée par l'expression :

$$S^2(k+1) = \frac{k-1}{k} S^2(k) + \frac{1}{k} e^2(k+1)$$

III.1.2 - Vote majoritaire

La présence d'une particule est considérée comme étant un événement "normalement" rare. Cependant, il n'est pas exclu qu'une ou plusieurs d'entre elles se situent dans le capteur pendant une re-estimation de la variance du bruit. La valeur, ainsi prise en compte, serait totalement biaisée. Nous avons pallié ce risque en effectuant successivement trois estimations suivies d'un vote majoritaire.

Plusieurs cas de figures peuvent alors se présenter :

1) - aucune détection ne se produit pendant les trois estimations :

Les trois valeurs sont comparées entre elles.

a) - Si elles ne s'écartent pas l'une de l'autre de plus d'un certain écart de confiance (dix pour cent, par exemple), une valeur est élue parmi les trois (généralement la dernière estimée).

b) - Si l'une des trois se situe en dehors de l'intervalle de confiance, l'expression du vote majoritaire implique que l'une des deux autres valeurs soit 'élue'.

c) - Si les trois valeurs sont toutes hors intervalle, aucune décision ne peut être prise, et le saut garde sa valeur courante.

2) - Une estimation est polluée par la présence d'une particule signalée par une détection : cette valeur n'est simplement pas retenue et la décision est prise entre les deux valeurs restantes si elles se situent dans l'intervalle de confiance, sinon aucune décision n'est prise et le saut conserve sa valeur courante.

3) - Deux ou trois estimations sont entachées : aucune décision n'est prise dans l'attente d'une nouvelle série.

III.1.3 - Organigramme de traitement :

Celui-ci est donné figure III.1. Pour plus de détails, le lecteur pourra se rapporter au travaux de S. ALBANESI dans [ALB.91].

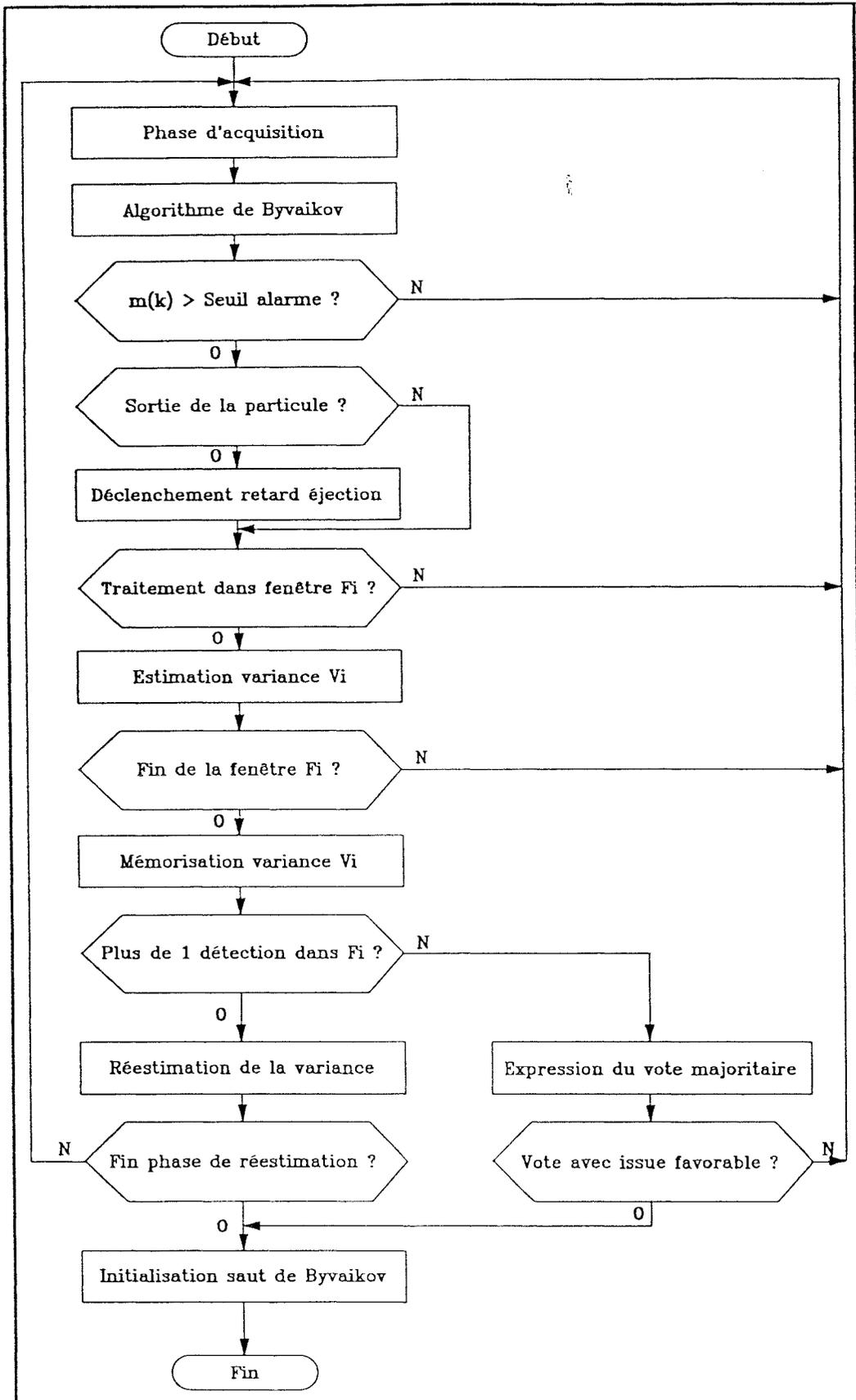


Fig. III.1

III.2 - Autres tâches.

Parmi les autres tâches dévolues à la carte de traitement numériques, signalons les suivantes :

III.2.1 - Le réglage en ligne de la sensibilité.

Nous avons vu au paragraphe III.1.1, que la sensibilité maximale de détection (100%) dont est capable l'appareil dans un environnement donné, était donnée par la valeur du "saut" fixée à deux fois l'écart-type du bruit. L'industriel qui utilise ce détecteur ne souhaite pas obligatoirement le faire fonctionner au mieux de ses possibilités et donc pouvoir disposer d'un réglage de sensibilité, et ce, à tout moment. Nous avons donc pourvu l'appareil d'un tel réglage. Celui-ci consiste simplement en la possibilité, par l'intermédiaire du clavier dont est doté l'appareil, de lui fournir une valeur comprise entre zéro et cent pour cent, aussitôt convertie suivant, une loi heuristique en un certain nombre d'écart-type. Ce nombre 's' fixant la valeur du saut 'c': $c = s \cdot \sigma$, si σ est l'écart-type du bruit et $s > 2$ (la valeur 2 correspondant à 100 %).

La loi de variation de 's' est une exponentielle liant, approximativement, la sensibilité et la taille minimale de particule détectable de manière linéaire.

III.2.2 -le retard à l'éjection.

Le dispositif d'éjection dépend principalement de l'industriel qui utilisera l'appareil et peut se situer à une distance quelconque du capteur. Bien que celui-ci fournisse un ordre d'élimination calculé à partir des données qu'il possède (vitesse du fluide porteur, et distance de l'éjecteur), certaines inconnues, telles que le temps de réaction du type d'éjecteur utilisé, peuvent amener l'utilisateur à vouloir ajuster, en plus ou en moins, le temps de retard calculé. Cette possibilité lui est également offerte, ce qui minimise la quantité de matière rejetée avec la particule, en permettant un ajustage précis de l'instant d'élimination .

CONCLUSION
GENERALE

CONCLUSION

L'étude détaillée de l'interaction d'une particule métallique avec un champ magnétique variable, sa mise en évidence pratique et la recherche d'algorithmes efficaces de traitement du signal, ont abouti à la réalisation d'un détecteur de fines particules métalliques répondant en tout point au cahier des charges qui nous était imposé :

la détection de particules métalliques magnétiques ou amagnétiques supposées sphériques de diamètre cent fois moindre que celui du conduit cylindrique dans lequel circule la matière qu'elles polluent ,à des vitesses comprises entre 1 et 10 mètres par seconde.

Cette étude a permis de conclure à l'existence d'une gamme de fréquences particulières pour laquelle l'absorption de courants de Foucault était maximale.

Nous en avons déduit une électronique analogique qui génère un signal mettant en évidence la présence de particule, et que l'on peut rendre optimal pour une nature et une taille de matériau particulières (dont l'inox).

Ce module est architecturé autour de deux boucles de régulations inter-dépendantes, garantissant à l'ensemble la stabilité requise contre toute dérive des caractéristiques des composants en fonction de la température, l'humidité ambiante, ou le temps, et limitant à un minimum le nombre des réglages nécessaires. Une des deux boucles comprend une rétroaction positive dont le degré, facilement réglable, permet de doter le module d'une sensibilité variable.

La détection est assurée par le module numérique, chargé d'effectuer le traitement en temps réel du signal issu du module analogique.

L'algorithme utilisé, implanté sur une carte à base de processeur 16 bits, procure à l'appareil final toutes ses qualités de robustesse vis-à-vis de perturbations extérieures telles que parasites électromagnétiques de grandes amplitudes, modifications de l'environnement électrique et magnétique, variations du niveau de pollution électrique ou des vibrations mécaniques ambiantes.

Une estimation périodique de la variance du bruit généré par la tête, place automatiquement le capteur sur son niveau de sensibilité optimal pour des taux de

CONCLUSION GENERALE

fausses alarmes et de non-détection identiques à ceux obtenus dans un environnement de laboratoire.

Un ensemble clavier/afficheur permet de fournir à l'appareil les paramètres dont il a besoin, (vitesse de circulation du produit, distance du système d'éjection), de régler la sensibilité, ou d'ajuster le retard à l'éjection, calculé automatiquement pour une configuration détecteur/éjecteur donnée.

Différents comptages et une mini-imprimante (en option) offrent à l'utilisateur la possibilité d'éditer un ticket lui fournissant les renseignements statistiques utiles concernant le degré de pollution en particules métalliques de son processus de fabrication.

Le coût de fabrication est resté un soucis permanent tout au long de cette étude. Il a été maintenu le plus bas possible par le choix d'une électronique réalisable avec des composants diffusés très largement et l'optimisation du travail effectué par la carte numérique.

Le règne du 'tout analogique' est désormais révolu, mais n'en conserve pas moins ses lettres de noblesse. Son association avec les techniques numériques récentes donne naissance à une génération de capteurs 'intelligents' dont les performances égalent ou surpassent celles de dispositifs autrefois très sophistiqués, et qui peuvent aujourd'hui, être réalisés à des coûts incomparables.

PERSPECTIVES D'EVOLUTION

Parmi les améliorations possibles du produit, nous envisageons les suivantes :

- La détection de particules beaucoup plus fines (100 μm , 10 μm ...) :

Ceci nécessiterait l'emploi de champs magnétiques à fréquences plus élevées (bandes UHF, SHF, infra-rouges lointains) si le même procédé physique est conservé. Ceci conduirait, bien entendu à l'élaboration d'une électronique adaptée à ces fréquences, ou à l'utilisation d'autres moyens.

- La mesure automatique de la vitesse du produit véhiculé dans la veine :

Actuellement, cette vitesse, dont la connaissance par l'appareil est nécessaire pour le calcul du temps de retard à l'éjection et le seuil de détection, est fournie extérieurement. Il est possible d'envisager une mesure en temps réel de la corrélation du bruit généré par le passage de la matière à analyser dans deux capteurs identiques et indépendants situés sur la même veine, à une certaine distance l'un de l'autre. La mesure du décalage par rapport à l'origine du pic de corrélation serait alors significatif de la vitesse de circulation du fluide.

- La discrimination suivant la nature ou/et la taille des particules :

Plusieurs détecteurs placés en cascade sur la veine et travaillant à des fréquences différentes, l'utilisation de l'information de phase..., pourraient permettre d'en déduire des informations relatives à la taille ou la nature des particules.

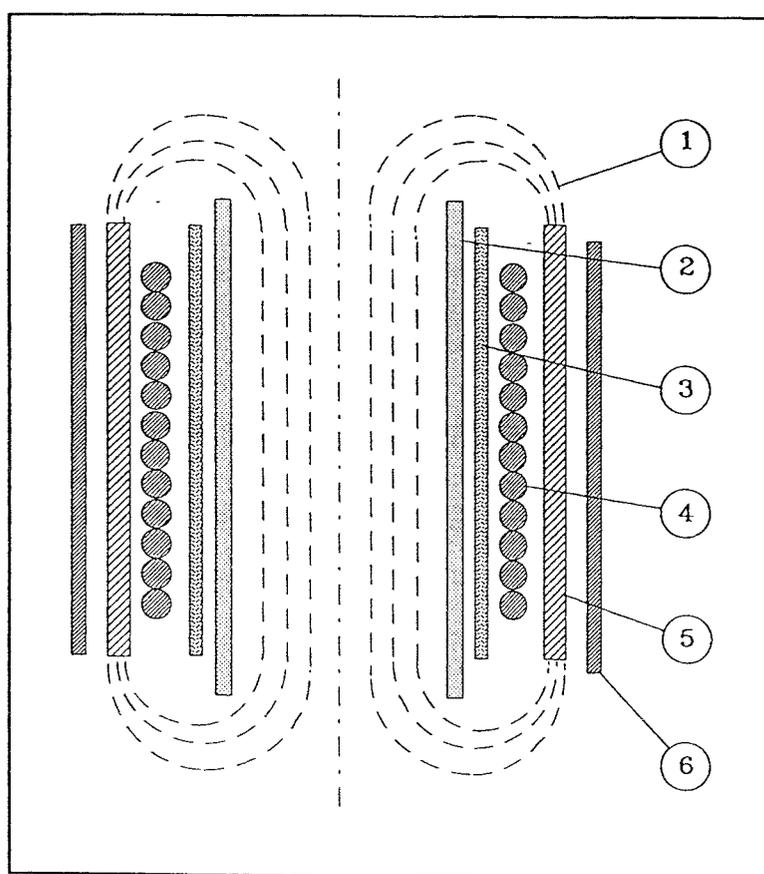
- L'extension de la gamme des vitesses permises :

L'appareil actuel est limité vers les fréquences basses par la nature de la fonction de transfert du module analogique, mais nous avons déjà vu (chap.:IV), qu'une autre information était disponible dans ce module ne présentant pas les mêmes limitations. La gamme de vitesse pourrait être également étendue vers les valeurs supérieures par une amélioration du traitement numérique.

ANNEXE

A1- Configuration pratique de la bobine.

Celle-ci est donnée sur la figure ci-dessous. La canalisation des lignes de force tend à homogénéiser leur longueur, donc le champ également.

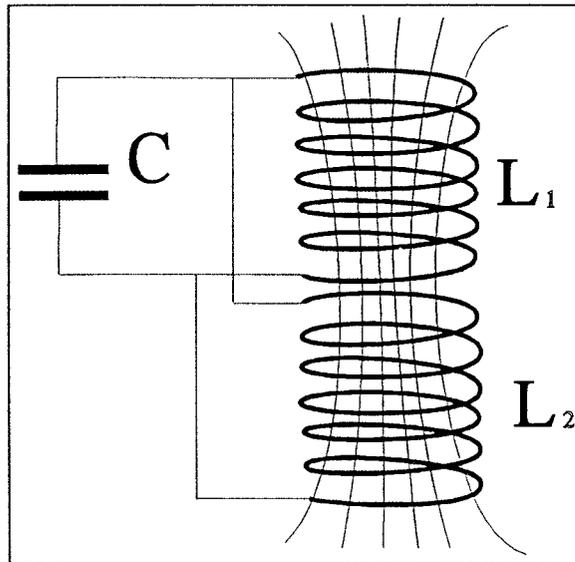


nomenclature :

- 1)- lignes de forces du champ
- 2)- tube métallique en cuivre non refermé (canalisation des lignes de forces internes)
- 3)- support rigide isolant
- 4)- spires du solénoïde
- 5)- cylindre de mumétal (canalisation des lignes de forces externes)
- 6)- cylindre de cuivre (blindage électromagnétique)

A2- Configuration matérielle du solénoïde:

La mise en parallèle de deux bobines conduit à une valeur d'inductance équivalente légèrement supérieure à la moitié de l'une d'elle, (coefficient de couplage de 0,3), pour une longueur supérieur double:



BIBLIOGRAPHIE

- [BYV.89] : M.E. Byvaikov and A.A. Romashev : "Robustness in detecting a change in the location parameter of a random sequence" *Automatika i Telemekhanika*, N°7, pp 138-143, July 1989.
- [HOW.87] : A.M. Howatson, Bsc, MA, PhD, "Electromagnetic detection of metallic particles", *IEE Proceedings*, Vol.134, Pt.A, N°9, November 1987.
- [BAS.88] : M. Basseville, "Detecting changes in signals and systems - A Survey" *Automatica*, Vol.24, N°3, pp. 309-326, 1988.
- [DON.75] : Donald G. Fink, "Electronics engineer's handbook", first edition, Mc Graw-Hill, 1975.
- [GRI.60] : P. Grivet et R. Legros "Physique des circuits", Masson et Cie, 1960.
- [BEL.87] : M. Bellanger "Traitement numérique du signal" théorie et pratique", 3^{ème} édition, Masson, 1987.
- [BEN.86] : M. Basseville and A. Benveniste "Detection of abrupt change in signals and dynamical systems", Springer-Verlag, 1986.
- [GIR.91] : M. Girard, "Boucles à verrouillage de phase", deuxième tirage, Mc Graw-Hill, 1991.
- [HAG.85] : D.J. Hagmaier, "Eddy current standard depth of penetration", *Materials Evaluation*, Vol. 43, N°10, pp. 1438-1442, 1985.
- [NAT.88] : L.Y. Natens, "Apparatus for detecting metallic particles in a flow of dielectric medium", United States Patent, janvier 1988.
- [GOR.88] : P.A. Gorton and J.O. Gray, "The modelling of eddy current test phenomenon", *IASTED-MIC*, Grindelwald, pp. 171-174, 1988.

- [MAY.88] : G. Mayo, "Metal detection techniques", Lorma systems, 1988.
- [MET.88] : Metlokate, "Détecteurs industriels de métaux", 1988.
- [MUR.89] : P.N. Murgatroyd, "The optimal form for coreless inductors", IE.E.E. Transactions on Magnetics, Vol. 25, N°3, pp. 2670-2677, Mai 1989.
- [HER.41] : L.M. Hershey, "The design of universal winding", Proceedings of the I.R.E., Vol.29, pp. 442-446, 1941.
- [WHI.42] : J.R. Whinnery, "Skin effect formulas", Electronics, Vol.15, pp. 44-48, 1942.
- [WEE.42] : H.A. Weeler, "Formulas for the skin effect", Proceedings of the I.R.E., Vol.30, pp412-424, 1942.
- [SIM.45] : A.W. Simon, "On the winding of the universal coil", Proceedings of the I.R.E., Vol.33, pp. 35-56, 1945.
- [MED.47] : R.G. Medhust, "H.F. resitance and self-capacitance of single-layer solenoids", Wireless Engineer, pp.80-92, mars 1947.
- [WEE.50] : H.A. Weeler, "Inductance chart for solenoids coil", Proceedings of the I.R.E., pp. 1398-1400, 1950.
- [HOC.58] : R. Hochschild, "Electromagnetic methods for testing metals", Progress in non destructiv testing, Vol.1, Heywood and compagny L.T.D., London, 1958.
- [COL.66] : C. Colani, "A new method and wide-range apparatus for locating metal objects in the ground, fresh water and salt water", Prospezioni Archeologiche, Vol.1, pp. 15-23, 1966.
- [AIT.66] : C. Colani and M.J. Aitken, "Utilization of magnetic viscosity effects in archeological prospection", Nature, Vol.212, N°5069, pp. 1446-1447, 1966.

- [WAI.69] : J.R. Wait and K.P. Spies, "quasi transient response of a conducting permeable sphere", *Geophysics*, Vol.34, pp. 789-792, 1969.
- [DAS.84] : Y. Das, J.E. Mcfee and R.H. Chesney, "Time domain response of a sphere in the field of a coil : theory and experiment", *I.E.E. Transactions on Geoscience and Remote sensing*, Vol.22, N°4, pp. 360-367, juin 1984.
- [MCG.75] : C.A. Mcgilchrist and K.D. Woodyer, "Note on a distribution-free cusum technique", *Technometrics*, Vol.17, N°3, pp. 321-325, 1975.
- [TOD.79] : H.J. Todhal, "Eddy current in ultrafine metal particles", *Physical Review B*, Vol.19, N°2, pp. 1317, janvier 1979.
- [COR.80] : J.A. Corbyn, "Pulse induction metal detector", *Wireless World*, pp. 40-44, mars 1980.
- [FOO.80] : *Food Processing*, "Metal detection", The leading journal for food processors, mai 1980.
- [TOD.82] : H.J. Todhal, "Far-infrared absorption by eddy current in ultrafine metal particles", *J. Phys. C : Solid state phys.*, Vol.15, pp. 7245-7254, 1982.
- [LUC.82] : J.M. Lucas and R.B. Crosier, "Robust cusum : a robustness study for cusum quality control schemes", *Communications Statistics-Theory Methods*, Vol.11, N°23, pp. 2669-2687, 1982.
- [BAS.83] : M. Basseville and A. Benveniste, "Design and comparative study of some sequential jump detection algorithms for digital signals", *I.E.E. Transactionson Acoustics, Speech and Signal Processing*, Vol.31, N°3, pp. 521-535, juin 1983.
- [ASC.84] : G. Asch, "Les capteurs en instrumentation industrielle", Dunod, 1984.
- [HUB.17] : J.C. Hubbard, "On the effect of distributed capacity in single layer solenoids", *Physical review*, Vol.9, 1917.

- [HOW.20] : G.W.O. Howe, "The high-frequency resistance of wires and coils", J.I.E.E., Vol.58, 1920.
- [HIC.22] : C.N. Hickman, "Alternating-current resistance and inductance of single layer coils", Scientific Papers of the Bureau of Standards, Vol.19, pp.73, 1922.
- [WHE.29] : H.A. Wheeler, "Discussion of simple inductance formulas for radio coils", Proceedings of the I.R.E., Vol.17, pp.580-582, 1929.
- [PAL.32] : A.J. Palermo, "The effect of displacement currents on the high frequency resistance of circular single-layer coils", Proceedings of the I.R.E., Vol.20, pp.1807-1810, 1932.
- [PAL.34] : A.J. Palermo, "Distributed capacity of single-layer coils", Proceedings of the I.R.E., Vol.22, pp.897-905, 1934.
- [SAN.89] : V.A. Sandovskii, V.V. Diakin and A.E. Gventer, "Detection of fine metallic particles with the aid of eddy-current transducers", Soviet journal of non destructive testing, Vol.25, N°10, pp.774-777, octobre 1989.
- [NEH.89] : J.Nehring, G. Rother, "CS-Impulswirbelstromprüfung", H.T.M., Vol.44, N°6, pp.369-377, novembre 1989.
- [SEB.89] : V.P. Sebko, N.N. Sirenko, M.S. Panteleev and E. Lyampart, "Determination of magnetic permeability and electrical conductivity of cylindrical objects by the compensation method", Soviet journal of non destructive testing, Vol.25, N°10, pp.771-773, octobre 1989.
- [MUR.89] : P.N. Murgatroyd, K. Chadwick and A. Heath, "A method of winding wire inductors to required inductance", J. Phys. E : Science Instrument, Vol.22, pp.427-431, 1989.
- [RUD.89] : J.R. Rudlin, "A beginner's guide to eddy current testing", The British Journal of Non-destructing Testing, Vol.31, N°6, pp.314-320, 1989.
- [ALB.90] : R. Albanese and G. Rubinacci, "Formulation of the eddy-current problem", I.E.E. Proceedings, Vol.137, N°1, pp.16-22, janvier 1990.

- [MOT.90] : Z. Mottl, "The quantitative relations between true and standard depth of penetration for air-cored probe coils in eddy current testing", *N.D.T. International*, Vol.23, N°1, pp.11-18, février 1990.
- [ALA.90] : M.Z. Alam, M.R. Khan and S.M. Rahman, "An empirical model for non destructive metal testing using eddy current", *The British journal of non destructive testing*, Vol.32, N°4, pp.193-196, avril 1990.
- [MAY.90] : M. Mayos, J.M. Turon, P. Alexandre, "On-line eddy current testing of hot CC slabs : towards the inspection of the whole product surface", *Revue de métallurgie CIT*, Vol.87, N°7-8, pp.697-702, juillet-août 1990.
- [HAG.90] : D.J. Hagemaiier, "Eddy current detection of subsurface cracks", *Material Evaluation*, Vol.48, N°9, pp.1074-1076, septembre 1990.
- [ZAL.90] : G. Zaloylo, S. Albanesi, G. Krzakala, "Fine metallic Particles Sensor", *Deutsch-Französisches Institut für Automation und Robotik*, Nancy, 1990.
- [BEC.90] : W.J. Becker, "Inductive eddy current sensor with a temperature compensated coil system", *Archiv für Electrotechnik*, Vol.73, N°3, 1990.
- [RAM.90] : L. Ramon, "Conducteurs aux hautes fréquences", *Techniques de l'ingénieur*, 1990.
- [LAC.90] : M. Lacroix, "Essais non destructifs", *Techniques de l'ingénieur*, 1990.
- [LEJ.90] : G. Lejeune, "Contrôle d'épaisseur", *Techniques de l'ingénieur*, 1990.
- [PAR.90] : P.A. Paratte et P. Robert, "Systèmes de mesures", chapitre 5, *Acquisition informatique des mesures*, Dunod, 1990.
- [RAG90] : J. Ragot, M. Darouach, D. Maquin et G. Bloch, "Validation de données et diagnostic", *Hermès*, 1990.
- [BRU.90] : J. Brunet, D. Jaume, M. Labarrère, A. Rault et M. Vergé, "Détection et diagnostic de pannes, approche par modélisation", *Hermès*, 1990.

BIBLIOGRAPHIE

[ALB.91] : S. Albanesi, "Contribution à la conception d'un capteur intelligent de fines particules métalliques" thèse d'ingénieur CNAM, 1991.

RESUME

Le présent rapport synthétise l'étude et la réalisation d'un dispositif de détection et d'élimination de fines particules métalliques, magnétiques ou non, dont la présence accidentelle au sein de matières premières finies ou semi-finies représente une pollution inacceptable. L'appareil est conçu pour la purification de matières poudreuses, granuleuses ou liquides, électriquement neutres et véhiculées par fluide porteur à des vitesses de un à dix mètres par seconde dans des conduits cylindriques dont les diamètres s'échelonnent de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres.

Il est composé de deux modules. Le premier génère un signal analogique basé sur l'absorption d'énergie occasionnée par l'induction de courants de Foucault au sein de la particule à détecter lors de son passage dans le champ magnétique variable d'un solénoïde, et permet de parvenir à la sensibilité désirée en garantissant la stabilité et la fidélité de détection à long terme. Le second, basé sur l'algorithme de Byvaïkov, filtre numériquement le premier et procure au dispositif ses qualités de robustesse vis-à-vis de perturbations électriques, magnétiques et/ou mécaniques extérieures.

MOTS-CLES : courants de Foucault, effet de peau, détection, induction, particule métallique, solénoïde, capteur.

ABSTRACT

This thesis synthesizes the study and the realization of a disposal which purpose is the detection and the elimination of fine metallic, magnetic or non-magnetic particles that may be troublesome if they are included in some manufactured materials. The device is specially designed for purifying granular, powdered or liquid materials that are conveyed throughout one to several dozen centimeter diameter pipes using a fluid carrier the speed of which is in the range of one to ten meters per second.

It is built around two modulus. The first one of them issues an analog signal based on the absorption of energy due to eddy current induction phenomenon when the particle passes through the variable magnetic field of a coil. It makes possible to reach the desired sensitivity without affecting the stability and the fidelity of long term working. The second one, based on Byvaïkov algorithm digitaly filters the former signal and gives to the disposal all its quality of robustness against electrical, magnetic and/or mecanic disturbances.

KEY-WORDS : eddy-current, skin effect, detection, induction, metallic particule, air-coil, sensor.
