

N° d'ordre 93

50376
1969
123

THESE
présentée à la
FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE LILLE
pour obtenir le titre de Docteur Ingénieur
par

Jean Claude SILVESTRE

NOUVEAU DISPOSITIF DE MESURE "IN SITU"
DES PROPRIETES ELECTRIQUES DES MILIEUX
BIOLOGIQUES



soutenu le 1° Juillet 1969 devant la COMMISSION D'EXAMEN

M. LIEBAERT, Président
M. LEBRUN, Examineur
M. RACZY, "
M. SALMER, "

UNIVERSITE DE LILLE

FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES :

MM. LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES :

MM. ARNOULT, BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON,
CORDONNIER, DEHEUVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY, P. GERMAIN,
KAMPE DE FERIET, KOURCANOFF, LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, MM. MAZET
MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU,
ROUBINE, ROUELLE, WIEMAN, ZAMANSKY.

DOYEN :

M. DEFRETIN, Biologie et Physiologie Animales

ASSESEURS :

MM. HEUBEL, Professeur de Chimie Minérale
LEBRUN, Professeur en Electronique

PROFESSEURS :

MM. BACCHUS	Mathématiques Appliquées
BEAUFILS	Chimie
BONNEMAN	Chimie
BECART	Physique
BLOCH	Biologie et Physiologie Animales
BONTE	Sciences de la terre
BOUGHON	Mathématiques Pures
BOUISSET	Biologie et Physiologie Animales
BOURIQUET	Biologie Végétale
CELET	Sciences de la Terre
CONSTANT	Electronique, Electrotechnique t et Automatique
CORSIN	Sciences de la terre

MM. DECUYPER	Mathématiques Pures
DEDECKER	Mathématiques Pures
DEHORS	Electronique, Electrotechnique et Automatique
DELATRE	Sciences de la terre
DELEAU	Sciences de la Terre
DELHAYE	Chimie
DESCOMBES	Mathématiques Pures
DURCHON	Biologie et Physiologie Animales
FOURET	Physiques
GABILLARD	Electronique, Electrotechnique et Automatique
GLACEY	Chimie
GONTIER	Mathématiques Appliquées
HEIM DE BALSAC	Biologie et Physiologie Animales
HOCQUETTE	Biologie végétale
LEBEGUE	Botanique
Mme LEBEGUE	Physique
Mlle LENOBLE	Physique
MM. LIEBAERT	Electronique, Electrotechnique et Automatique, génie Electrique
LINDER	Biologie Végétale
LUCQUIN	Chimie
MARION	Chimie
MARTINOT LAGARDE	Mathématiques Appliquées
Mlle MARQUET	Mathématiques Pures
MENNESSIER	Géologie
MONTARIOL	Chimie
MONTREUIL	Chimie
MORIAMEZ	Physique
MOUVIER	Chimie
PEREZ	Physique
PHAM MAU QUAN	Mathématiques Pures
POUZET	Mathématiques Appliquées
PROUVOST	Sciences de la Terre
SAVARD	Chimie
SCHILTZ	Physique

MM. SCHALLER	Biologie et Physiologie Animale
Mme SCHWARTZ	Mathématiques Pures
MM. TILLIEU	Physique
TRIBOT	Chimie
VAZART	Botanique
VIVIER	Biologie et Physiologie Animales
WATERLOT	Sciences de la Terre
WERTHEIMER	Physique

MAITRES DE CONFERENCES

Mme BADIER	Physique
BASTIANT	Mathématiques
MM. BELLET	Physique
BENABOU	Mathématiques Pures
BILLARD	Physique
BOILLET	Physique
BUI TRONG LIEU	Mathématiques Pures
CHERRUAULT	Mathématiques Pures
CHEVALIER	Mathématiques
DERCOURT	Sciences de la Terre
DEVRAINNE	Chimie
Mme DIXMIER	Mathématiques
M. DOUCET	Chimie
Mme DRAN	Chimie
MM. DUQUESNOY	Chimie
GOUDMAND	Chimie
GUILBAULT	Biologie et Physiologie Animale
GUILLAUME	Biologie Végétale
HANGAN	Mathématiques
HENRY	Physique
HERZ	Mathématiques Appliquées
HEYMAN	Physique
HUARD DE LA MAPRE	Mathématiques Appliquées
JOLY	Biologie et Physiologie Animales

MM. LABLACHE COMBIER	Chimie
LACOSTE	Biologie Végétale
LAMBERT	Physique
LANDAIS	Chimie
LEHMANN	Mathématiques Pures
Mme LEHMANN	Mathématiques Pures
MM. LOUCHEUX	Chimie
MAES	Physique
METTETAL	Zoologie
MONTEL	Physique
NGUYEN PHONG CHAU	Mathématiques
PANET	Electronique, Electrotechnique et Automatique
PARSY	Mathématiques Pures
RACZY	Physique
ROBERT	Calcul Numérique
SAADA	Physique
SEGARD	Chimie
TUDO	Chimie Minérale Appliquées
VAILLANT	Mathématiques Pures
VIDAL	Electronique, Electrotechnique et Automatique
Mme ZINN-JUSTIN	Mathématiques Pures.

A MES PARENTS

A MA FEMME

Ce travail a été effectué au Département Electronique, Electrotechnique, Automatique, Service de Radioélectricité et Electronique, Laboratoire de Mesures Automatiques, de la Faculté des Sciences de LILLE.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur GABILLARD de m'avoir accueilli dans ce service.

Monsieur le Professeur LIEBAERT m'a fait l'honneur de présider mon Jury; je tiens à l'en remercier.

Je prie Monsieur le Professeur LEBRUN d'accepter l'expression de ma profonde gratitude pour m'avoir confié ce sujet, pour l'aide qu'il m'a apporté et pour les encouragements qu'il n'a cessé de me prodiguer.

Je remercie également Messieurs RACZY et SALMER qui ont bien voulu faire partie du Jury.

Tout au long de ce travail, les conseils amicaux de Monsieur WACRENIER m'ont été précieux. Monsieur SION a réalisé le dispositif d'échantillonnage et Monsieur LEQUESNE le générateur d'impulsions. Qu'ils trouvent ici, tous les trois, l'expression de ma sincère reconnaissance.

Je remercie encore tous mes camarades et le personnel du Laboratoire qui m'ont apporté leur concours.

I N T R O D U C T I O N

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

Peu de chercheurs, jusqu'à présent, se sont intéressés à l'étude des phénomènes électriques, conductivité et polarisation diélectrique, dans la matière vivante. Bien que la biologie toute entière tende à prendre un caractère plus expérimental, la mesure des grandeurs physiques ne semble pas encore couramment exploitée dans cette discipline. L'impossibilité quasi totale de faire les mesures "in situ" la complexité et la lenteur des méthodes d'analyse, l'absence d'appareils automatiques sur le marché, sont autant de causes susceptibles d'expliquer à nos yeux le peu d'apports dans ce domaine entre la physique et les sciences de la vie.

Notre travail a pour but de jeter les bases d'une nouvelles méthode simple, rapide et économique, mettant à la disposition des chercheurs, certaines grandeurs électriques caractérisant les milieux vivants.

L'exposé comprend quatre parties. Dans la première, nous rappelons les différentes méthodes couramment utilisées actuellement pour l'étude de la conductivité et de la polarisation interfaciale dans les diélectriques liquides ou solides ; nous dégageons, en même temps, les difficultés d'adaptation de ces méthodes à la mesure des tissus vivants. Le second chapitre est consacré à l'analyse d'une nouvelle méthode impulsionnelle et fixe la limite des informations qu'elle fournit. Nous présentons, dans le troisième chapitre, le principe et la réalisation d'un appareil de mesure prototype. La quatrième partie, enfin, est réservée à l'examen de quelques résultats expérimentaux obtenus par cette méthode.

° ° ° ° °

Ière Partie

ETUDE CRITIQUE DE DIFFERENTES METHODES

I.I. - DESCRIPTION DES MILIEUX ETUDIES

Les milieux vivants faisant l'objet de notre étude sont des tissus végétaux ou animaux ; or, tout organe des deux règnes est construit avec un élément structural fondamental : la cellule. Celle-ci peut, cependant, se présenter sous une diversité considérable d'aspects : taille, forme, constitution chimique ... etc. Elle est normalement limitée par une membrane dont on possède actuellement assez peu de détails sinon qu'elle apparaît généralement formée de deux feuillets séparés par un espace de 40 Å environ. La membrane permet l'entrée dans les cellules de petites molécules (eau et sels minéraux) et de molécules organiques.

Dans les cellules végétales, la membrane cellulaire est normalement doublée par une membrane squelettique constituée de cellulose et de substances voisines. Les cloisons cellulodiques ne sont pas étanches mais percées d'une multitude de pores très fins appelés plasmodesmes.

Au point de vue chimique, la matière vivante renferme également un très grand nombre de types de molécules différentes. Les unes sont des substances simples telles que l'eau (eau libre et eau de constitution) qui est, bien entendu, l'élément le plus abondant, et les sels minéraux présents généralement sous forme ionisée. Au delà, dans l'ordre de complexités moléculaires croissantes, se placent les petites molécules organiques : hexoses ou pentoses, acides aminées, lipides, stéroïdes... etc. Au delà, encore, c'est le domaine des macromolécules.

I.2. - PHENOMENES ELECTRIQUES DANS LES MILIEUX VIVANTS

La quantité importante d'eau libre (plus de 70 % en poids) et la présence de nombreux sels minéraux rendent très conducteurs les tissus biologiques ; les porteurs de charge électrique sont des ions.

Nous pouvons distinguer deux sortes de conductivité : d'une part, une conductivité dite cellulaire caractérisant la concentration et la mobilité moyenne des porteurs de charge à l'intérieur de la cellule (cytoplasme et noyau); d'autre part, une conductivité globale due au transfert de charges d'une cellule à l'autre en présence d'un champ électrique. La première est une grandeur statistique semi-microscopique et la seconde a la dimension macroscopique des constantes électriques usuelles.

Par ailleurs, la structure hétérogène du milieu constitué de cellules de différentes tailles, l'existence de phases riches en ions séparées par des membranes moins conductrices comme l'enveloppe cellulosique des cellules végétales, peut donner lieu à des phénomènes de polarisation interfaciale.

Différentes méthodes s'offrent à nous pour mesurer ces grandeurs ; nous allons les examiner dans les paragraphes suivants.

I.3. - MESURE DE LA CONDUCTIVITE PAR LA METHODE DU VOLTMETRE ET DE L'AMPEREMETRE MISE EN EVIDENCE DE LA POLARISATION AUX ELECTRODES.

Appliquons une tension continue à travers une résistance R à deux électrodes A et B plongées dans un tissu végétal et mesurons le courant qui traverse le circuit à l'aide d'un ampèremètre.

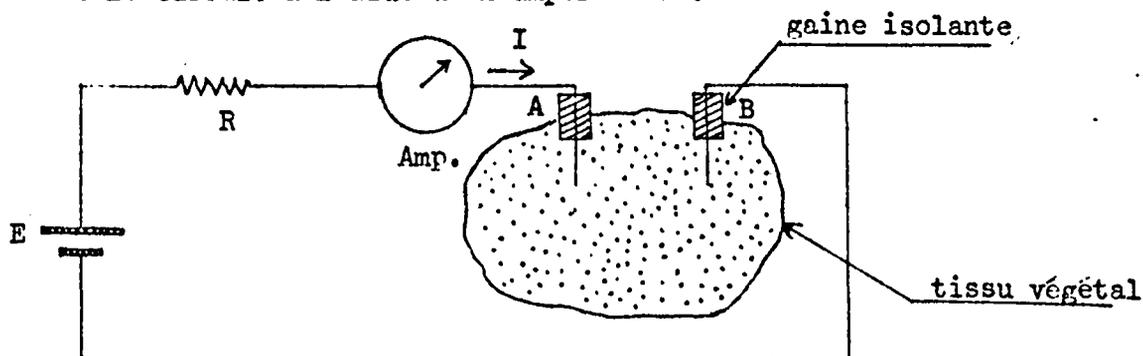


figure I.2.

Nous constatons que le courant I décroît suivant une loi d'allure exponentielle et tend vers une valeur quasi nulle au bout de quelques minutes; toute la tension de la f.e.m. E se retrouve alors entre les deux électrodes A et B.

Ceci met en évidence une f.c.e.m. de contact électrode-milieu due à la différence de nature des porteurs de charge entre les électrodes et le milieu : conductivité électronique dans les électrodes, conductivité ionique dans le milieu. Les ions se neutralisent sur les électrodes et donnent naissance à des couches de charges.

Cette méthode ne convient absolument pas à la mesure de la conductivité des électrolytes ; elle peut cependant s'appliquer à des matériaux contenant des porteurs de charges dont la mobilité est égale à celle de l'électron.

I.4. - MESURE DES CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES EN REGIME DYNAMIQUE

Il est possible d'éviter, ou tout au moins de minimiser, le phénomène d'électrolyse en faisant varier périodiquement le champ électrique appliqué. En effet, le temps de formation de la couche double de polarisation aux électrodes est assez long puisqu'il est lié au déplacement et à l'accumulation d'ions peu mobiles. Théoriquement si le champ alternatif a une valeur moyenne nulle (ex. signal sinusoïdal) et si les deux électrodes sont parfaitement symétriques, la couche double se détruit à chaque période du signal et l'effet n'est pas cumulatif. La cellule contenant l'échantillon est placée généralement dans l'une des branches d'un pont ou d'un comparateur et l'on mesure les composantes parallèles G^* et C^* de l'admittance équivalente. Soit f la fréquence du signal sinusoïdal. Si le produit n'a que de la conductivité à cette fréquence

$$Y^* = G^* + j \omega C^* = \frac{\sigma C_a}{\epsilon_0} + j \omega \epsilon' C_a$$

C_a : capacité active entre les électrodes

ω : $2 \pi f$

ϵ' : partie réelle de la permittivité relative du milieu (nombre sans dimensions)

σ : conductivité macroscopique du milieu

ϵ_0 : permittivité du vide ou de l'air sec = $\frac{1}{36\pi \cdot 10^9}$ F/m.

Connaissant par un étalonnage préalable la valeur de C_a , la mesure de G^* à une seule fréquence permet de déterminer σ . Dans le cas général, un milieu peut présenter, à la fréquence f , en plus de la conductivité une constante diélectrique complexe : $\epsilon^* = \epsilon' - j \epsilon''$.

Nous avons alors :

$$Y^* = \frac{\sigma C_a}{\epsilon_0} + C_a \omega \epsilon'' + j \omega C_a \epsilon'$$

$$G^* = \frac{\sigma C_a}{\epsilon_0} + \omega C_a \epsilon''$$

$$C^* = \epsilon' C_a$$

Une mesure à fréquence fixe ne suffit plus pour extraire la conductivité. Si la conductivité σ peut être considérée le plus souvent comme une constante dans la gamme des fréquences de 0 à 100 MHz, il n'en est pas de même pour le terme ϵ'' dont le spectre en fonction de la fréquence est susceptible de donner des informations intéressantes notamment la structure du milieu. La mesure de Y^* en régime harmonique s'impose.

I.4.I. - Mesure de la conductivité à fréquence fixe

Cette méthode est applicable, rappelons le, lorsque la partie imaginaire de la permittivité complexe est négligeable à la fréquence choisie (cas des liquides par exemple). Comme nous désirons mesurer la conductivité continue ou basse fréquence, la période du signal sinusoïdal sera de l'ordre de grandeur de la milliseconde. Il est rare que la cellule de mesure soit parfaitement symétrique ; parfois même pour diminuer l'effet des parasites extérieurs on cherche à blinder l'une des électrodes (structure coaxiale par exemple) par l'électrode reliée au potentiel de référence. Par ailleurs le générateur délivrant le signal sinusoïdal peut présenter un certain taux de distorsion. L'expérience montre enfin

qu'il apparaît très souvent indépendamment de toute tension appliquée une f.e.m. résiduelle au borne d'une cellule à électrodes métalliques remplie d'un liquide fortement conducteur.

C'est pourquoi l'étude des milieux très saturés en eau est généralement perturbée par la polarisation aux électrodes. Deux méthodes sont utilisées pour diminuer ces effets parasites : la cellule à deux électrodes de platine et la cellule à quatre électrodes.

I.4.I.1. - La cellule à deux électrodes de platine

On a constaté que la polarisation était liée aux barrières de potentiel des métaux constituant les électrodes ⁽¹⁾. Le platine est parmi les métaux celui qui donne le moins de polarisation bien que résistant correctement à la corrosion ; on le trouve donc employé dans beaucoup de cellules de mesure commerciales de conductivité.

I.4.I.2. - Cellule à quatre électrodes (2,3)

La cellule comprend deux électrodes d'injection du courant alternatif A et B et deux électrodes de mesure C et D, dans lesquelles il ne passe aucun courant ; elles ne sont donc pas polarisées.

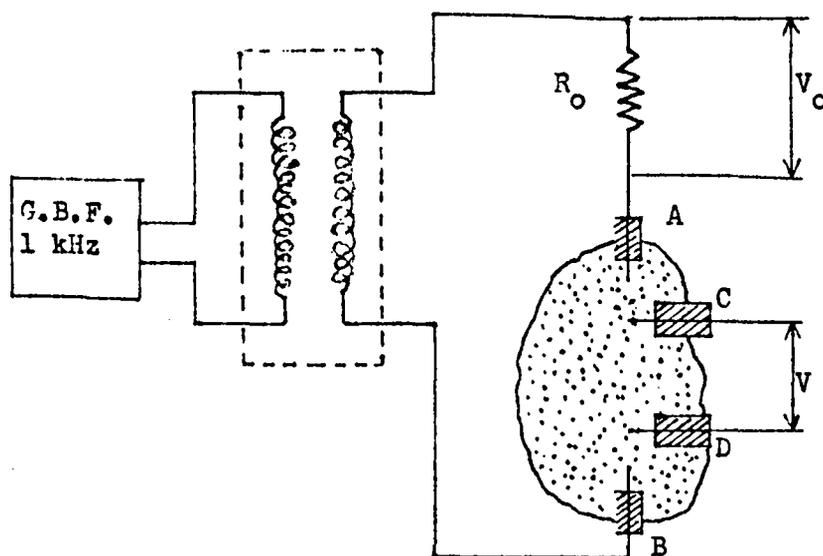


Figure I.4I2

Soit V_0 la différence de potentiel mesurée aux bornes de R_0 et V celle que l'on obtient en plaçant un voltmètre d'impédance d'entrée très grande entre C et D.

On a :

$$V = R \cdot i$$

$$V_0 = R_0 \cdot i$$

$$R = \frac{V}{V_0} R_0$$

La résistance R mesurée est inversement proportionnelle à la conductivité de l'échantillon :

$$R = \frac{k}{\sigma}$$

k constante de cellule obtenue par étalonnage.

La validité de la méthode repose sur deux conditions :

- courant identique dans la résistance électrolytique et la résistance étalon R_0
- courant nul dans les sondes de mesure afin d'éliminer la polarisation.

Pour les satisfaire il faut éviter les courants de fuite capacitifs entre les électrodes de la cellule ou par les masses du blindage.

Les résultats obtenus par cette méthode sont intéressants du point de vue de la polarisation aux électrodes.

La réalisation technologique de la cellule est délicate. Les quatre connexions des électrodes sont un obstacle à une miniaturisation poussée, ce qui constitue un handicap pour les mesures "in situ".

I.4.2. - La méthode harmonique

Plus riche que la méthode à fréquence fixe, la mesure en régime harmonique est également plus difficile à interpréter. Les informations de conductivités et de polarisation diélectrique sont mesurées simultanément et contenues toutes les deux dans les termes G et B de l'admittance équivalente. Il arrive souvent, que la conductivité masque le phénomène de polarisation et rende presque impossible la séparation des deux contributions.

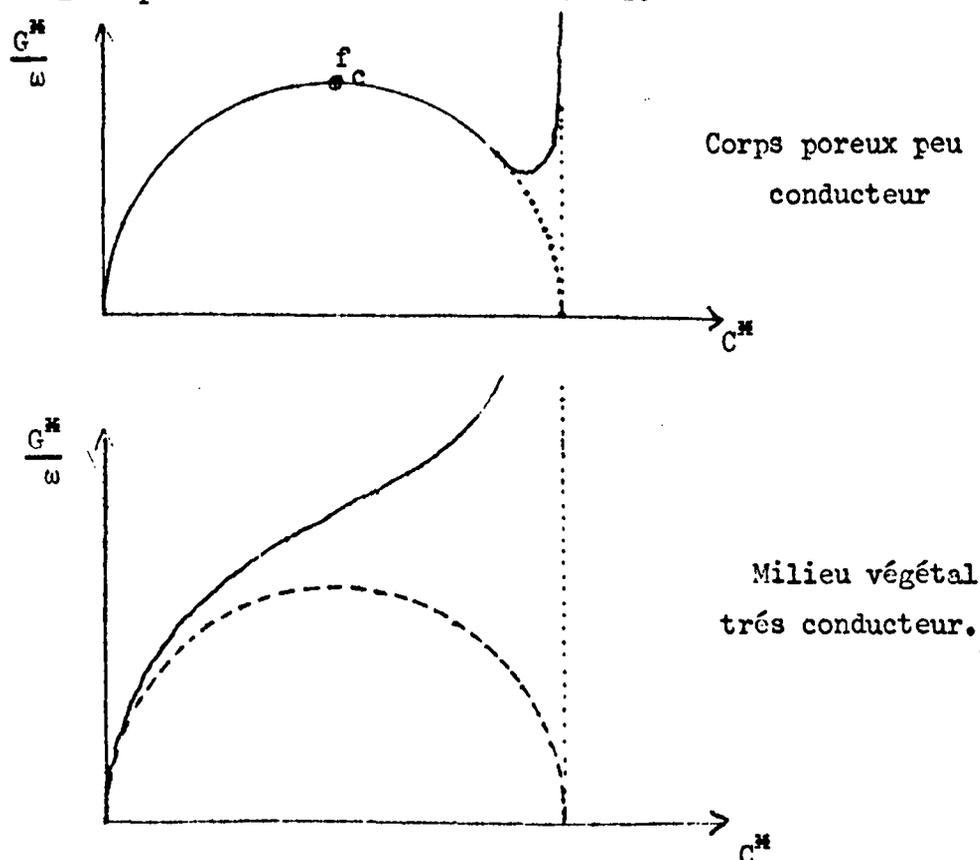


Figure I.42.I

La méthode de la cellule à parois isolantes permet d'éliminer complètement les risques de polarisation aux électrodes et d'atteindre les caractéristiques diélectriques du milieu étudié^(4,5).

Interposons une paroi isolante entre l'échantillon et les électrodes métalliques de la cellule formant condensateur ; un feuillet macroscopique de

deux milieux de conductivités différentes est ainsi constitué par la surface isolante d'une part et l'échantillon d'autre part. Le schéma électrique équivalent à la cellule est alors le suivant :

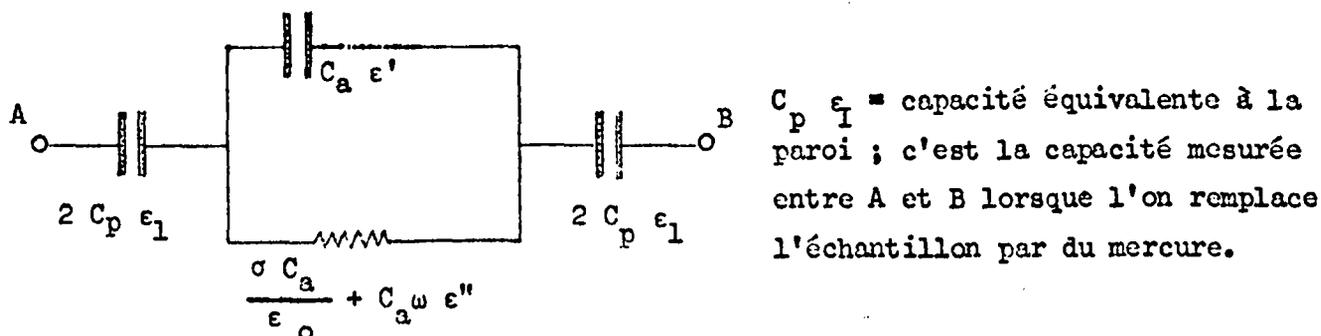


Figure I.42.2.

En fait la mesure donne les composantes d'un circuit équivalent parallèle C^* , G^*

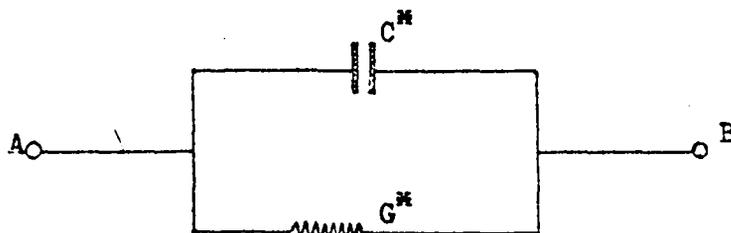


Figure I.42.3.

Pour une fréquence donnée l'identification des deux circuits aboutit aux deux relations suivantes :

$$\epsilon' + \frac{C_p \epsilon_I}{C_a} = \frac{(C_p \epsilon_I)^2}{C_a} \frac{C_p \epsilon_I - C^*}{(C_p \epsilon_I - C^*)^2 + (G^*/\omega)^2} \quad (\text{I.42.1.})$$

$$\frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} + \epsilon'' = \frac{(C_p \epsilon_I)^2}{C_a} \frac{G^*/\omega}{(C_p \epsilon_I - C^*)^2 + (G^*/\omega)^2} \quad (\text{I.42.2.})$$

Dans le cas particulier des corps à σ et ϵ' constant (pas de polarisation diélectrique) le diagramme de Cole et Cole est un demi-cercle non distribué.

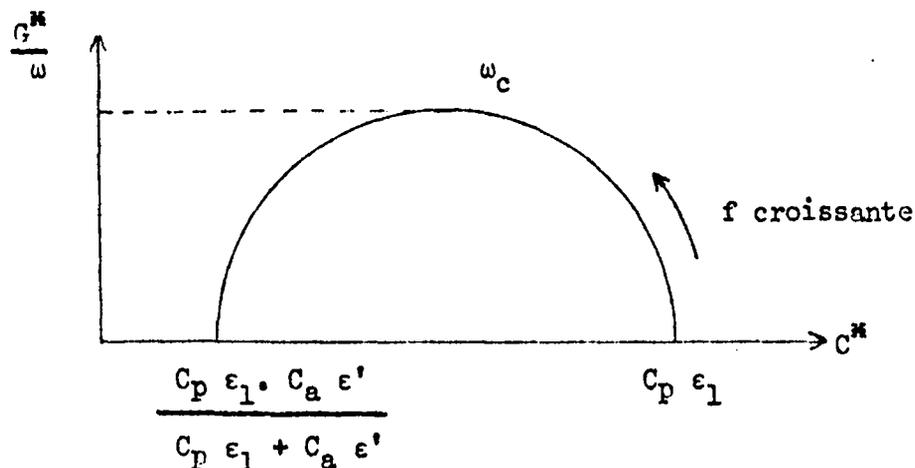


Figure I.42.5.

A la pulsation critique ω_c correspondant au maximum de G^*/ω , nous pouvons facilement déduire des relations précédentes (I.42.1. et I.42.2.) la valeur de la conductivité .

$$\sigma = \pi \epsilon_0 \frac{(C_p \cdot \epsilon_I)^2}{C_a} \cdot \frac{f_c}{G_c^*/\omega}$$

$\frac{G_c^*}{\omega}$ est pratiquement indépendant du milieu mesuré. En effet :

$$\frac{G_c^*}{\omega} = \frac{(C_p \cdot I)^2}{2 [C_p \cdot \epsilon_I + C_a \cdot \epsilon']} = \frac{C_p \cdot \epsilon_I}{2} \frac{I}{I + \frac{C_a \cdot \epsilon'}{C_p \cdot \epsilon_I}}$$

Dans la plupart des cas :

$$\frac{C_a \cdot \epsilon'}{C_p \cdot \epsilon_I} \ll I \quad \text{donc} \quad \frac{G_c^*}{\omega} = \frac{C_p \cdot \epsilon_I}{2}$$

Nous avons alors :

$$\sigma = 2 \pi \epsilon_0 \cdot \frac{C_p \epsilon_I}{C_a} \cdot f_c = K_I \cdot f_c$$

La mesure de la conductivité macroscopique du milieu est convertie en une mesure de fréquence.

Lorsque la permittivité complexe n'est pas une constante en fonction de la fréquence, la méthode est encore utilisable. Le diagramme de Cole et Cole ne présente plus la forme d'un demi-cercle :

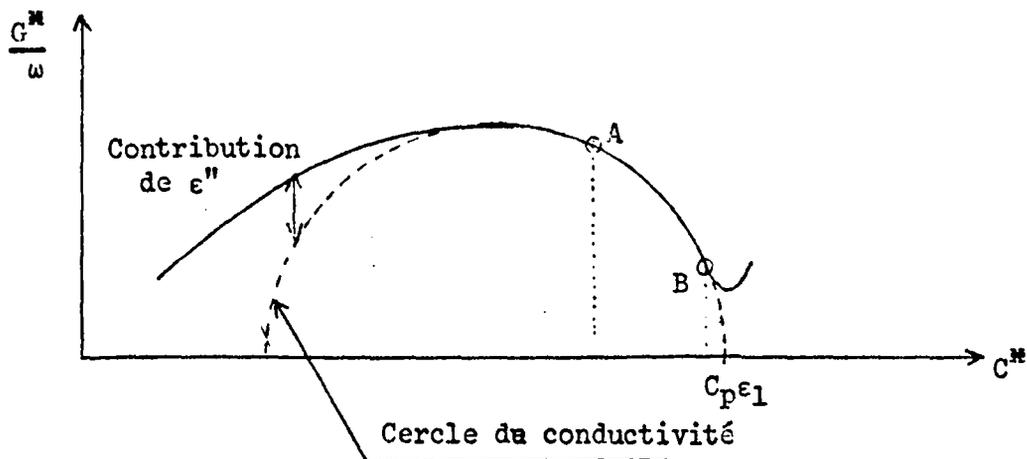


figure I.42.6

Pour la mesure de la conductivité, il est alors très difficile de déterminer exactement la fréquence critique f_c . On utilise une méthode approchée basée sur le fait que la contribution de ϵ'' diminue vers les basses fréquences ; elle évite la recherche précise de la fréquence critique.

Soit f la fréquence correspondant à une mesure dans la zone A B (contribution de ϵ'' négligeable, pertes diélectriques de la paroi faibles) ; nous avons :

$$C_p \epsilon_I - C'' = \Delta C'' = \frac{(C_p \epsilon_I)^2}{C_p \cdot \epsilon_I + C_a \cdot \epsilon'} \cdot \frac{\frac{\omega^2}{\omega_c^2}}{1 + \frac{\omega^2}{\omega_c^2}}$$

Si $C_a \epsilon' \ll C_p \epsilon_I$,

cette expression peut s'écrire sous la forme approchée :

$$\frac{f_c}{f} \approx \sqrt{\frac{C_p \epsilon_I - \Delta C^*}{\Delta C^*}}$$

et

$$\sigma = K_I \cdot f \cdot \sqrt{\frac{C_p \epsilon_I - \Delta C^*}{\Delta C^*}}$$

La permittivité ϵ'' est obtenue à partir de la relation générale, donnée au début du paragraphe I.4.2. en déduisant la valeur de σ calculée précédemment.

En fait DESCARPENTRIES a montré⁽⁴⁾ que le problème de la mesure de σ est essentiellement différent de celui de la mesure de ϵ . Pour faire une bonne mesure de σ , il y a lieu d'augmenter le rapport $\frac{C_p \epsilon_I}{C_a}$ afin de rendre négligeable l'erreur due à l'éventuelle contribution ϵ'' haute fréquence de ϵ . Par contre le choix d'une valeur relativement faible de $\frac{C_p \epsilon_I}{C_a}$ est plus favorable à la mesure de ϵ .

Nous avons essayé pendant plusieurs mois d'appliquer cette méthode à la mesure des paramètres électriques de tissus végétaux et nous y avons finalement renoncé. En effet :

a) pour obtenir une fréquence critique inférieure à 10 MHz (gamme des ponts de mesure d'impédance courants) il faut augmenter le coefficient de cellule $\frac{C_p \epsilon_I}{C_a}$ au delà de quelques milliers ; ceci découle directement de la relation $\sigma \approx 2 \pi \epsilon_0 \cdot \frac{C_p \epsilon_I}{C_a} \cdot f_c$ lorsque σ atteint des valeurs de l'ordre du S/m. Nous pouvons diminuer C_a en écartant les électrodes, mais nous sommes limités par la taille de la cellule. Il reste à augmenter $C_p \epsilon_I$. L'emploi de céramiques aux permittivités trop élevées n'est pas conseillé en raison de

leurs pertes aux hautes fréquences. Les meilleurs isolants ont des permittivités inférieures à 10. Ce sont :

- le polytétrafluoréthylène (téflon) $\epsilon' = 2,1$
- le polyéthylène $\epsilon' = 2,26$
- le mica $\epsilon' = 7$

Les deux premiers deviennent poreux en fine épaisseur.

Nous avons réalisé une cellule à parois isolantes en feuille de mica de 20 μ d'épaisseur ; ceci nous a permis d'atteindre un facteur de cellule de l'ordre de 5000 ; mais la grande fragilité du mica limite l'utilisation de ce genre de cellule au laboratoire.

b) La plus grande difficulté rencontrée tient semble-t-il à l'hétérogénéité des contacts échantillon parois isolantes. L'eau libre des milieux végétaux remplit les petites anfractuosités de la surface et cela donne lieu à des distorsions anormales et non reproductibles du spectre hertzien.
(cf. Annexe I.I)

I.5. - METHODE IMPULSIONNELLE

On sait théoriquement depuis de nombreuses années que l'étude des régimes transitoires est très riche en informations ; cependant l'utilisation pratique et courante des techniques impulsionnelles est relativement récente et caractérise l'électronique moderne. Jusqu'à ces dernières années, les générateurs d'impulsions rapides étaient des appareils coûteux et rares ; l'essor de l'électronique nucléaire et de l'électronique des calculateurs rapides a permis la vulgarisation de ce genre d'appareils. Par ailleurs l'analyse fine des formes d'onde et des transitoires a rendu possible par la mise au point de nouvelles techniques d'échantillonnage et de quantification dans le cadre notamment des télécommunications spatiales.

Avec les transistors planar épitaxiaux, la commutation en 10 nanosecondes n'est plus l'apanage de spécialistes des techniques avancées mais devient du domaine de l'électronique courante et bon marché.

Des travaux prometteurs ont été faits au Laboratoire⁽⁶⁾ il y a quelques années dans le but de mettre au point une méthode impulsionnelle de mesure des paramètres d'un domaine de relaxation diélectrique. Ces travaux n'ont pas été poursuivis et approfondis en raison semble-t-il d'un déficit technologique de l'époque dans le domaine de l'amplification continue et très large bande, de l'amplification différentielle dans la bande de fréquence du continu à 10 MHz, de l'adaptation d'impédance. La commutation à transistor n'étant alors qu'à ses débuts, les générateurs d'impulsions à hautes performances étaient à tubes électroniques donc lourds, encombrants et gros consommateurs d'énergie. Pour des raisons indiquées plus haut la situation a changé depuis et lorsque le Professeur LEBRUN nous a conseillé, après les tentatives infructueuses de mesure par la méthode de la cellule à paroi isolante, de reprendre les travaux impulsionnels de BLIOT⁽⁶⁾ nous avons bénéficié d'un gros progrès dans l'ordre de la technologie.

La voie impulsionnelle s'est révélée fructueuse ; elle convient parfaitement aux mesures que nous désirions faire ; nous détaillerons dans la seconde partie, ce qui fait l'originalité de notre travail, à savoir : la mise au point expérimentale de la méthode et l'interprétation physique des résultats qu'elle fournit. Auparavant nous indiquons brièvement ses avantages par rapport aux méthodes précédemment décrites.

L'avantage essentiel est, comme nous l'avons signalé plus haut, la richesse des informations contenues dans une seule mesure. Toute l'histoire harmonique du matériau est inscrite dans la réponse impulsionnelle. En conséquence, la méthode est extrêmement rapide : elle permet l'étude quasi continue d'un phénomène qui évolue dans le temps. Par ailleurs la cellule choisie a une géométrie appropriée aux mesures "in situ". ; il n'est pas nécessaire de conditionner l'échantillon : la mesure se fait sur place.

Nous pouvons ajouter dès à présent que l'interprétation et le dépouillement des résultats est particulièrement simple et immédiat.

Enfin la supériorité de la méthode par rapport à l'analyse harmonique réside dans le fait qu'elle sépare beaucoup mieux les deux types de conductivité de ces milieux ; conductivité cellulaire moyenne et conductivité globale du milieu (cf. Annexe I.2). A notre connaissance, nous sommes parmi les premiers à donner un ordre de grandeur de la conductivité moyenne du contenu des cellules vivantes.

2ème Partie

METHODE IMPULSIONNELLE - APPLICATION A LA MESURE DES TISSUS
VIVANTS

Après avoir situé la méthode impulsionnelle dans le contexte des autres méthodes, il nous faut décrire sa mise en oeuvre et montrer comment elle répond aux problèmes spécifiques posés par les différents types de milieux que nous étudions.

Cependant, nous n'allons pas décrire la genèse de cette méthode suivant la démarche de recherche qui nous a guidé au cours de ce travail. En effet le cheminement de l'étude est souvent tortueux ; le lecteur aurait sans doute beaucoup de peine à faire sien un mode de raisonnement qui ne correspondrait probablement pas à sa propre méthode intellectuelle ; par ailleurs une telle rédaction échappe difficilement aux répétitions parfois nécessaires et aux redites toujours inutiles et fastidieuses.

Dans l'intérêt de la compréhension et pour faciliter l'utilisation éventuelle des conclusions de notre travail, nous adoptons une présentation synthétique, c'est-à-dire que nous procédons en sens inverse du déroulement historique de l'étude. Supposant la méthode impulsionnelle parfaitement définie et mise au point, nous ferons d'abord un bref exposé de sa mise en oeuvre ; puis nous nous interrogerons théoriquement sur la réponse qu'elle offre dans quelques cas particuliers et significatifs ; la progression ira de l'étude de la conductivité électronique d'un solide homogène à la réponse impulsionnelle d'un diélectrique possédant plusieurs domaines de relaxation de type Maxwell-Wagner, en passant par quelques cas intermédiaires. Certaines études théoriques sont difficiles, voir même impossibles à résoudre par l'analyse mathématique ; nous aurons alors recours à des méthodes indirectes de simulation.

Familiarisés avec les réponses obtenues dans les cas idéaux nous serons mieux à même dans un deuxième temps d'interpréter les signaux réels donnés par l'expé-

rience et de découvrir dans leurs formes les informations que nous recherchons. Ce résultat constituera en quelque sorte la justification à postériori du pourquoi et du comment de la méthode.

II.1. - MISE EN OEUVRE DE LA METHODE (planche II.1)

Un générateur de fonction spécial délivre des impulsions rectangulaires étroites (largeur 100 μ s) et de polarité alternées à la cadence d'une impulsion toutes les millisecondes (cycle de répétition du signal : 2 ms). Les impulsions positives et négatives ont la même amplitude ; les temps de commutation sont les plus courts possibles (en pratique 10 à 20 nanosecondes). L'impédance de sortie de 50 Ω permet de transmettre le signal par un câble coaxial de même impédance caractéristique à une charge adaptée (50 Ω) en évitant au maximum les réflexions parasites.

Le signal apparaissant à l'extrémité du câble aux bornes de la résistance de 50 Ω est appliqué à la cellule de mesure par l'intermédiaire d'une résistance pure d'injection ; des précautions sont prises pour éviter au maximum les couplages capacitifs. Un adaptateur d'impédance permet de prélever la forme d'onde aux bornes de la cellule sans modifier l'allure de celle-ci. La tête de mesure constituée par la résistance d'adaptation, la résistance d'injection, la cellule de mesure et le transformateur d'impédance forme un ensemble de petite dimension pouvant être placé à l'endroit même où l'on désire faire la mesure.

L'enregistrement graphique ou magnétique du signal ou encore la mesure numérique de la réponse se fait à l'aide d'un dispositif à échantillonnage adapté.

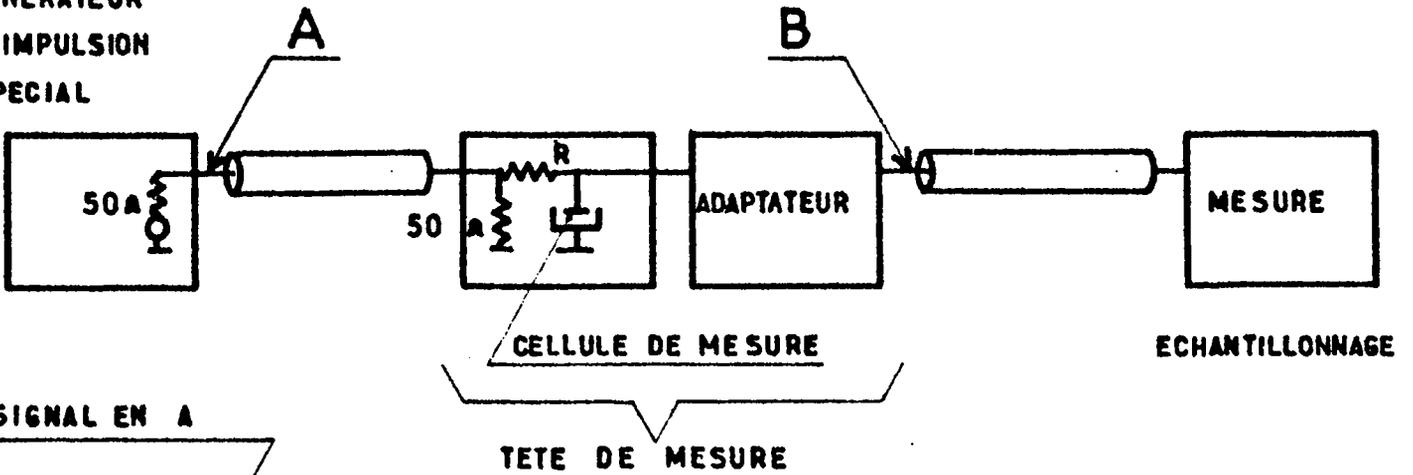
II.2. - ETUDE THEORIQUE DE LA REPONSE DU DISPOSITIF DANS QUELQUES CAS PARTICULIERS

II.2.1. - Cas d'un dipôle homogène : conductivité électronique

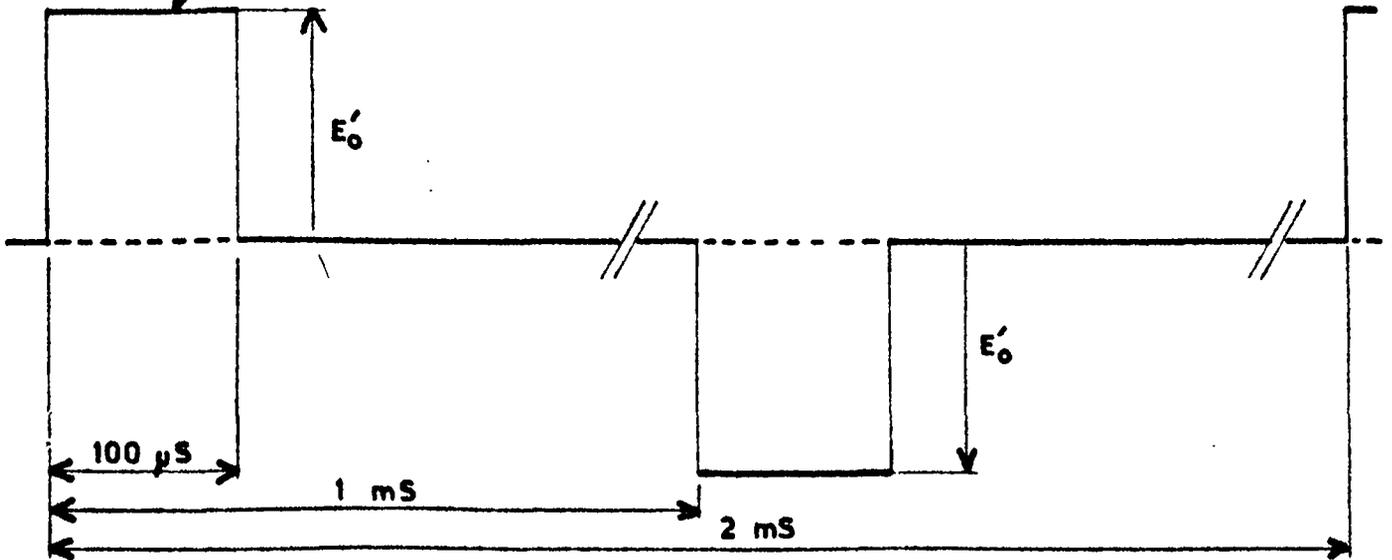
Par solide homogène, nous entendons un matériau dont le spectre hertzien ne présente pas de domaine de polarisation diélectrique dans la bande du continu à 100 MHz. Tous les porteurs de charge mobiles ont une charge électrique égale

SCHEMA DE PRINCIPE DU DISPOSITIF

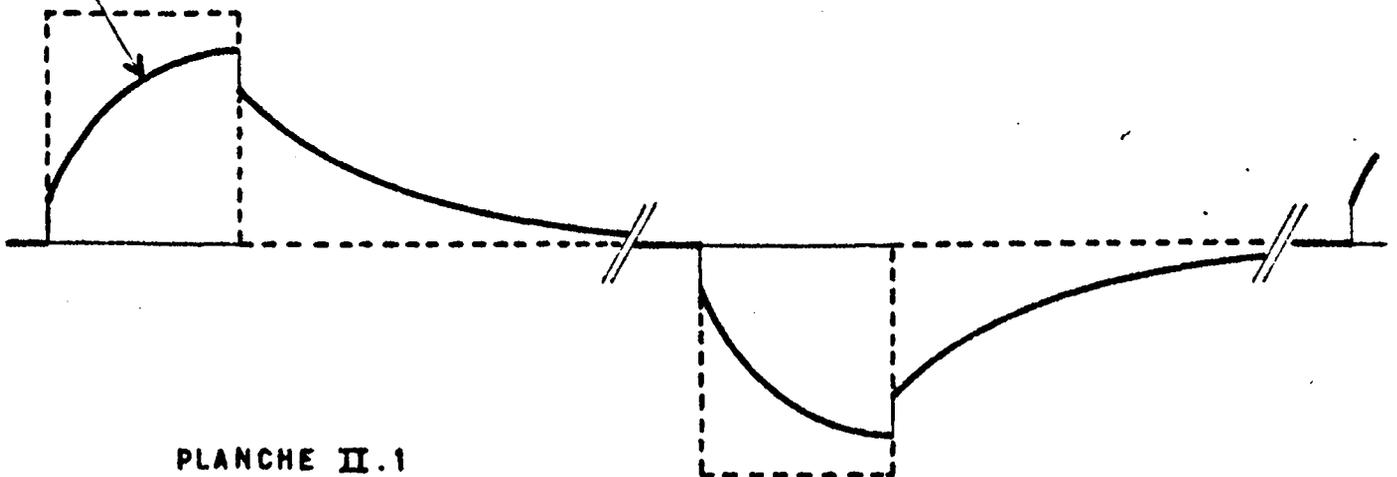
GENERATEUR
D'IMPULSION
SPECIAL



SIGNAL EN A



EXEMPLE DE SIGNAL EN B



à celle de l'électron. En présence d'un champ électrique le contact électrodes solide est purement ohmique c'est à dire que le niveau de Fermi reste continu en traversant le contact.

Le schéma équivalent du dispositif est le suivant :

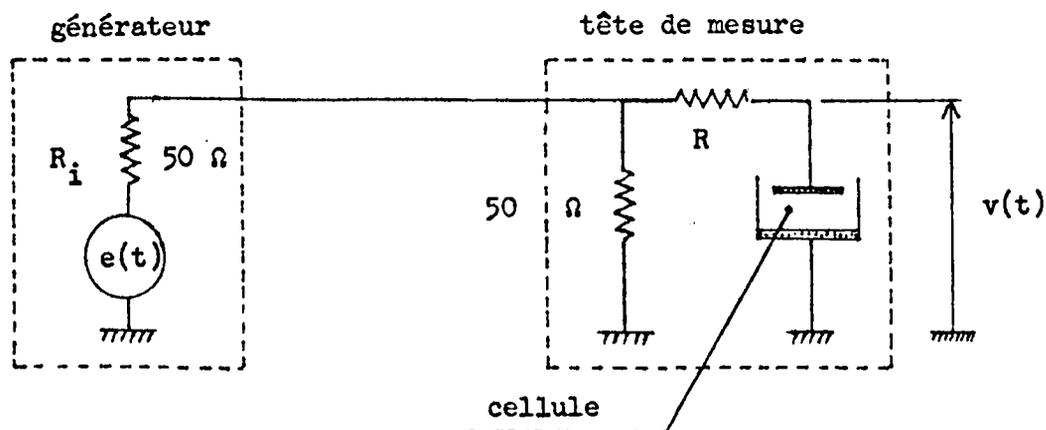


Figure II.2 1.1.

La cellule remplie d'un diélectrique ainsi défini est équivalente à une simple résistance R_5 et la tension $v(t)$ est immédiatement donnée en fonction de $e(t)$ (diviseur de tension).

$$v(t) = e'(t) \frac{R_5}{R' + R_5}$$

avec $R' = (R + 25)\Omega$ et $e'(t) = \frac{e(t)}{2}$

Nous retrouvons donc aux bornes de la cellule une forme d'onde semblable à celle du générateur, atténuée dans le rapport des résistances R' et R_5 .

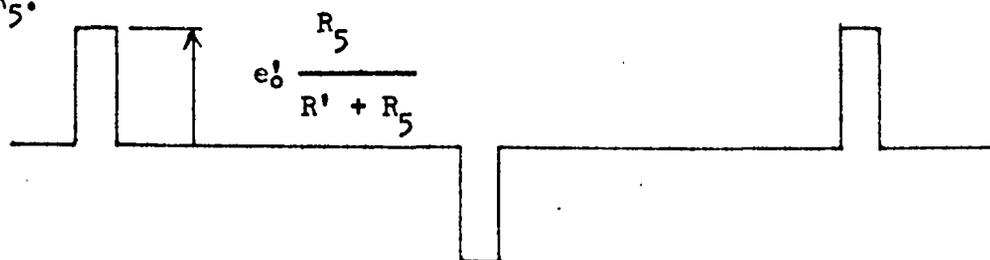


Figure II.2.1.2.

L'amplitude de l'impulsion réponse contient l'information sur la résistance équivalente à la cellule.

Nous avons supposé jusqu'ici un contact électrodes-solide purement ohmique ; en fait cela ne peut être réalisé pratiquement ; il existe toujours une capacité de contact. A celle-ci s'ajoute la capacité du diélectrique proprement dite ; nous l'avons négligée précédemment ; elle a pour valeur $\epsilon' C_a$:

* ϵ' composante réelle de la permittivité complexe du solide ; en l'absence de domaine de polarisation, cette grandeur est une constante en fonction de la fréquence ;

* C_a capacité active de la cellule.

L'ensemble de ces capacités, y compris la capacité parasite de la cellule et celle d'entrée de l'adaptateur, ne dépasse pas dans les cas pratiques une cinquantaine de picofarads.

La réponse du système est alors modifiée de la façon suivante (signal-échelon parfait à l'entrée).

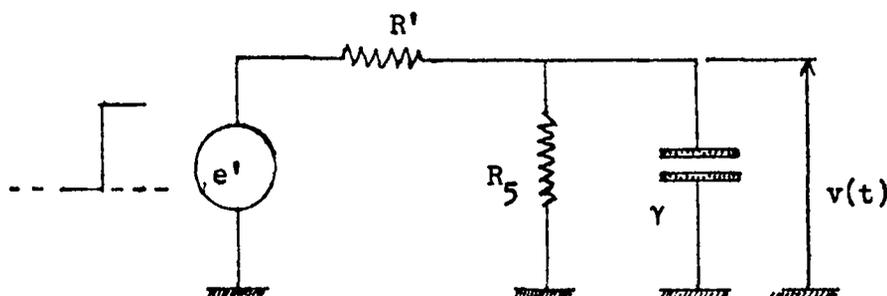


Figure II.2 1.3.

$$v(t) = e' \frac{R_5}{R' + R_5} \left[1 - e^{-\frac{t}{R_3 \gamma}} \right]$$

$$\frac{I}{R_3} = \frac{I}{R'} + \frac{I}{R_5}$$

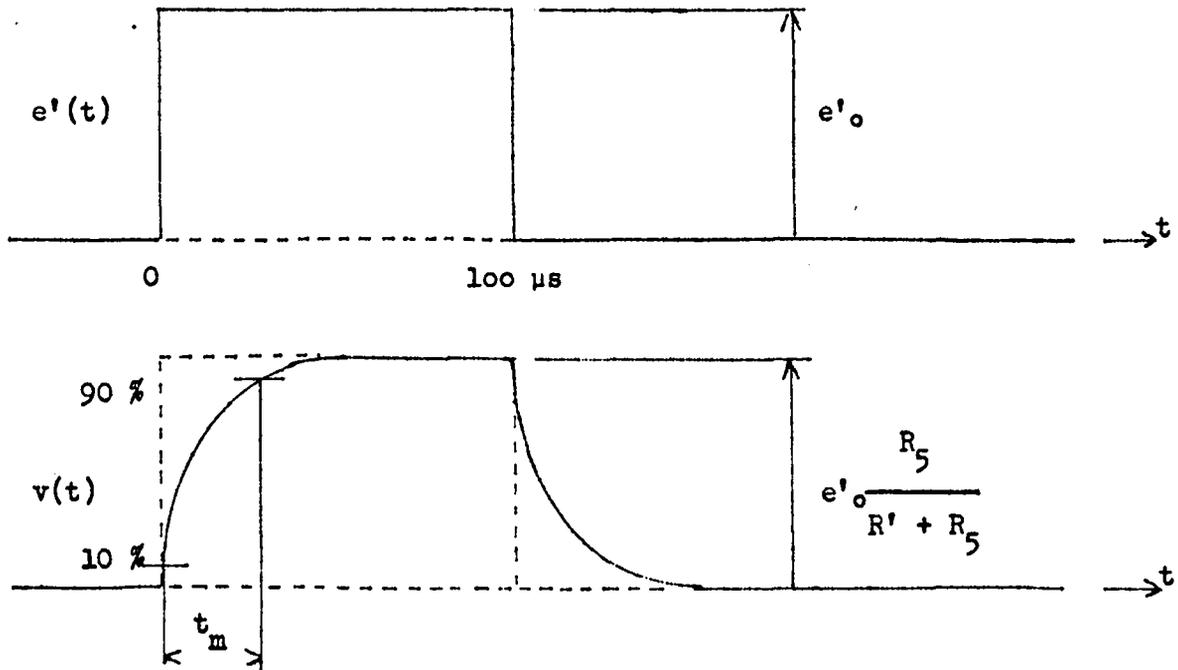


Figure II.2 1.4.

La tension $v(t)$ passe de 10 % à 90 % de sa valeur maximale en un temps t_m appelé temps de montée du signal. Il s'exprime facilement en fonction de la constante de temps de l'exponentielle :

$$t_m = 2,2 \cdot R_3 \gamma$$

Si $t_m \ll 100 \mu s$ à $t = 100 \mu s$ $v(t) \neq e'_0 \frac{R_5}{R' + R_5}$

et nous pouvons déduire facilement R_5 de cette mesure :

A.N. $\gamma = 100 \text{ pF}$; $R' = 525 \Omega$; $R_5 = 1000 \Omega$

$$\rightarrow R_3 = 345 \Omega$$

$$t_m = 2,2 \times 345 \times 10^{-10} = 76 \text{ ns}$$

II.2.2. - Cas d'un liquide conducteur : conductivité ionique

Dans la bande de fréquence que nous considérons, la permittivité réelle des liquides reste généralement constante ; en effet, à la température ambiante (25°C) les mécanismes de polarisation dus à l'orientation dipolaire, à la durée de vie des associations... etc. se produisent le plus souvent à des fréquences supérieures.

Nous supposons que le terme majoritaire de la conductivité est relatif à la présence de molécules dissociées au sein du liquide.

Sous l'effet du champ électrique appliqué, le transfert de charges entre les électrodes et le liquide n'est pas instantané ; il se produit près des électrodes une charge d'espace, souvent appelée couche double, qui donne lieu à des effets de polarisation interfaciale. En fait, le phénomène est plus complexe que la polarisation interfaciale provoquée dans les cellules à parois isolantes. On lui donne généralement le nom de polarisation aux électrodes.

Soit une cellule remplie d'un liquide conducteur. Nous supposons que les électrodes ne sont pas polarisées à l'instant initial. Appliquons une impulsion positive.

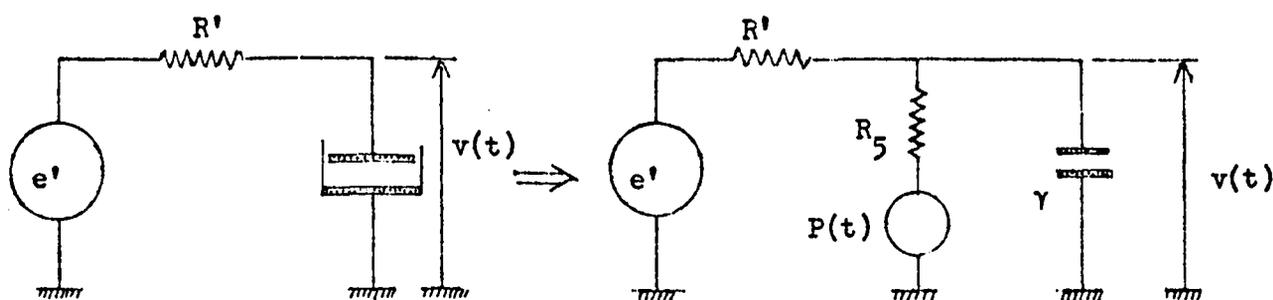


Figure II.22.I

Dans les intervalles de temps très courts correspondant à la montée et à la descente de l'impulsion la cellule se comporte comme un élément résistif linéaire R_5 shunté par la capacité γ définie au paragraphe précédent (II.2.I).

La réponse globale aux bornes de la cellule sera donc la suivante :

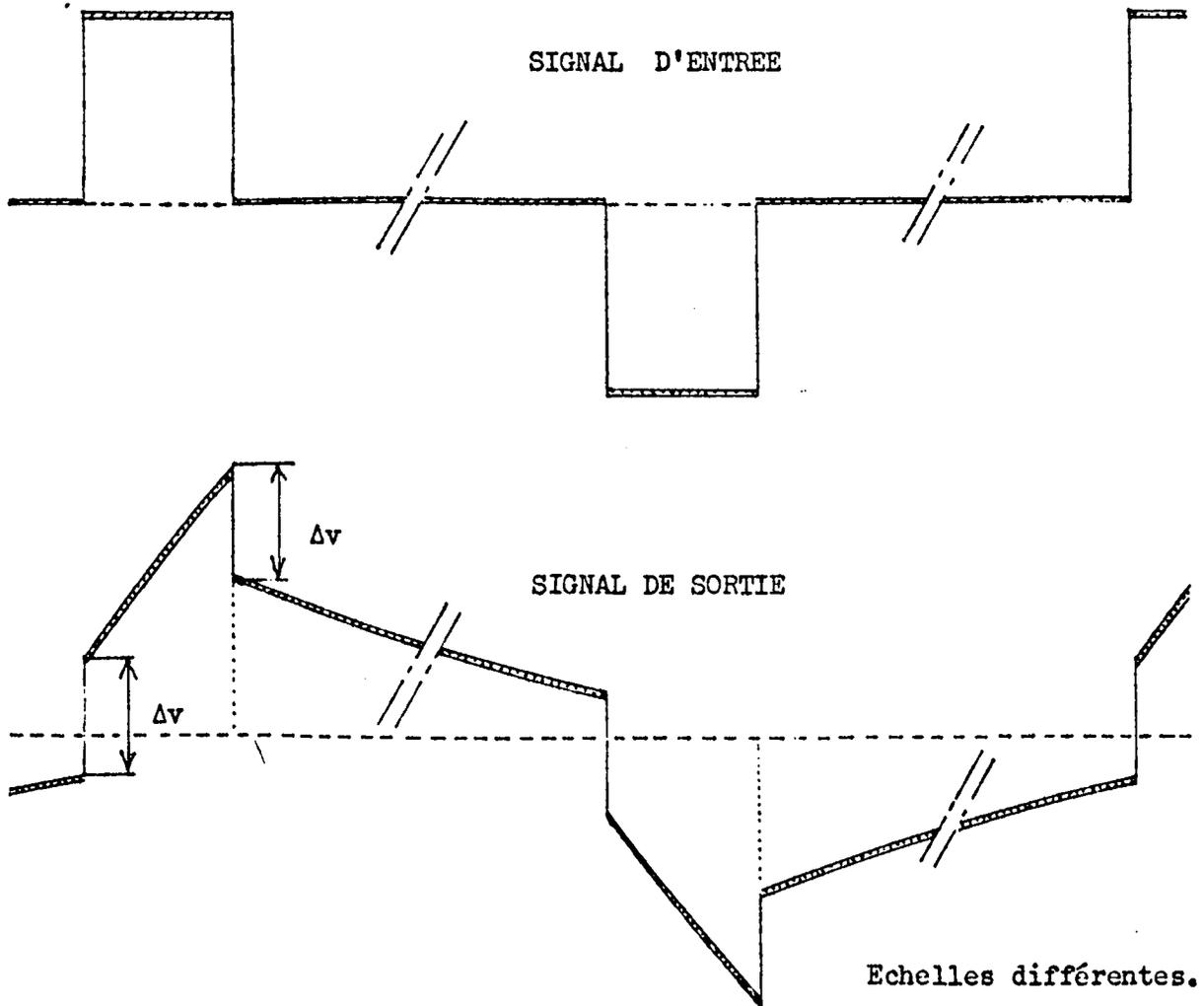


Figure II.22.3.

L'information sur la résistance R_5 est donnée ici par l'amplitude Δv du saut de tension. Δv est indépendant de la polarisation résiduelle (annexe III).

II.2.3. - Cas d'un diélectrique ne présentant que de la conductivité et un phénomène de polarisation interfacial pur : effet Maxwell-Wagner.

Le modèle macroscopique envisagé ici sera constitué d'un condensateur plan à deux couches diélectriques : le milieu I ($\epsilon_I, \sigma_I = 0$) isolant, et le milieu 2 (ϵ_2, σ_2) diélectrique ; c'est le modèle de Wagner (7).

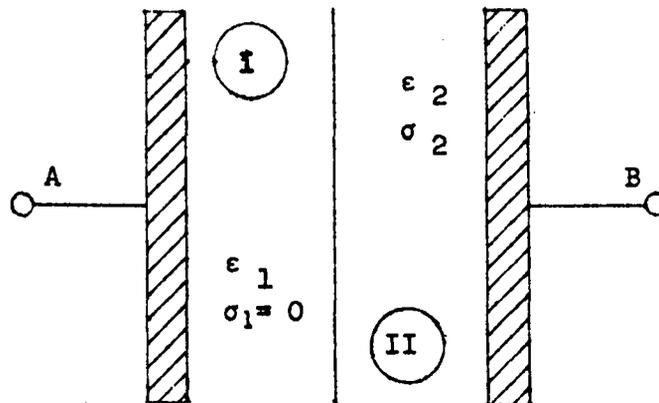
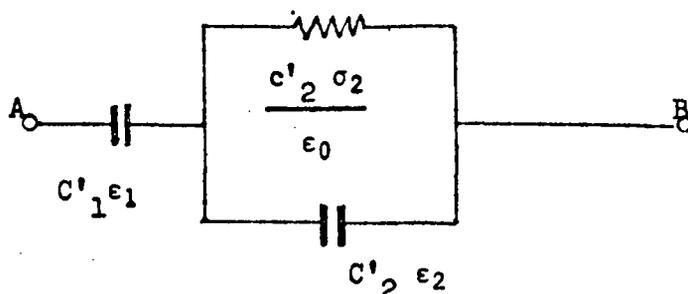


Figure II.230.1

La conductivité du milieu 2 est liée à la mobilité des porteurs de charge ; on peut définir un temps de transit de ces porteurs au sein du milieu conducteur ; cela donne lieu dans le schéma électrique équivalent à un dipôle parallèle résistance-capacité. La couche isolante I ajoute un effet capacitif pur en série.

Schéma équivalent.



C'_I et C'_2 : capacités actives respectives des couches I et 2.

Figure II.230.2.

II.2.3.I. - Mise en équation : réponse impulsionnelle

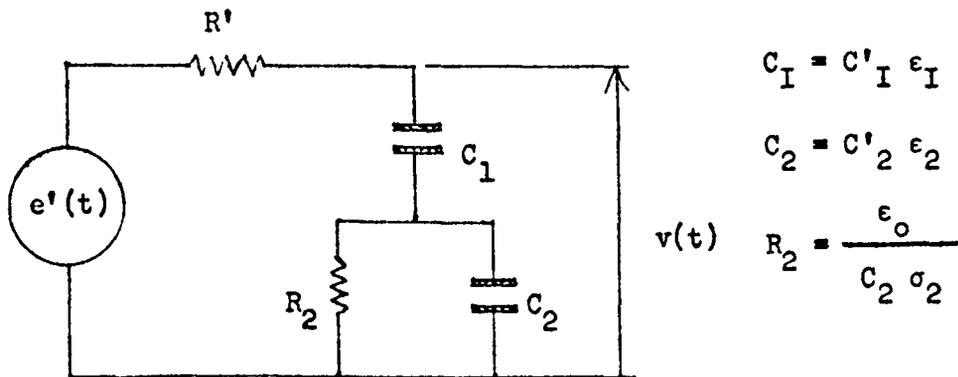


Figure II.23I.I.

Posons :
$$Y(p) = \frac{p C_I \cdot (G_2 + p C_2)}{G_2 + p(C_I + C_2)}$$

$$v(p) = e'(p) \cdot \frac{I}{I + R' \cdot Y(p)}$$

$$v(p) = e'(p) \frac{C_I + C_2}{R' \cdot C_I \cdot C_2} \frac{\frac{I}{R_2 (C_I + C_2)} + p}{p^2 + p \left(\frac{I}{R_2 C_2} + \frac{C_I + C_2}{R' \cdot C_I \cdot C_2} \right) + \frac{I}{R' \cdot R_2 \cdot C_I \cdot C_2}}$$

Pour simplifier l'écriture posons :

$$\beta = \frac{I}{R_2 \cdot (C_I + C_2)} ; \quad \delta = \frac{I}{R_2 C_2} ; \quad \eta = \frac{C_I + C_2}{R' \cdot C_I \cdot C_2}$$

Nous avons alors :

$$v(p) = e'(p) \cdot \eta \cdot \frac{p + \beta}{p^2 + p (\delta + \eta) + \beta \eta}$$

Racines du dénominateur

Le dénominateur a deux racines réelles négatives ; en effet :

$$a) \quad \Delta = (\delta + \eta)^2 - 4 \beta \eta = \left[\frac{R' C_I + R_2 (C_I + C_2)}{R_2 R' C_I C_2} \right]^2 - \frac{4}{R_2 R' C_I C_2}$$

$$= \left[\frac{R' C_I + R_2 (C_I - C_2)}{R_2 R' C_I C_2} \right]^2 + \frac{4}{R'^2 C_I C_2} \geq 0$$

b) $\beta \eta > 0$

Soit $-\alpha'$ et $-\alpha''$ ces racines telles que :

$$0 \leq \alpha' \leq \alpha''$$

Réponse à un signal échelon

$$v(p) = e'_0 \cdot \eta \cdot \frac{p + \beta}{p [p^2 + p(\delta + \eta) + \beta \eta]}$$

la réponse temporelle est alors :

$$v(t) = e'_0 \eta \left[\frac{I}{\eta} + \frac{\frac{\alpha''}{\eta} - I}{\alpha' - \alpha''} e^{-\alpha' t} + \frac{I - \frac{\alpha'}{\eta}}{\alpha' - \alpha''} e^{-\alpha'' t} \right]$$

$$= e'_0 \left[\frac{\alpha'' - \eta}{\alpha'' - \alpha'} e^{-\alpha' t} - \frac{\eta - \alpha'}{\alpha'' - \alpha'} e^{-\alpha'' t} \right]$$

régime
permanent

régime

transitoire

Exemple numérique

$$C_1 = 100 \text{ pF} \quad ; \quad C_2 = 900 \text{ pF} \quad ; \quad R_2 = 1000 \Omega \quad ;$$

$$R' = 525 \Omega \quad ; \quad e'_0 = 1 \text{ V}$$

Nous en déduisons :

$$\beta = 10^6 \quad ; \quad \delta = \frac{10^7}{9} \quad ; \quad \eta = \frac{10^8}{4,725}$$

$$- \alpha' = - 0,1 \cdot 10^7 \quad \ddagger \quad 1/\alpha' = 10^{-6}$$

$$- \alpha'' = - 2,13 \cdot 10^7 \quad \ddagger \quad 1/\alpha'' = 47 \cdot 10^{-9}$$

$$\frac{\alpha'' - \eta}{\alpha'' - \alpha'} = 0,0075 \quad ; \quad \frac{\eta - \alpha'}{\alpha'' - \alpha'} = 0,9925$$

$$v(t) = 1 - 0,0075 e^{-\frac{t}{10^{-6}}} - 0,9925 e^{-\frac{t}{47 \cdot 10^{-9}}}$$

terme né-
gligeable

Représentation graphique

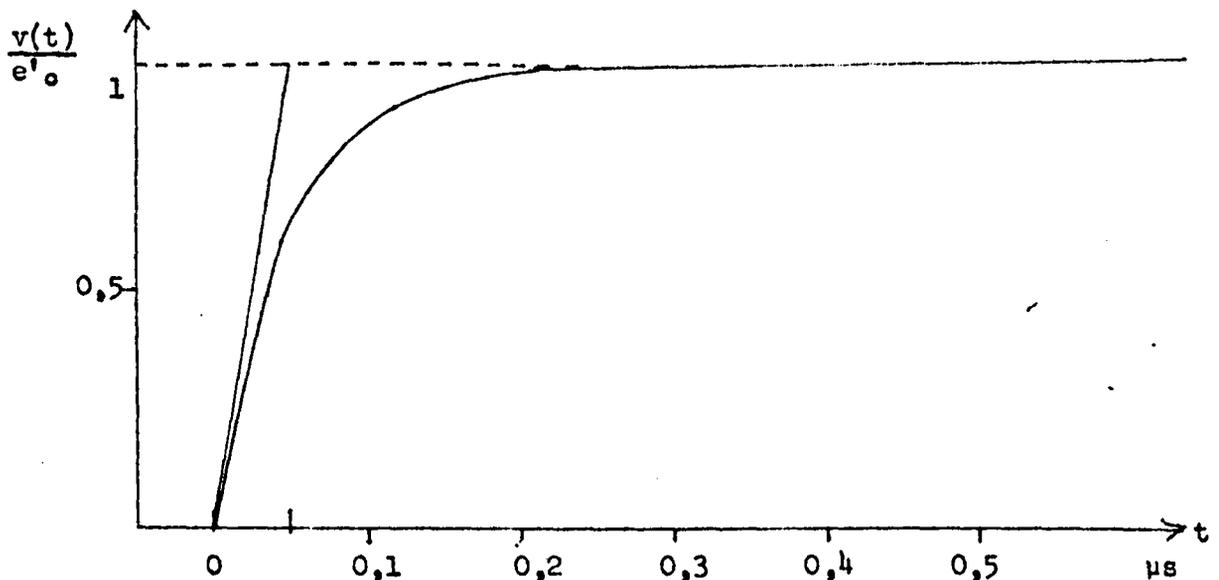


Figure II.23I.2

II.2.3.2. - Extension du modèle de Wagner

Les résultats obtenus à partir du modèle plan peuvent être étendus à des systèmes de géométrie plus complexe. Considérons, par exemple, le cas d'inclusions sphériques conductrices (milieu 2) noyées dans un milieu isolant (milieu I)

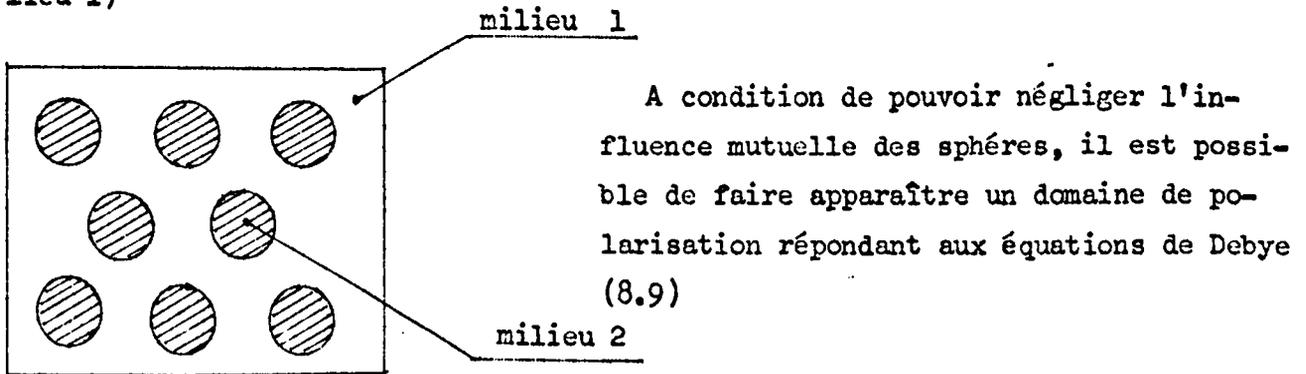


Figure II.232.1

Eliot a montré⁽⁶⁾ que le schéma électrique équivalent à la cellule de mesure était de la forme :

- * γ capacité H.F. de l'ensemble de la cellule
- * $R_I - C_I$ dipôle traduisant le domaine de relaxation de type Debye.

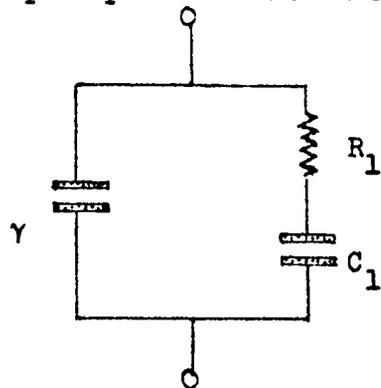


Figure II.232.2

La réponse impulsionnelle donnée par ce circuit présente une identité formelle avec celle du modèle de Wagner. En effet :

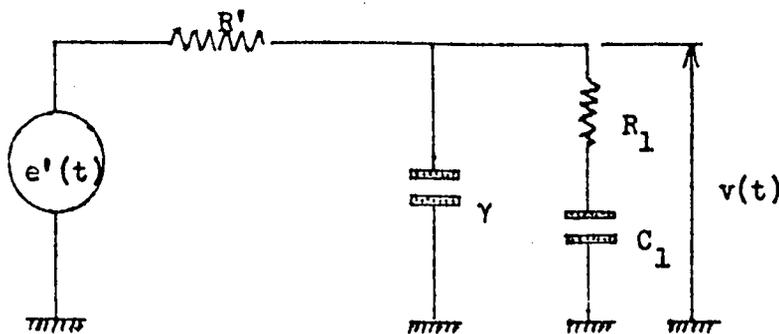


Figure II.232.3

en opérationnel :

$$v(p) = e'(p) \cdot \frac{I}{I + R' \left(p \gamma + \frac{I}{R_I + \frac{I}{p C_I}} \right)}$$

soit encore :

$$v(p) = e'(p) \cdot \frac{I}{\gamma R'} \cdot \frac{p + \frac{I}{C_I R_I}}{p^2 + p \left[\frac{I}{R_I} \frac{C_I + \gamma}{C_I \cdot \gamma} + \frac{I}{\gamma R'} \right] + \frac{I}{C_I R_I \cdot \gamma R'}}$$

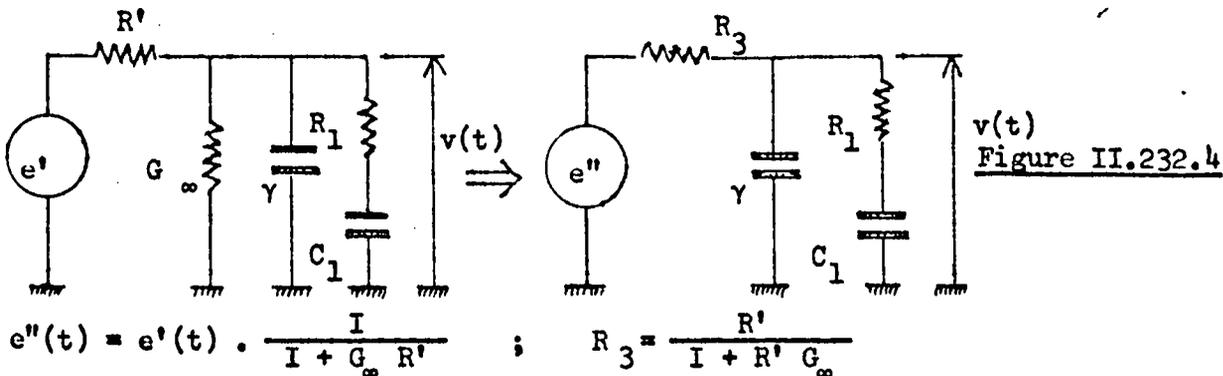
posons :

$$\eta = \frac{I}{\gamma R'} ; \quad \beta = \frac{I}{C_I R_I} ; \quad \delta = \frac{I}{R_I} \frac{C_I + \gamma}{C_I \cdot \gamma}$$

$$v(p) = e'(p) \cdot \eta \cdot \frac{p + \beta}{p^2 + p(\delta + \eta) + \beta \eta}$$

Les fonctions de transfert opérationnelles étant de même forme, les réponses temporelles seront analogues.

Dans notre hypothèse de départ le milieu I était isolant. Supposons à présent qu'il ait une conductivité non nulle mais cependant très inférieure à celle des inclusions sphériques. Nous devons alors modifier le schéma équivalent en plaçant une conductance G_∞ en parallèle sur γ . Ceci ne modifie cependant pas l'allure de la réponse temporelle puisqu' une simple transformation par le théorème de Thévenin nous ramène au cas précédent:



II.2.3.3. - Cas particulier : réponse du diélectrique à des impulsions de courant.

Supposons que la résistance d'injection R (planche II.1) soit pratiquement infinie. La cellule est alors soumise à des impulsions de courant $i(t)$ alternativement positive et négative ; quelle est la forme de la tension $v(t)$?

« Le diélectrique n'a pas de conductivité. »

Mise en équation :

$$v(p) = \frac{i(p)}{y(p)} = \frac{i(p)}{\gamma} \cdot \frac{I}{p} \cdot \frac{p + \frac{I}{C_I R_I}}{p + \frac{I}{R_I \cdot C_I \gamma}}$$

posons $\frac{I}{C_I R_I} = a$; $\frac{I}{R_I \cdot C_I \gamma} = b$

$$v(p) = \frac{i(p)}{\gamma} \cdot \frac{I}{p} \cdot \frac{p + a}{p + b}$$

Réponse à un signal échelon positif : i_0 / p

$$v(p) = \frac{i_0}{\gamma} \cdot \frac{I}{p^2} \cdot \frac{p + a}{p + b}$$

soit en fonction du temps : $v(t) = i_0 \left[\frac{a}{b} t + \frac{b-a}{b^2} - \frac{b-a}{b^2} e^{-bt} \right]$
 régime permanent régime transitoire.

A.N. : $C_I = 10 \text{ nF}$; $R_I = 100 \text{ } \Omega$; $\gamma = 100 \text{ pF}$.

d'où $I/a = 1 \text{ } \mu\text{s}$; $I/b \approx \gamma R_I = 10 \text{ ns}$

$$v(t)/i_0 \approx 10^8 t + 100 - 100 e^{-\frac{t}{10^{-8}}}$$

Représentation graphique :

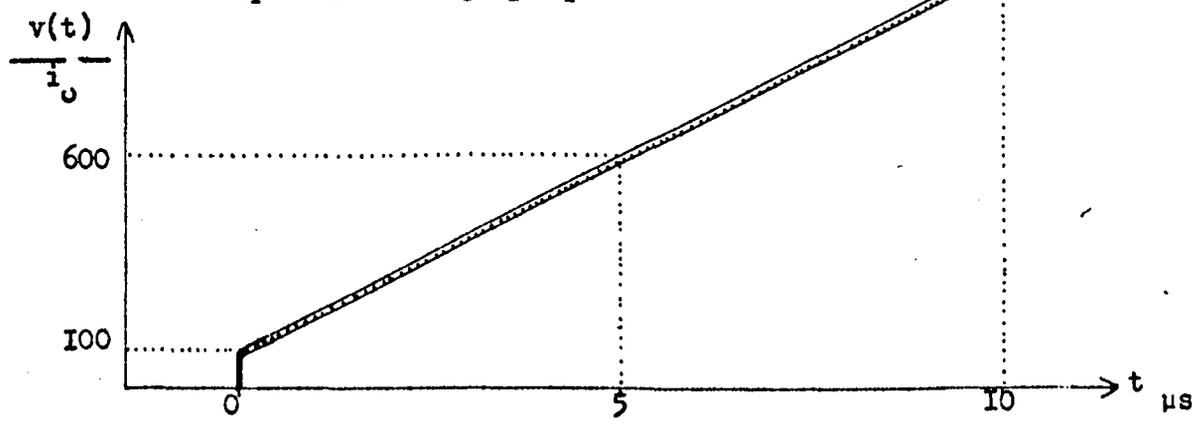


Figure II.233.2

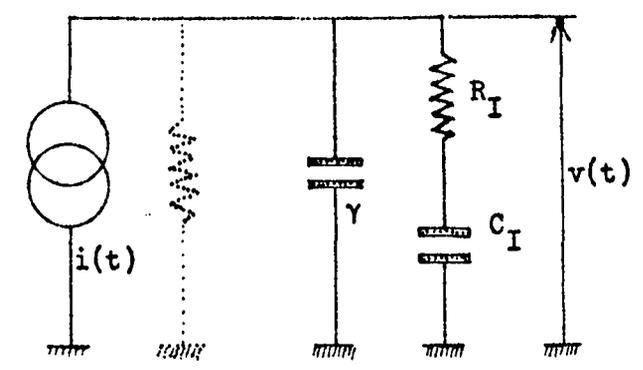


Figure II. 233.1

« Le diélectrique a de la conductivité.

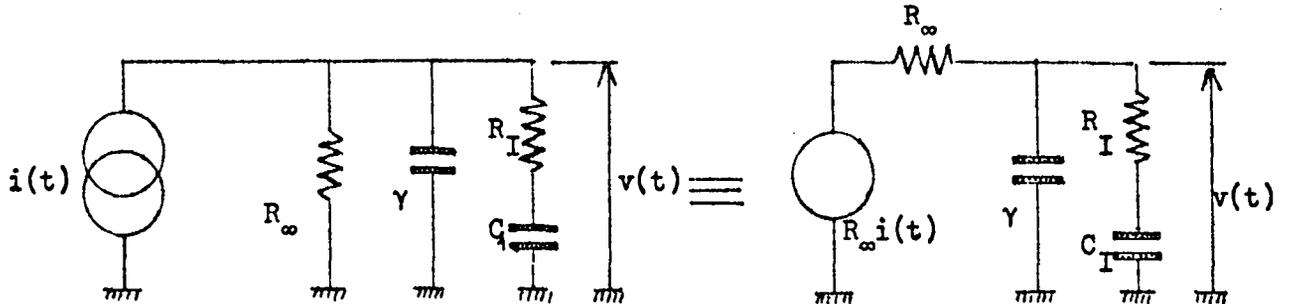


Figure II. 233.3

Nous retrouvons un circuit identique à celui de la figure II.232.4 .
La réponse $v(t)$ à un échelon de courant positif est donc de la forme :

$$v(t)/R_{\infty} i_0 = 1 - A \cdot e^{-\alpha t} - B \cdot e^{-\beta t}$$

$$\text{avec } A + B = 1$$

En pratique α et β sont très différents et la réponse a l'allure d'une exponentielle unique avec un décalage initial Δ .

Représentation graphique :

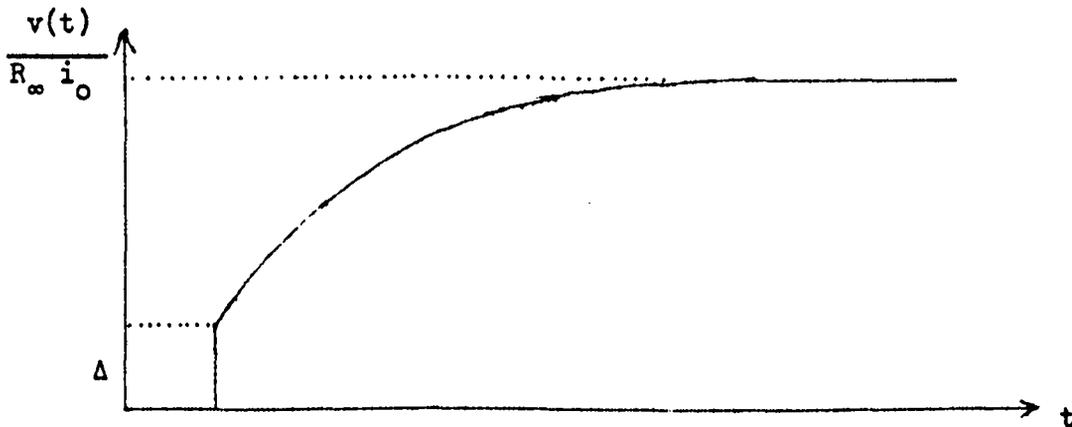


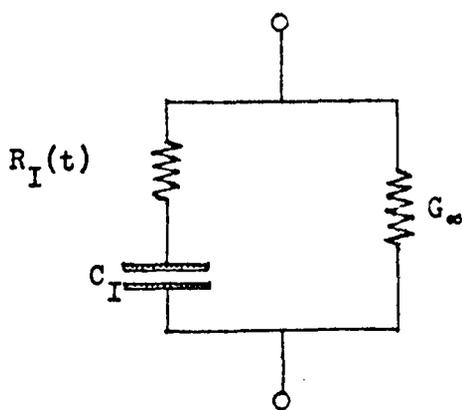
Figure II.233.4

II.2.4. - Cas d'un diélectrique non linéaire.

Le modèle théorique est celui d'un ensemble de cubes régulièrement disposés. Chaque cube est conducteur dans sa masse, mais les parois ne le sont que faiblement ; elles laissent passer un certain nombre de charges électriques lorsqu'un champ extérieur est appliqué.

Nous supposons que la charge d'espace aux parois crée un appauvrissement en porteurs dans la masse des cubes élémentaires (effet non linéaire).

Le schéma électrique équivalent est le suivant : (Fig. II.240.1)



* G_{∞} conductance parallèle représentant l'effet des charges électriques qui traversent en moyenne les parois,

* le dipôle série $R_I(t) - C_I$ traduit quant à lui, le phénomène de charges d'espace. Par hypothèse la résistance R_I dépend de la densité de charges dans le volume élémentaire; elle varie donc au cours du temps.

Figure II.240.1

Considérons deux types de lois de variation pour la résistance R_I :

* une loi linéaire : $R_I(t) = R_{I0} + r.t$

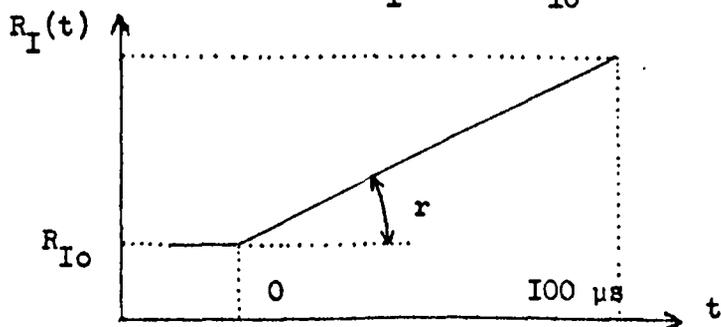


Figure II.240.2

* une loi exponentielle : $R_I(t) = R_{I\infty} - (R_{I\infty} - R_{I0}) \cdot e^{-\alpha t}$

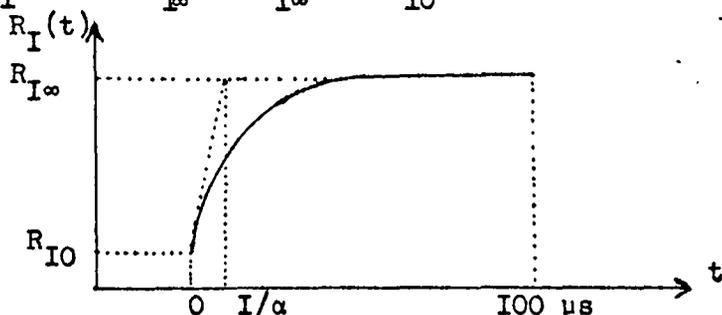


Figure II.240.3

Dans les deux cas, le circuit électrique est le suivant :

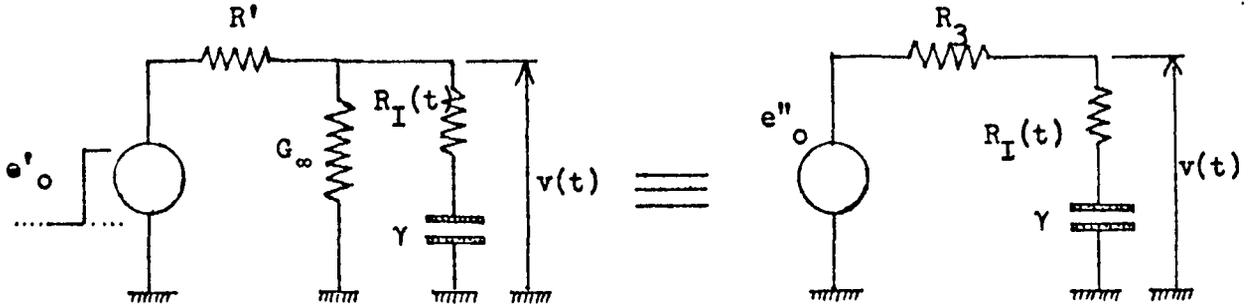


Figure II.240.4 $e''_o = e'_o / (I + R'.G_\infty)$; $R_3 = R' / (I + R'.G_\infty)$

Nous négligeons l'effet parasite de la capacité γ introduite au paragraphe II.2.1.

II.2.4.1. - Premier cas : $R_1(t) = R_{10} + r.t$

Mise en Équation :

$$e''_o = \frac{I}{C_I} \int_0^t i dt + [R_3 + R_{IO} + r.t] \cdot i$$

$$0 = i \cdot \frac{I}{C_I} + r + \frac{di}{dt} \cdot (R_3 + R_{IO}) + r.t \cdot \frac{di}{dt}$$

$$\frac{di}{i} = - \frac{I + C_I \cdot r}{C_I (R_3 + R_{IO}) + C_I r t} dt$$

Equation différentielle du premier ordre à variables séparées qui s'intègre facilement.

pour $t = 0$ $i = \frac{e''_o}{R_3 + R_{IO}}$

d'où $i(t) = \frac{e''_o}{R_3 + R_{IO}} \cdot \frac{I}{\left[I + \frac{r}{R_3 + R_{IO}} t \right] I} + \frac{I}{C_I r}$

La loi d'ohm donne d'autre part :

$$v(t) = e''_o - R_3 \cdot i(t)$$

nous obtenons finalement :

$$\frac{v(t)}{e''_o} = \left[I - \frac{R_3}{R_3 + R_{IO}} \cdot \frac{I}{\left[I + \frac{r}{R_3 + R_{IO}} t \right] I} + \frac{I}{C_I r} \right] \quad \text{II.241}$$

REPRESENTATION GRAPHIQUE DE LA RELATION II.241.

$R' = 525 \Omega$

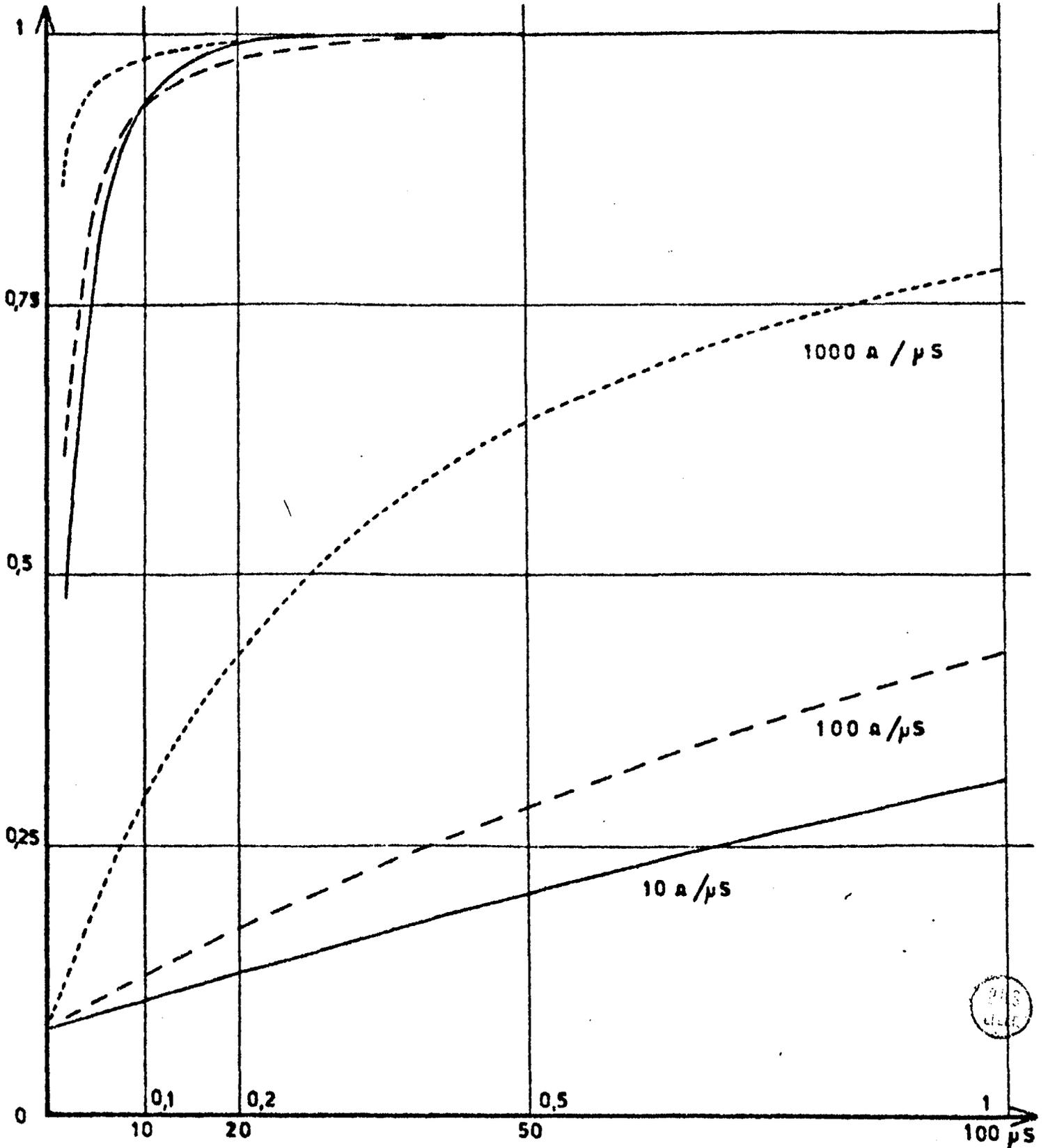
$R_{10} = 30 \Omega$

r : paramètre

$R_{\infty} = 1000 \Omega$

$C_1 = 10 \text{ nF}$

$R_3 = 344 \Omega$



II.2.4.2. - Deuxième cas : $R_1(t) = R_1 - (R_{1\infty} - R_{10}) \cdot e^{-\alpha t}$.

Mise en équation.

$$e''_0 = \frac{I}{C_I} \int_0^t i dt + [R_3 + R_I(t)] \cdot i$$

$$0 = \frac{i}{C_I} + R_3 \frac{di}{dt} + \frac{dR_I(t)}{dt} \cdot i$$

$$R_I(t) = R_{I\infty} - (R_{I\infty} - R_{I0}) e^{-\alpha t}$$

d'où :

$$\frac{di}{i} = \frac{I + \alpha C_I (R_{I\infty} - R_{I0}) e^{-\alpha t}}{C_I (R_{I\infty} - R_{I0}) e^{-\alpha t} - C_I (R_3 + R_{I\infty})} dt$$

équation différentielle du premier ordre à variables séparées qui s'intègre facilement.

Sachant que pour $t = 0$

$$i = \frac{e''_0}{(R_3 + R_{I0})}$$

La loi d'ohm donne d'autre part :

$$v(t) = e''_0 - R_3 i(t)$$

et finalement nous obtenons :

$$v(t) = e''_0 \cdot \left[I - \frac{R_3 \cdot (R_3 + R_{I0})^{\frac{I}{\alpha a}}}{(R_3 + R_I(t))^{\frac{I}{\alpha a}} + I} e^{-\frac{t}{a}} \right]$$

(II.242.)

avec $a = C_I (R_3 + R_{I\infty})$

REPRESENTATION GRAPHIQUE DE LA RELATION II.242

$R' = 525 \Omega$

$R_{10} = 30 \Omega$

① $R_{1-} = 10^4 \Omega$; $1/\alpha = 100 \mu s.$

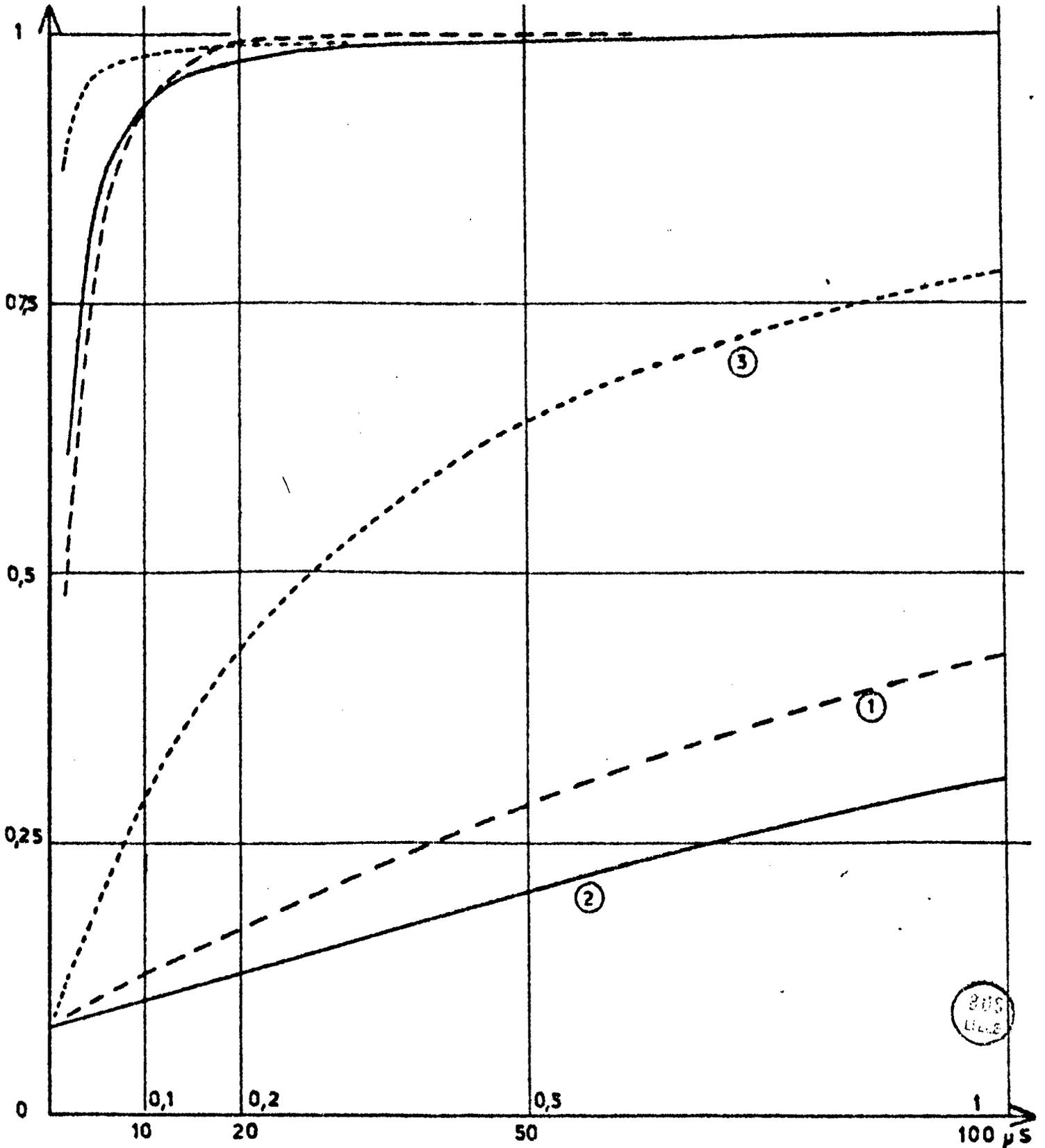
$R_{-} = 10000 \Omega$

$C_1 = 10 \text{ nF.}$

② $R_{1-} = 10^4 \Omega$; $1/\alpha = 1 \text{ ns.}$

$R_3 = 344 \Omega$

③ $R_{1-} = 10^5 \Omega$; $1/\alpha = 100 \mu s.$



II.2.5. - Cas d'un diélectrique possédant plusieurs domaine de relaxation de type Maxwell-Wagner non distribués.

Nous limiterons l'étude à trois mécanismes de polarisation interfaciale, caractérisés par une même amplitude et des fréquences différentes.

Le modèle peut être constitué par trois lots égaux de sphères conductrices et géométriquement identiques, noyées dans un milieu peu conducteur (σ_1). Chaque lot a une conductivité propre ($\sigma_2, \sigma_3, \sigma_4$) et la répartition est uniforme. Figure II.25.1.

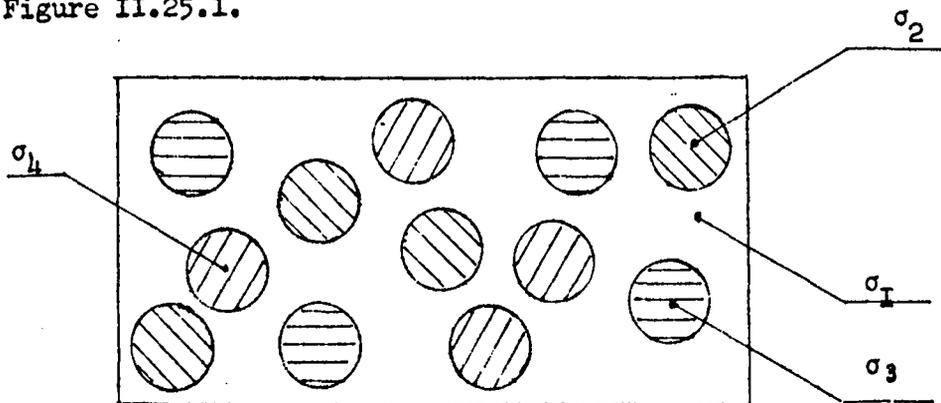


Figure II.25.1

Si l'effet de γ est négligeable, le schéma électrique équivalent est formé de trois dipôles série $R_i - C_i$ et d'une conductance G_∞ , le tout placé en parallèle. Puisque, par hypothèse, les domaines ont même amplitude, les trois capacités doivent être prises de même valeur C . Par contre, les résistances R_1, R_2, R_3 sont inversement proportionnelles aux conductivités $\sigma_2, \sigma_3, \sigma_4$. G_∞ traduit l'effet de la conductivité dans la masse σ_1 .

Le circuit à étudier est donc le suivant :

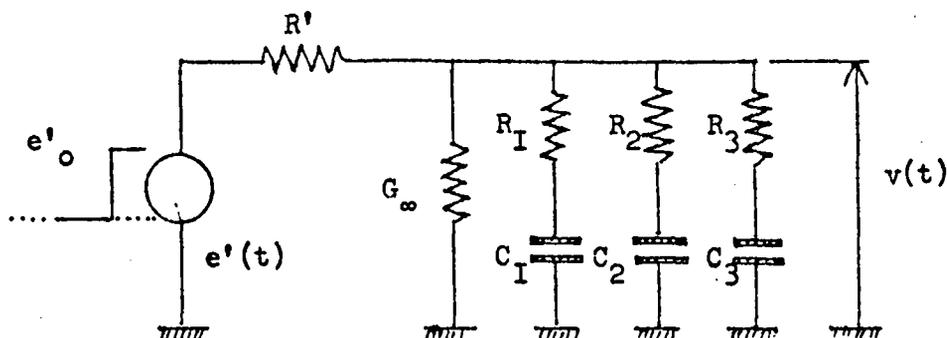


Figure II.25.2

Appliquons un échelon de tension positif $e'(t)$. La fonction de transfert est du quatrième ordre, donc difficile à calculer analytiquement par la transformée de Laplace. Nous pouvons, néanmoins, résoudre le problème à l'aide d'une calculatrice analogique; la méthode est rapide et présente l'énorme avantage de visualiser la résultat; cependant il y a lieu généralement d'effectuer un changement de variable et une translation dans le temps pour entrer les données sur le calculateur.

Une autre méthode, plus directe encore, consiste à simuler le réseau par des éléments discrets, câblés avec soin pour éviter les couplages capacitifs parasites, et sur lesquels nous appliquons le signal réel. La réponse précise est relevée point par point à l'aide d'un dispositif d'échantillonnage, par exemple.

La figure II.25.3 donne la forme de la réponse dans le cas particulier où $\sigma_3 = 10 \sigma_2 = 100 \sigma_1$.

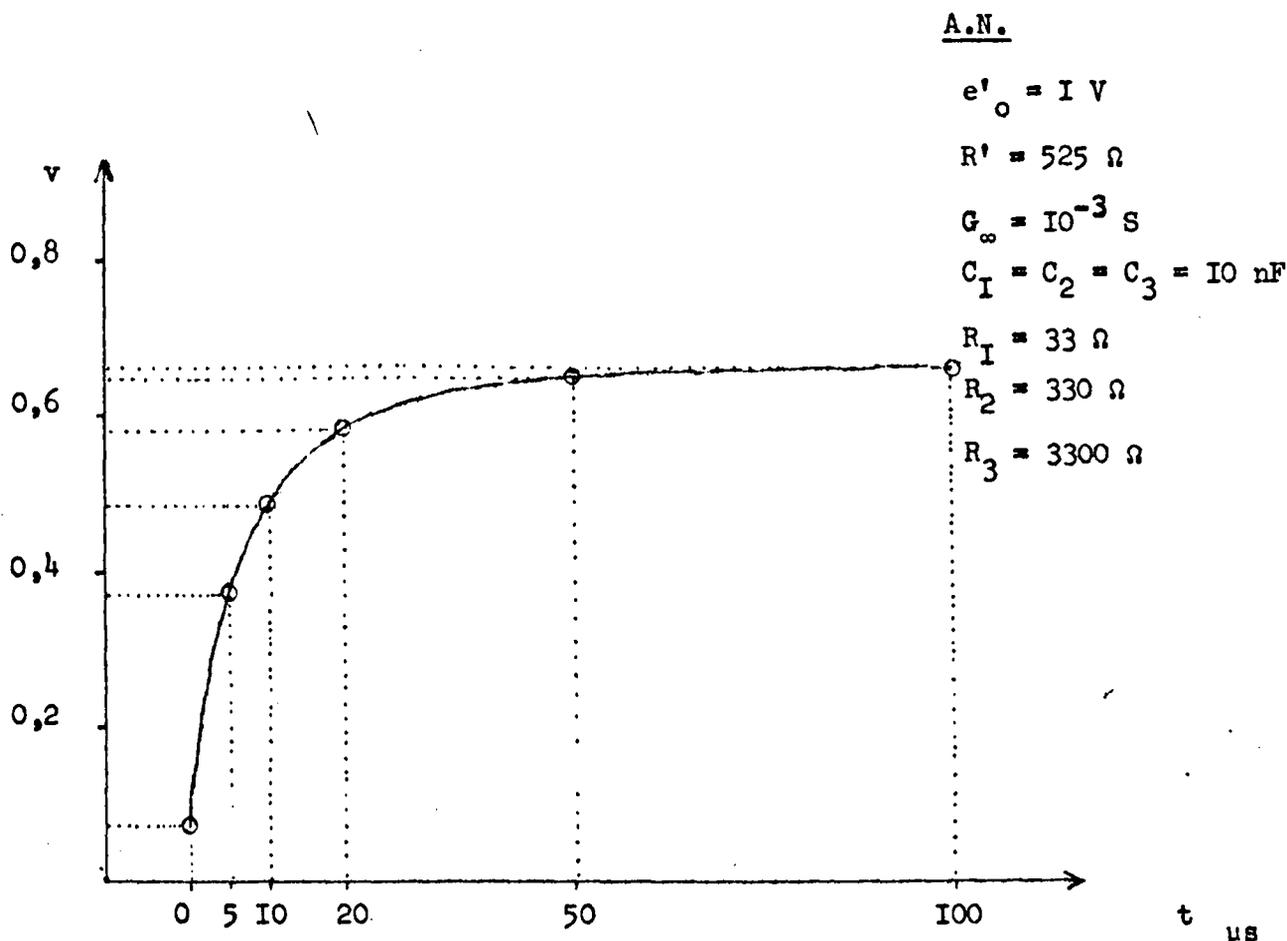


Figure II.25.3

II.3. - APPLICATION A LA MESURE DES TISSUS VIVANTS

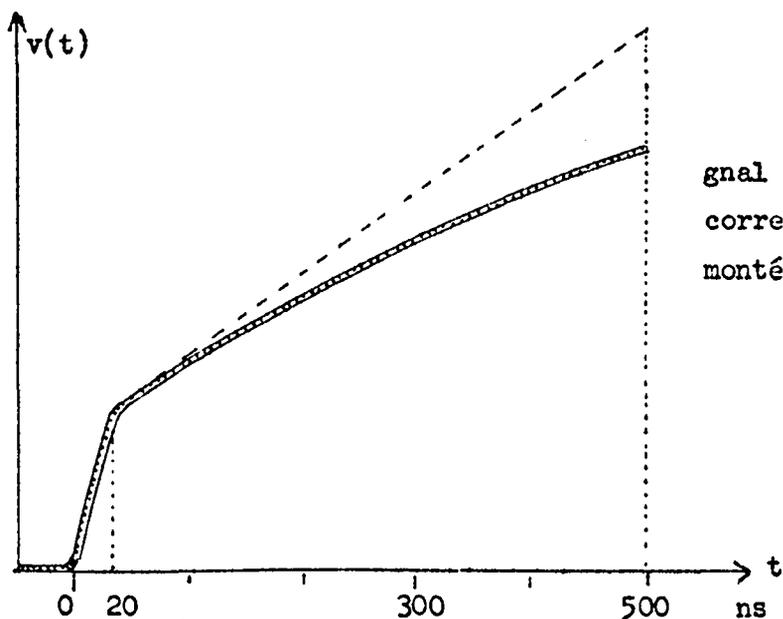
Plaçons la cellule dans un échantillon de tissu végétal et appliquons au dispositif le signal délivré par le générateur. Nous observons une forme d'onde que nous allons décrire.

Les impulsions du générateur sont de polarité alternée (§.II.I) ; l'expérience montre que les alternances positives et négatives de la réponse sont parfaitement symétriques et contiennent chacune toute l'information sur la diélectrique ; il nous suffira donc d'étudier une demi-période du signal ; choisissons par exemple la demi-période positive.

Nous prenons l'origine des temps au moment où la tension d'entrée parvient à 10 % de son niveau haut. Le montage est celui de la planche II.I.

II.3.I. - Description du signal réponse

Considérons tout d'abord le début du signal ($0 < t < 500$ ns) ; figure II.3I.I.



Pour t inférieur à 20 ns, le signal croît très vite ; cette période correspond sensiblement au temps de montée de l'impulsion du générateur.

Figure II.3I.1.

Puis nous constatons une diminution caractéristique de pente (pente 10 à 20 fois plus faible dans l'exemple choisi).

La courbe croît ensuite beaucoup moins vite qu'une exponentielle de même pente à l'origine (courbe en pointillé sur la figure II.3I.1.)

Quant t augmente un phénomène de saturation apparaît ; le rapport $\frac{v(t)}{e'}$ tend vers une valeur notablement inférieure à l'unité (figure II.3I.2.).

Lorsque la tension d'entrée retombe à zéro (pour $t = 100 \mu s$) le signal commence à décroître très vite pendant un temps de l'ordre de 20 ns, puis il y a changement de pente et décroissance plus lente vers la tension nulle.

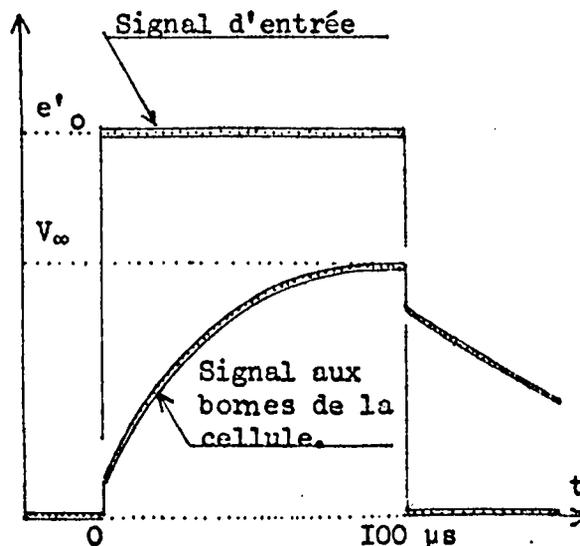


Figure II.3I.2.

Résumé des caractéristiques du signal (fig.II.3I.3.)

- saut de tension (croissance rapide) identique au début et à la fin de chaque impulsion
- "charge" du diélectrique beaucoup moins rapide qu'une exponentielle
- amplitude de saturation inférieure à l'amplitude de l'impulsion.

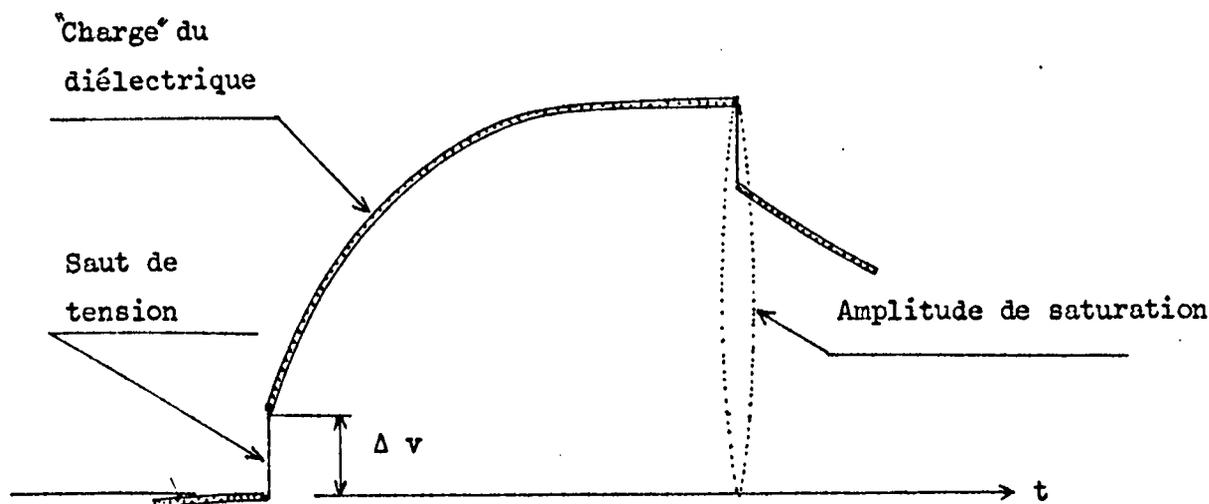


Figure II.3I.3.

II.3.2. - Interprétation du signal

La saut de tension Δv au moment de la montée et de la descente de l'impulsion est caractéristique de l'établissement presque instantané d'un gradient de potentiel au sein de l'échantillon. L'expérience montre que si nous faisons varier l'amplitude du générateur, Δv est une fonction linéaire de cette amplitude. Compte tenu du résultat des paragraphes II.2.I. et II.2.2. nous pouvons conclure qu'au moment des transitions du signal d'entrée l'échantillon se comporte comme une résistance presque pure.

En fait l'analyse très fine, à l'aide d'un comparateur différentiel de la réponse donnée par l'échantillon et de celle d'une résistance pure révèle un léger effet capacitif (figure II.32.I.)

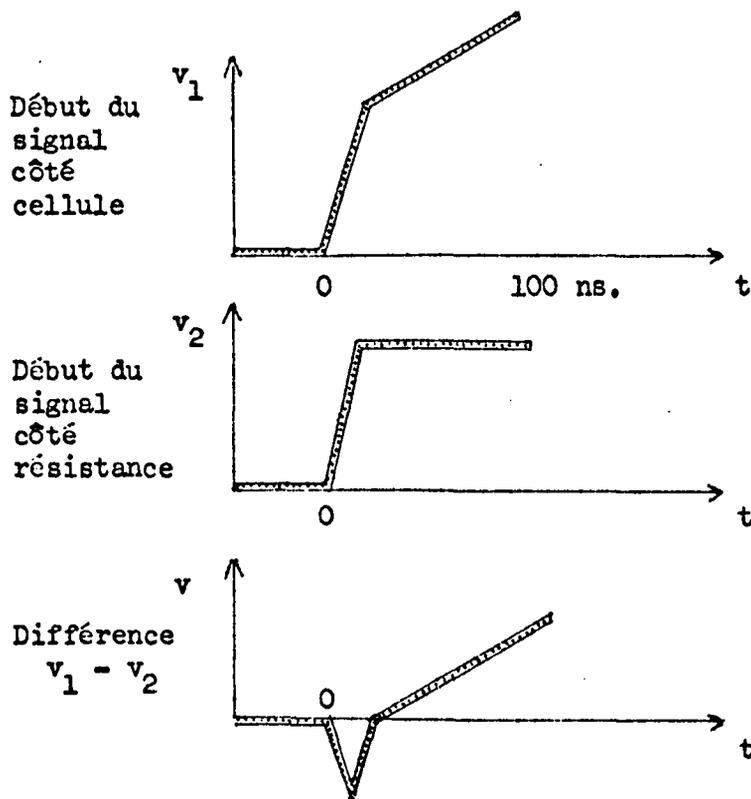


Figure II.32.I.

La "charge" du diélectrique pendant la durée d de l'impulsion ne peut être confondue avec un quelconque phénomène d'électrode. Liée à un déplacement d'ions au voisinage des parois, la polarisation des électrodes s'établit lentement; même pour des liquides très dissociés en ions, elle ne peut atteindre en une centaine de microsecondes une amplitude de l'ordre de 15 fois le saut de tension Δv , comme c'est le cas ici. Nous avons pensé pendant un certain temps qu'il s'agissait d'un effet parasite dû à l'hétérogénéité des contacts électrode-milieu tissulaire. En fait lorsque nous disposons entre l'échantillon et les électrodes un gel colloïdal conducteur, la phase liquide présente à la surface d'un végétal disséqué n'existe plus et cependant le phénomène en question se reproduit fidèlement. Il semble donc que nous soyons en présence d'un mécanisme propre à la structure des tissus vivants.

Détruisons cette structure, supprimons la vie, que se passe-t-il ? Nous avons fait croître progressivement la température jusqu'à 100°C . De la sorte toutes les cellules du tissu ont perdu leurs propriétés d'échange et leur

individualité ; les cloisons celluloses inter-cellulaires sont décomposées. Nous avons constaté alors que la polarisation observée sur l'échantillon à l'état vivant n'existait plus ; par contre l'amplitude du saut de tension Δv demeurait du même ordre de grandeur. Le phénomène traduit bien une conductivité au niveau des cellules vivantes : les charges électriques mises en mouvement par le champ s'accumulent aux interfaces cellulaires ; un état d'équilibre se crée au bout d'un temps de l'ordre de 100 microsecondes et la tension cesse de croître. A notre avis, l'explication de cette saturation tient à la nature non bloquante des parois cellulaires : l'accroissement de la charge d'espace étant limitée par la diffusion des porteurs de charge d'une cellule à l'autre.

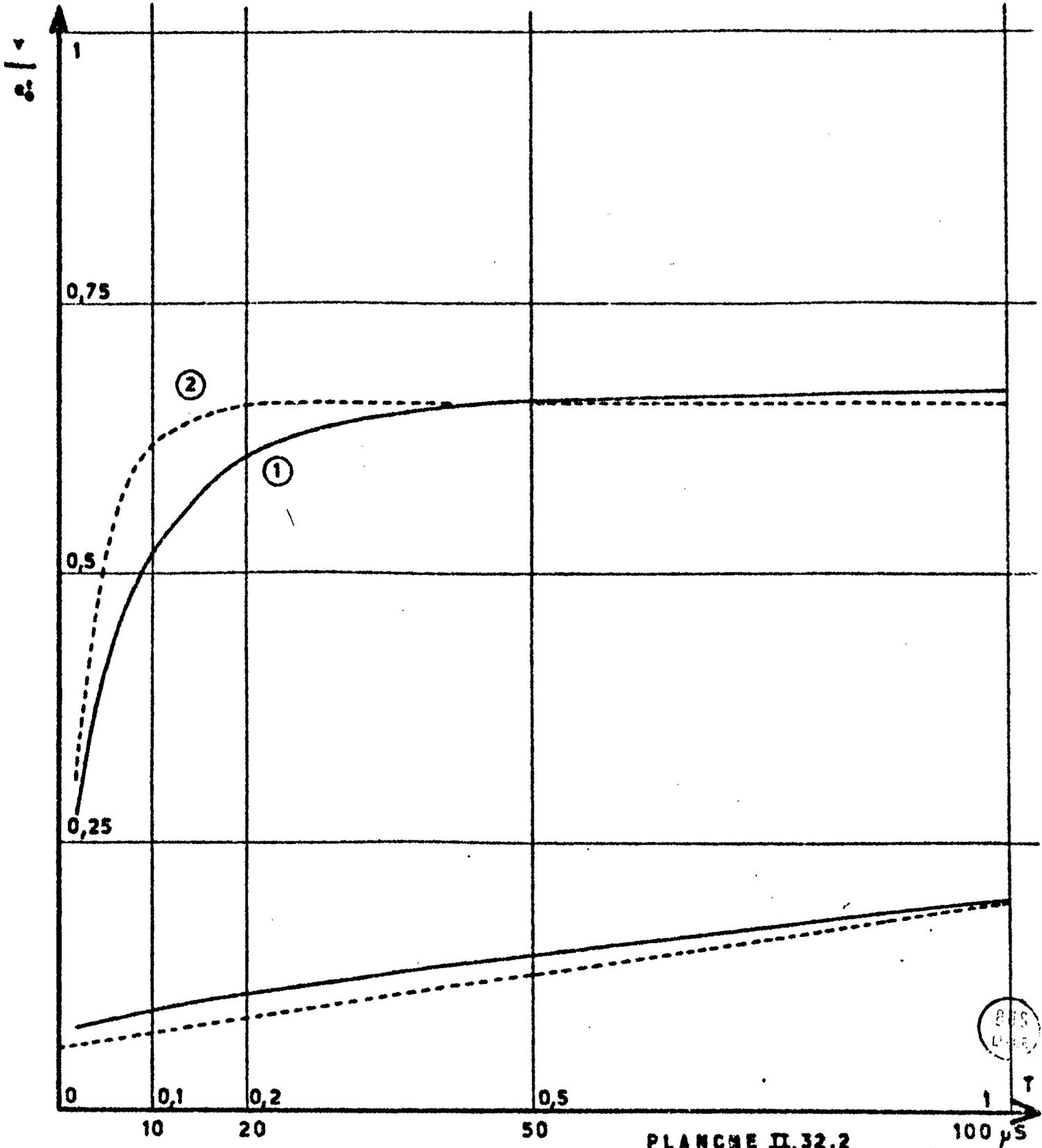
Nous avons étudié au paragraphe II.2.3. un modèle théorique de polarisation interfaciale. Si l'effet de la capacité haute fréquence du diélectrique est négligeable, le mécanisme Maxwell-Wagner se manifeste par une charge exponentielle de constante de temps unique. Or nous observons sur l'échantillon un signal dont la croissance, moins brutale que celle d'une exponentielle, est étalée sur toute la durée d de l'impulsion.

Deux hypothèses explicatives ont été envisagées :

Dans la première, nous supposons que le milieu n'est pas linéaire. Partant du schéma électrique étudié au paragraphe II.2.4. et des relations II.241. et II.242 nous avons recherché une solution numérique qui puisse rendre compte de la forme du signal expérimental ; nous n'y sommes pas parvenu : les courbes théoriques obtenues demeurent dans tous les cas notablement différentes (planche II.32.2.). En outre deux constatations expérimentales semblent écarter définitivement toute interprétation basée sur la non-linéarité du matériau : ce sont, d'une part l'égalité des sauts de tension Δv au début et à la fin de chaque impulsion et, d'autre part, la constance du rapport $\Delta v/e'_0$ en fonction de l'amplitude e'_0 du signal impulsionnel.

La deuxième hypothèse est relative à plusieurs mécanismes de polarisation interfaciale ; le cas de trois domaines a été présenté au paragraphe II.2.5. Nous avons constaté qu'il fallait choisir des capacités C_1, C_2, C_3 de même ordre de grandeur et des résistances R_1, R_2, R_3 de valeurs très différentes pour simuler

- ① COURBE EXPERIMENTALE : Echantillon de pouce de terre T. ambiante.
- ② COURBE CALCULEE par la relation II.241 .



correctement les courbes expérimentales ; il faut en conclure que les mécanismes envisagés concernent une structure cellulaire unique et que la conductivité à l'intérieur de chaque cellule élémentaire peut varier dans une large gamme. Le tableau II.32.3. illustre les résultats obtenus pour un échantillon de pomme de terre à la température ambiante. Le circuit de simulation comporte trois résistances séries R , IO R , IOO R ; la conductivité cellulaire prend donc en première approximation trois valeurs différentes (I - IO - IOO). Une telle dispersion de conductivité à l'intérieur d'un tissu d'apparence très homogène est assez surprenante. D'autres hypothèses restent plausibles pour l'interprétation de cette information.

II.3.3. - Résumé des grandeurs électriques mesurées

Le saut de tension Δv peut être relié à la conductivité cellulaire moyenne. Un étalonnage de la cellule de mesure avec des liquides de conductivité connu rend possible des mesures absolues de cette grandeur.

$$\sigma = \frac{k}{\frac{R' \cdot \Delta v}{e'_0 - \Delta v}}$$

k : facteur de cellule en m^{-1}

e'_0 : amplitude crête de l'impulsion du générateur

R' : résistance d'injection (compte tenu de l'impédance interne du générateur)

L'amplitude de saturation V_∞ renferme une information sur la diffusion lente des porteurs électriques (conductivité apparente σ')

$$\sigma' = \frac{k}{\frac{R' \cdot V_\infty}{e'_0 - V_\infty}}$$

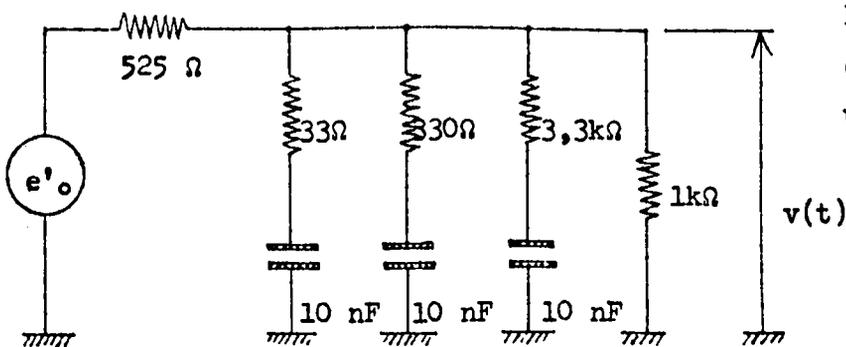
En ce qui concerne l'information sur la structure cellulaire nous ne pouvons donner qu'un ordre de grandeur du plus petit temps de relaxation τ . Il suffit pour cela d'apprécier la constante de temps à l'origine de la courbe. Le produit $\tau \sigma$ varie avec l'amplitude des mécanismes de polarisation ; à ce titre il est porteur d'une information sur la géométrie des parois cellulaires. Des mesures comparatives peuvent être facilement effectuées.

Tableau II.32.3

Temps μs	$\frac{v(t)}{e'_o}$		Différence %
	Echantillon de pomme de terre T°_c ambiante	Circuit de simulation	
0,1	0,085	0,065	24
0,2	0,105	0,08	24
0,5	0,145	0,115	21
1	0,195	0,165	16
2	0,275	0,235	15
5	0,405	0,37	9
10	0,515	0,485	6
20	0,605	0,58	3
50	0,660	0,65	1,5
100	0,665	0,655	1,5

Circuit de simulation

Remarque



Le choix limité des éléments discrets R et C ne permet pas une meilleure simulation.

III- ETUDE TECHNOLOGIQUE DU DISPOSITIF DE MESURE

Le prototype d'appareil à réaliser doit posséder de nombreuses qualités

- simplicité de mise en oeuvre, l'utilisateur de l'appareil n'est généralement pas un spécialiste des dispositifs électroniques.
- faible prix de revient
- autonomie : l'appareil doit posséder un pilote interne et ses propres alimentations ; la lecture de l'information pouvant se faire au moyen d'un appareil de mesure classique (contrôleur, table traçante, voltmètre électronique, oscilloscope)
- mobilité de la tête de mesure c'est-à-dire encombrement réduit et liaison par câble souple au corps de l'appareil (mesure "in situ")
- fonctionnement automatique ; pour mesures rapides de phénomènes évolutifs ; possibilité de sortir les informations sur une chaîne d'enregistrement numérique (voltmètre numérique codé - imprimante)

Ces différents critères ont servi de référence pour l'élaboration des choix et des modes de réalisation.

Le dispositif comporte trois parties :

- le générateur d'impulsion
- le capteur et la tête de mesure
- l'analyseur de la forme d'onde.

Elles feront l'objet respectivement des trois paragraphes suivants .

III.I. - LE GENERATEUR D'IMPULSIONS

III.I.I. - Cahier des charges

Le signal impulsionnel alterné comporte trois états logiques : le niveau de repos "0" correspondant à une tension nulle par rapport au potentiel de référence, les états de travail "+ I" et "- I" relatifs à des tensions de même amplitude mais de polarité différente. Afin d'éliminer les risques de polarisation aux électrodes la largeur des impulsions ne peut excéder 0,1 ms. Quant à la durée de l'état zéro, elle doit être grande devant celle des impulsions (états "+ I" ou "- I") : un facteur 10 est souhaitable. Ceci correspond à une période de récurrence d'impulsions de même polarité de 2 ms. Il n'y a pas d'inconvénient sur le plan du principe à augmenter cette période de répétition ; cependant pour visualiser les impulsions ou le signal réponse à l'oscilloscope il y a intérêt à ce que la fréquence soit suffisante ; par ailleurs la vitesse d'analyse du signal dépend directement de cette fréquence. L'amplitude des impulsions est fonction de la sensibilité de l'analyseur de la forme d'onde ; dans les exemples numériques donnés au chapitre II nous avons montré que le rapport du saut de tension Δv sur la tension de sortie du générateur e'_0 était de l'ordre de quelques centièmes. En choisissant $e'_0 \approx 4$ V, nous obtiendrons une mesure de Δv à 1 % près si l'analyseur est sensible au millivolt. Rappelons enfin que l'impulsion doit avoir un temps de montée et de descente très bref, de l'ordre de 10 à 20 ns. Le générateur est adapté sur 50 Ω (impédance interne = 50 Ω) ; la tension e'_0 est mesurée aux bornes d'une charge de même valeur.

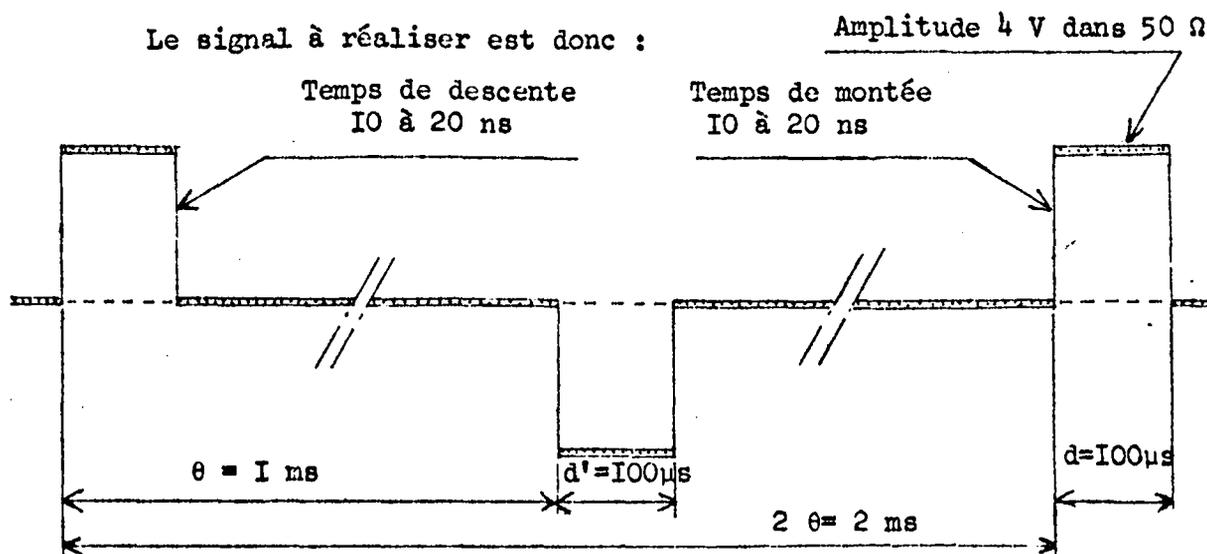


Figure III.II

III.I.2. - Principe de réalisation : étude critique

On peut envisager deux grands groupes de méthode :

- dans la méthode digitale les différentes unités de temps du signal sont obtenues à partir d'une fréquence pilote par division de cette fréquence.
- dans la méthode analogique les durées d , d' , θ , 2θ sont fabriquées séparément à l'aide de systèmes à constante de temps tel le multivibrateur monostable ou de dispositifs à relaxation comme le multivibrateur astable.

Les techniques digitales permettent la précision et la stabilité tandis que les méthodes analogiques offrent la simplicité et la possibilité de faire varier de façon continue les durées.

III.I.2.I. - Etude d'un générateur d'impulsion par la méthode digitale

Un oscillateur pilote fournit l'unité de temps de base c'est-à-dire ici la durée de l'impulsion : $100 \mu\text{s}$; sa fréquence est donc 10 kHz . La période 2θ du signal sera un multiple entier binaire 2^n de $100 \mu\text{s}$. La logique du dispositif comprend n multivibrateurs bistables utilisés en division de fréquence et deux autres bistables fonctionnant en mémoire ; les impulsions positives et négatives ainsi obtenues sur deux voies distinctes sont mises en forme, amplifiées séparément puis mélangées dans un $T\bar{C}$ 50Ω

GENERATEUR D'IMPULSION TYPE DIGITAL

SCHEMA FONCTIONNEL

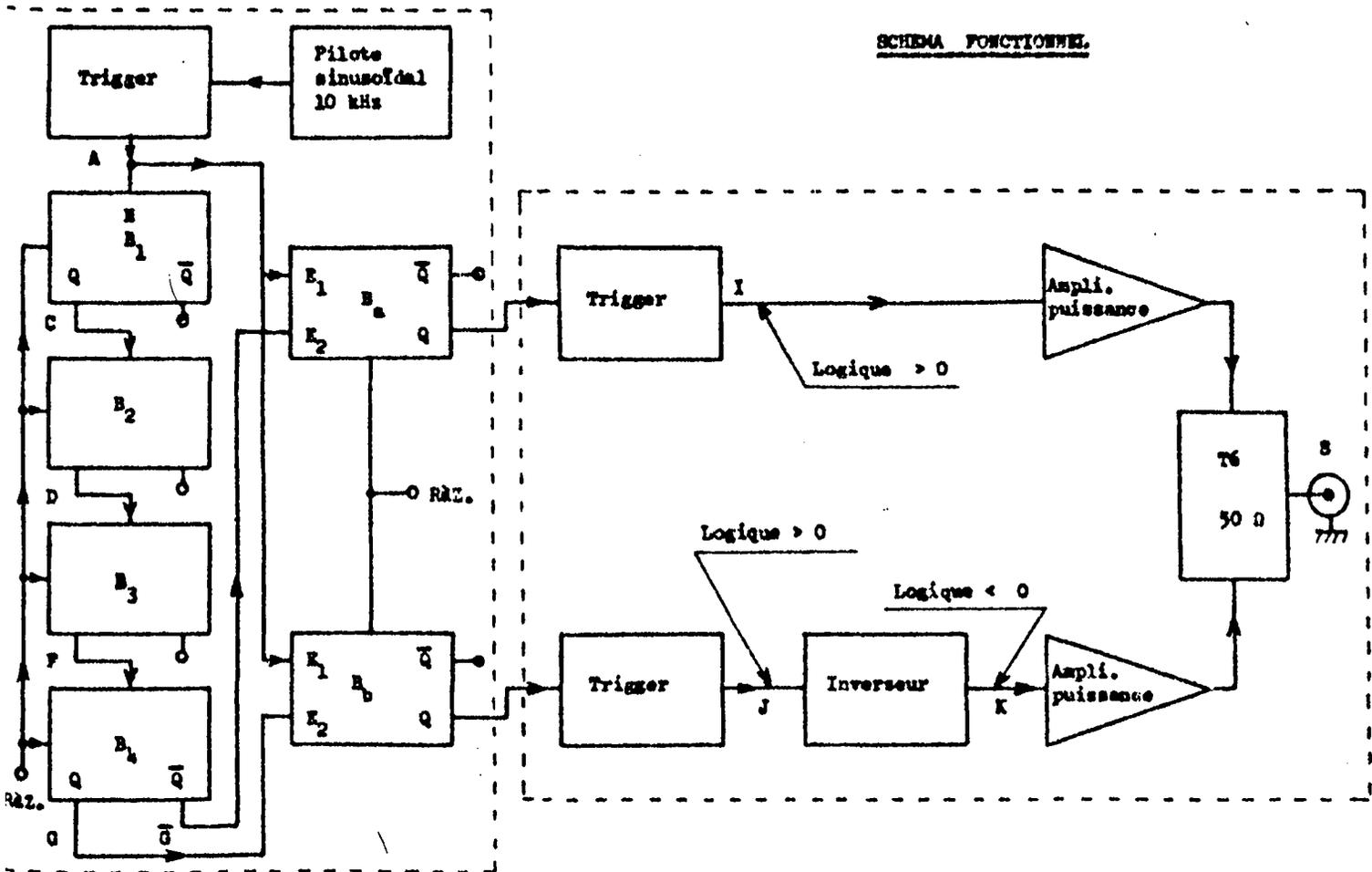
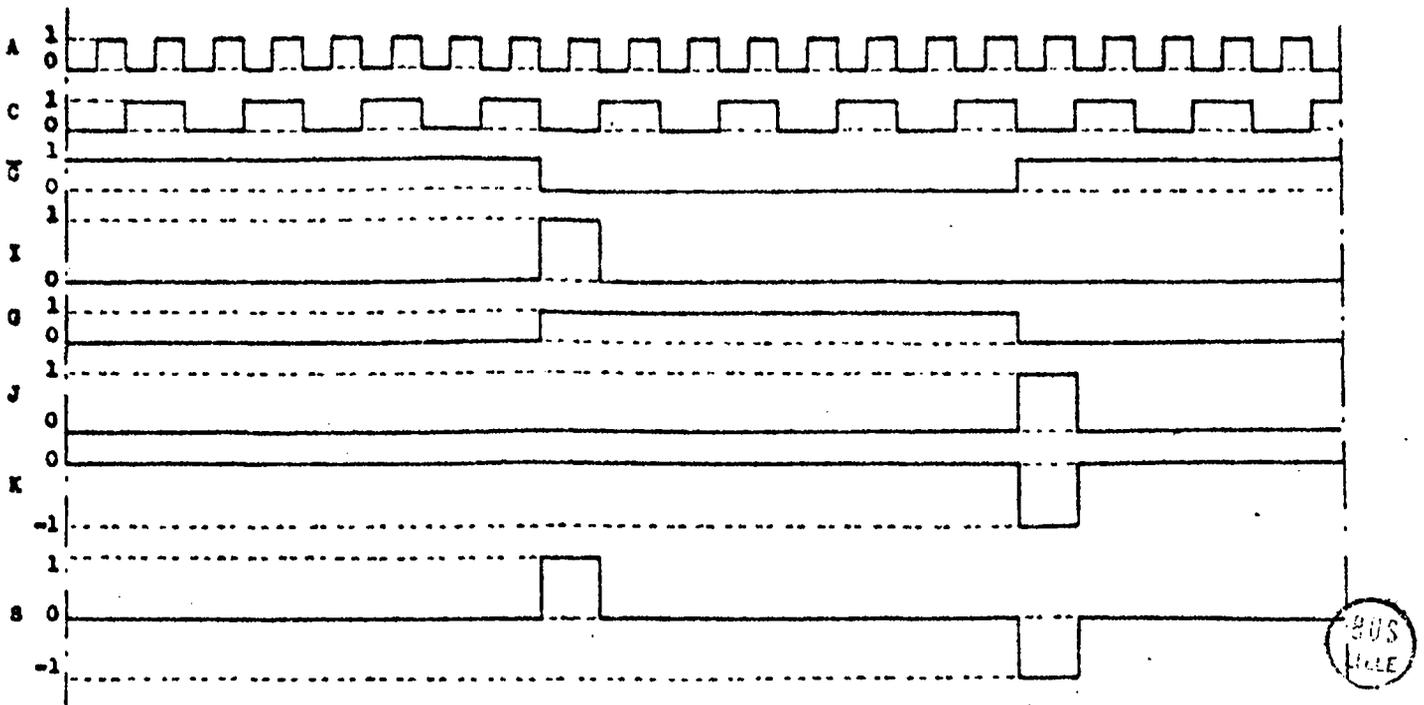


DIAGRAMME DES PHASES



Etat initial des bistables : 0

- Les bistables basculent sur les transitions "1 → 0"

Figure III.121.

Fonctionnement (fig. III.121)

Dans l'exemple choisi, il y a quatre bistables en division de fréquence. La période du signal résultant sera donc égale à 2^4 fois la période du pilote ; soit : $16 \times 100 \mu s = 1,6 \text{ ms}$.

Le créneau A est appliqué en permanence d'une part à la chaîne de division de fréquence, d'autre part aux entrées E_1 des bistables mémoires. De cette façon à la première transition "I \rightarrow O" du pilote, les bistables B_a et B_b basculent dans l'état "O", s'il n'y sont pas déjà, et y restent jusqu'à ce qu'une transition "I \rightarrow O" soit appliquée cette fois sur les entrées E_2 ; les bistables B_a et B_b passent alors dans l'état "I" respectivement au milieu et à la fin de la période du bistable B_4 ; la première transition "I \rightarrow O" du pilote ramène B_a et B_b à l'état "O" et le cycle recommence. Nous obtenons donc en sortie de B_a et B_b des impulsions de $100 \mu s$ décalées les unes par rapport aux autres du temps θ .

Il apparaît une ambiguïté de fonctionnement des bistables mémoires car les entrées E_1 et E_2 semblent soumises au même moment à une transition "I \rightarrow O" ; en fait la transition "I \rightarrow O" du bistable B_4 survient après un retard d'une quarantaine de nanosecondes par rapport à la transition "I \rightarrow O" du signal A ; ce retard constitue le délai de transmission du signal à travers la chaîne de division (B_1, B_2, B_3, B_4)

AVANTAGES ET INCONVENIENTS

Le principal avantage réside dans l'égalité de la durée d'impulsion ($d = d'$), la symétrie parfaite du signal et la stabilité des temps. En modifiant la fréquence du pilote sinusoïdal, il est possible de faire varier la largeur des impulsions sans toutefois changer le rapport cyclique $d/2\theta$. Il est aisé également de donner plusieurs valeurs discrètes : $2^3, 2^4, 2^5$ à ce rapport ; il suffit de commuter les entrées E_2 de B_a et B_b aux sorties complémentaires de B_3, B_4 ou B_5 .

En contre partie cette logique nécessite de nombreux circuits notamment lorsque le rapport cyclique est grand. L'encombrement des circuits peut être considérablement réduit par l'utilisation de bistables J,K en technologie intégrée ; cependant le pilote, les différents triggers et les deux amplificateurs de sortie seront nécessairement câblés en éléments discrets.

III.I.2.2. - Générateur d'impulsion obtenu à partir de signaux analogiques

Il existe de multiples façons de réaliser ce générateur d'impulsions. Plusieurs principes ont été envisagés. Nous n'allons ici en détailler qu'un seul ; celui que nous avons adopté pour le dispositif de mesure ; nous nous efforcerons ensuite de justifier ce choix.

L'idée de base de ce générateur est de déterminer en une seule fois par le pilote les deux durées qui définissent le signal, à savoir : la durée d de l'impulsion et la durée θ de chaque alternance ; ainsi les deux alternances du signal, produites à partir du même circuit auront la meilleure symétrie possible.

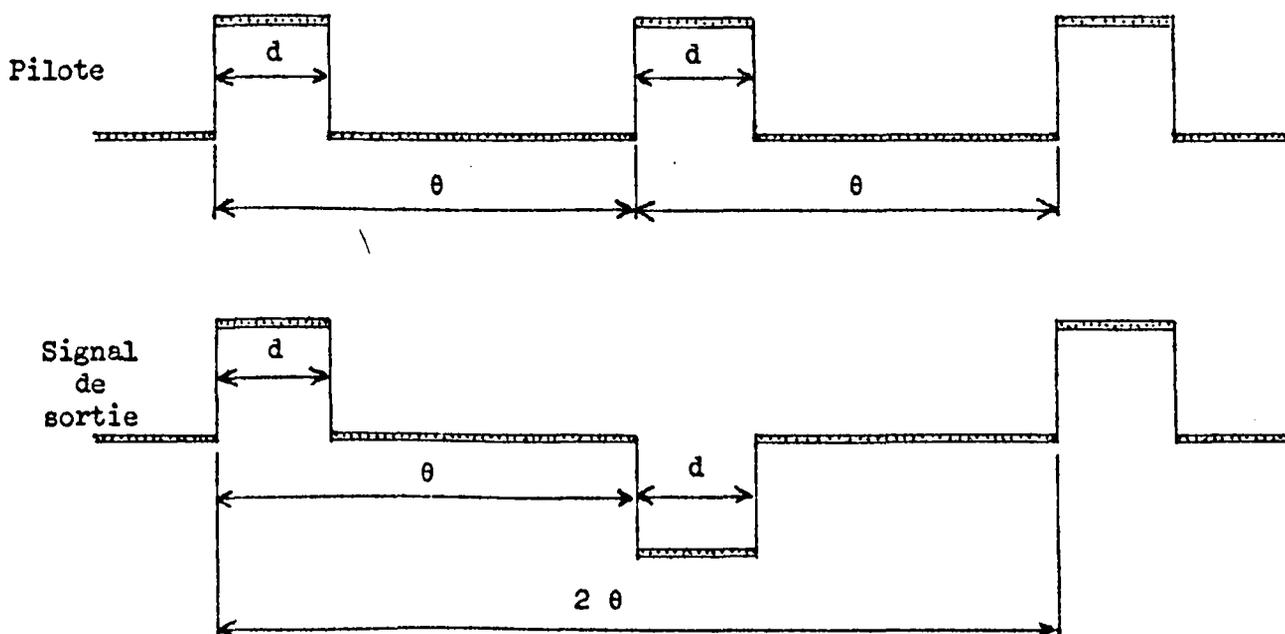
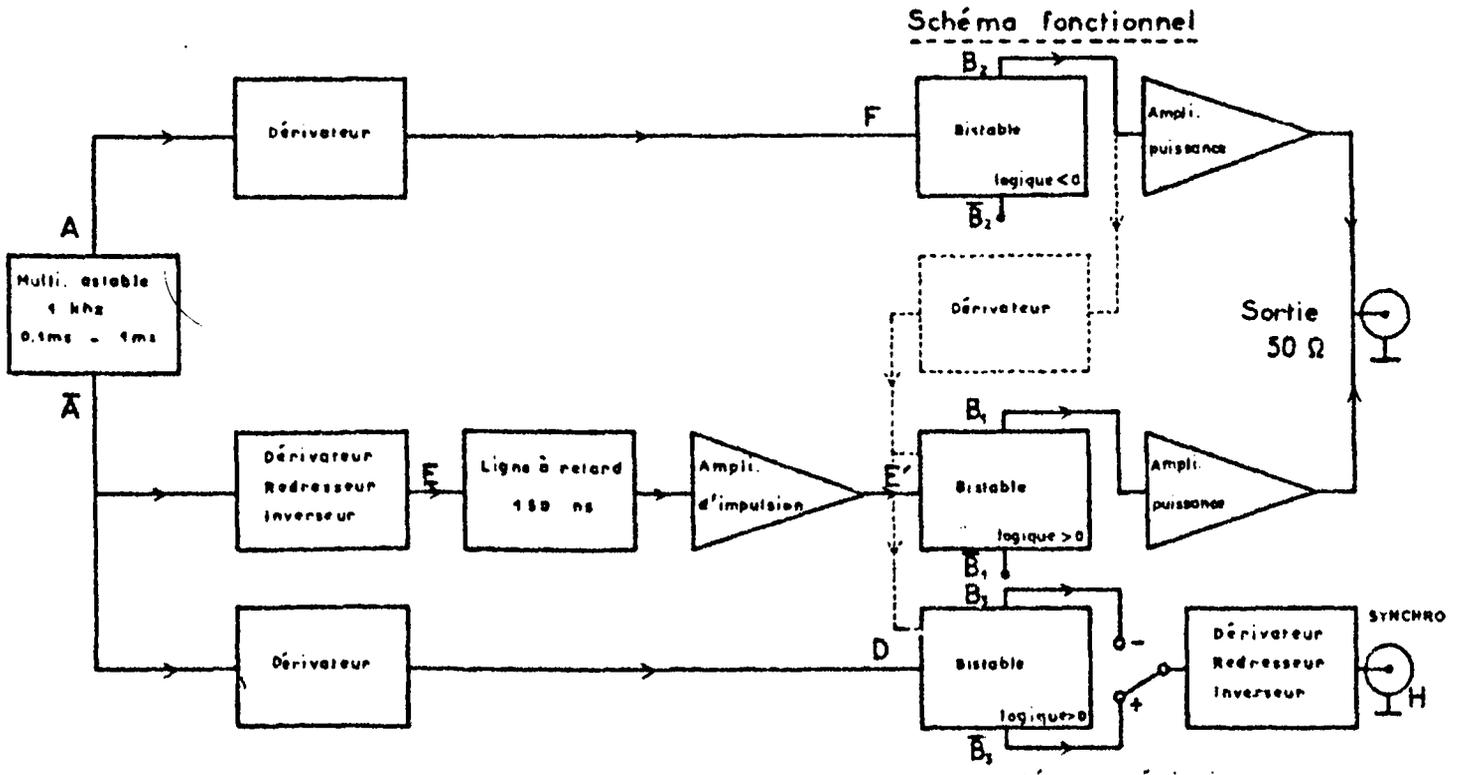


Figure III.I22.I

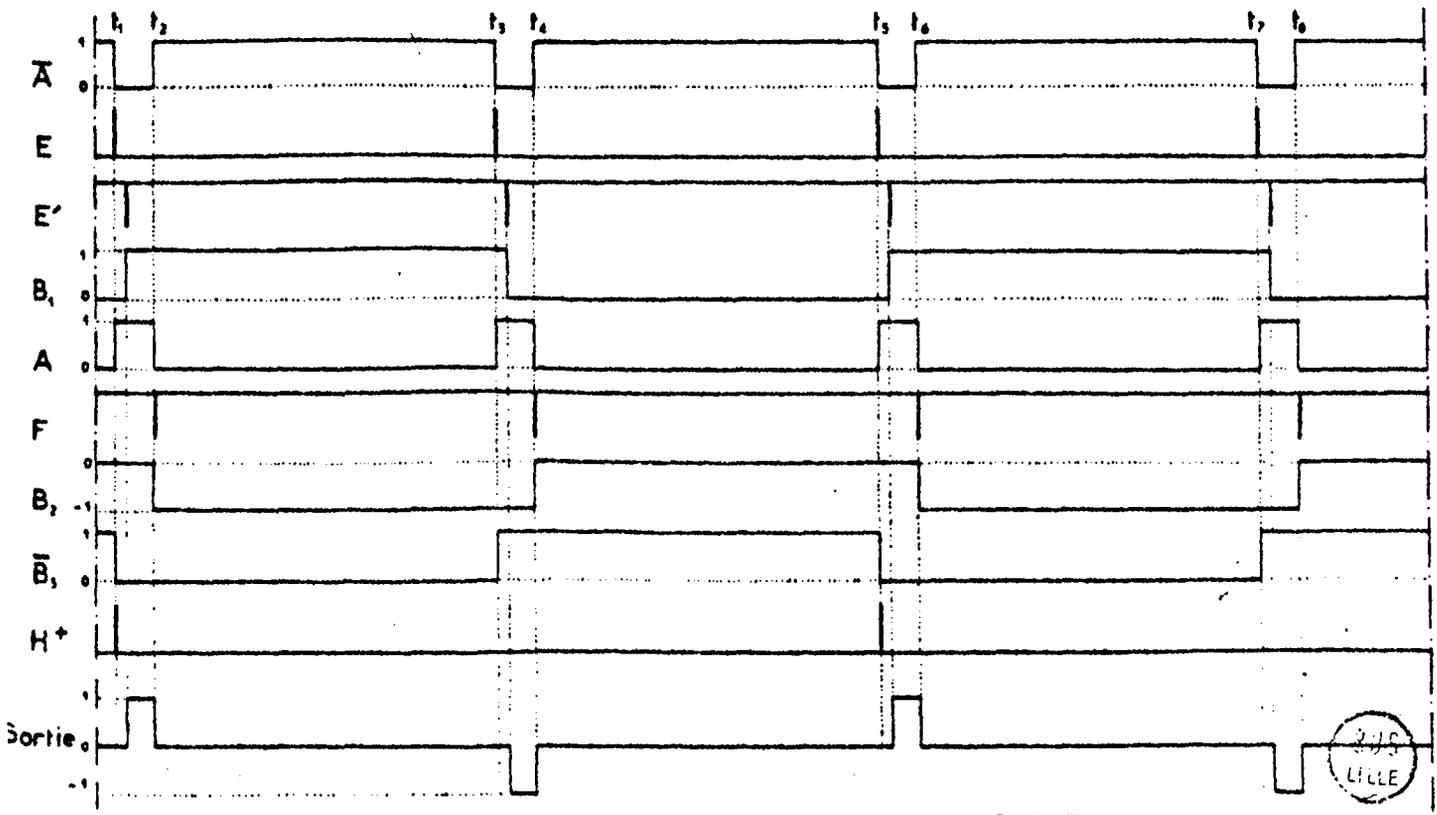
Le pilote est un multivibrateur astable fortement dissymétrique ; son rapport cyclique $\frac{d}{\theta}$ est égal à 10, et θ vaut 1 ms. Les deux sorties complémentaires A et \bar{A} du multivibrateur astable (fig.III.I22.2) sont utilisées pour faire basculer deux bistables fonctionnant l'un en logique positive, l'autre en logique négative ; nous obtenons alors des crêteaux symétriques, de durée 2θ et déphasés l'un par rapport à l'autre d'un temps " d ". Ces crêteaux sont ensuite amplifiés en puissance et additionnés algébriquement pour réaliser les impulsions

GENERATEUR D'IMPULSIONS TYPE ANALOGIQUE



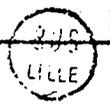
Shémas de réalisation :
annexe III.1

Diagramme des phases



Etat initial des bistables : 0

FIGURE III .122 2



alternées cherchées.

Fonctionnement

Le schéma-bloc de la fig.III.I22.2 donne l'ensemble des fonctions nécessaires. Ce schéma comprend deux parties : le générateur d'impulsion proprement dit dont le principe vient d'être décrit et un dispositif annexe de synchronisation constitué par une ligne à retard et un diviseur de fréquence par deux. Le but de cette synchronisation est de fournir les impulsions de déclenchement au système d'analyse de la forme d'onde (sortie H). Comme nous n'étudions que les signaux de même polarité (cf.§ II.3), des impulsions de déclenchement espacées de 2θ sont suffisantes. Pour analyser commodément le début du signal, il est nécessaire de le retarder, comme cela se fait couramment dans les oscilloscopes rapides, par rapport au déclenchement H.

Considérons le diagramme des phases (fig.III.I22.2). Nous remarquons que seuls les fronts descendants (transitions "I \rightarrow 0") des signaux complémentaires A et \bar{A} du multivibrateur astable sont utilisés pour déclencher les bistables B_1 et B_2 . En effet, les temps de montée sont longs puisque fixés par les constantes de temps du circuit de couplage ; par contre les temps de descente sont beaucoup plus courts car ils ne sont limités que par les capacités propres des transistors et les résistances de charge. Avec les transistors utilisés (BSY 39) nous obtenons des temps de descente inférieurs à 10 nanosecondes. Supposons qu'à la mise en marche la première transition "I \rightarrow 0" se produise en \bar{A} (temps t_1). Cette transition donne après dérivation une impulsion très brève E ; celle-ci se propage en 150 nanosecondes le long du câble coaxial de 30 m constituant la ligne à retard ; l'entrée et la sortie du câble sont adaptés sur l'impédance caractéristique 50 Ω ; on évite ainsi toute réflexion indésirable de l'onde impulsionnelle. Le bistable B_1 ne bascule donc à l'état "I" qu'environ 150 ns après l'instant t_1 . Du côté de la sortie A, la première transition "I \rightarrow 0" se produit à l'instant t_2 tel que $t_2 - t_1 = 100 \mu s$. Après dérivation elle déclenche directement le bistable B_2 ; celui-ci bascule donc à l'état "I" (puisque sa logique est négative) au temps t_2 . A la période suivante du pilote, les deux bistables B_1

et B_2 reviennent successivement à l'état zéro. En additionnant algébriquement les signaux des deux bistables, nous réalisons des impulsions parfaitement symétriques au point de vue des temps, et de polarité différente. En deux cycles du pilote, une période complète du signal de sortie est décrite.

Supposons maintenant qu'à la mise en marche la première transition "I \rightarrow 0" du multivibrateur astable se produise en A et non plus en \bar{A} comme précédemment ; il est facile de se rendre compte qu'en sortie du générateur nous obtiendrons la forme d'onde complémentaire du signal désiré (fig.III.I22.3.)

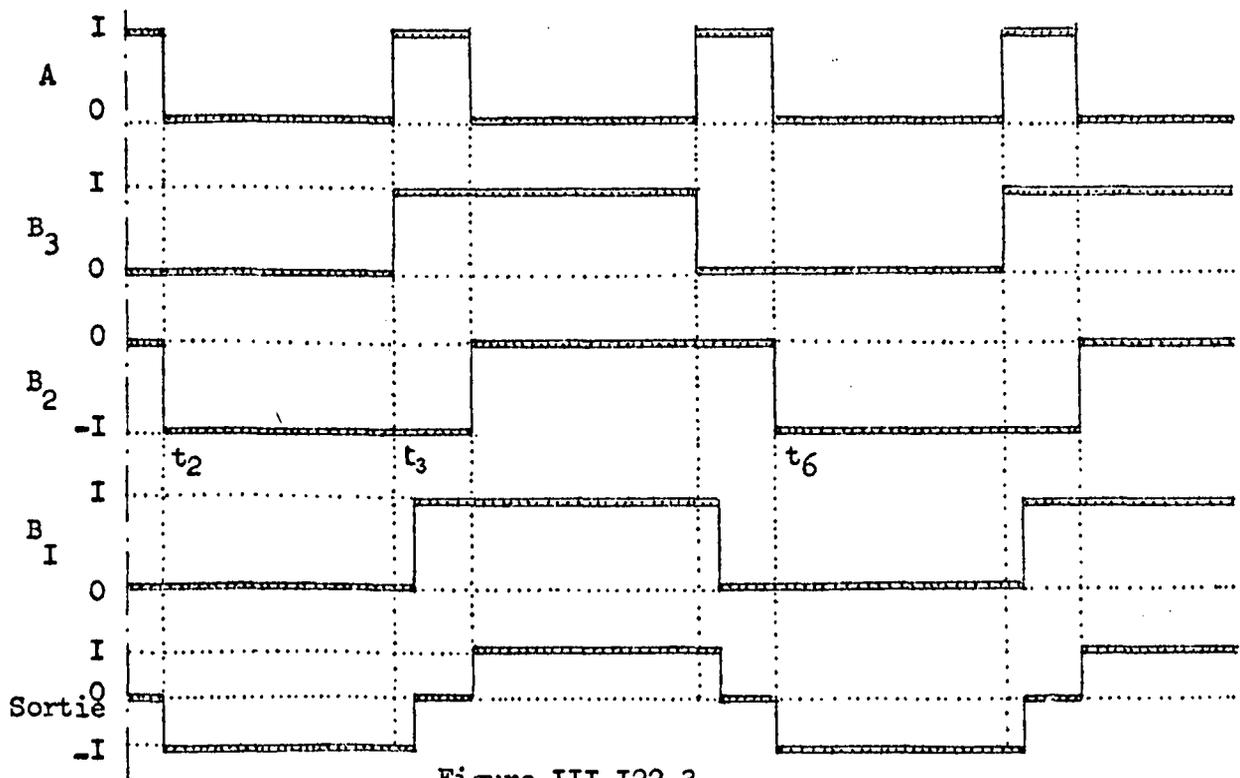


Figure III.I22.3.

Nous avons réalisé un dispositif d'autocorrection du montage, lorsque le cycle de fonctionnement débute sur une mauvaise séquence.

Considérons le diagramme des phases correct de la figure III.I22.2. nous constatons qu'aux instants t_2 , t_6 , t_{10} ... etc matérialisés par les transitions "0 \rightarrow - I" de B_2 , B_1 se trouve toujours dans l'état "I" ; une brève impulsion négative appliquée à ces instants là sur la base du transistor N.P.N.

dont B_1 est le collecteur, sera sans effet puisque le transistor est déjà bloqué. Par contre, si la séquence de départ est mauvaise (fig.III.I22.3.) B_1 est dans l'état "0" à l'instant t_3 et l'impulsion test en provenance de B_2 fera basculer le bistable. A partir de ce moment là le diagramme de fonctionnement redevient correct et les impulsions suivantes (t_6 , t_8 ... etc) n'auront plus d'action sur B_1 et sur le déroulement du cycle.

Il est nécessaire d'autre part que l'impulsion de synchronisation H garde toujours la même phase par rapport au signal de sortie, quelque soit la séquence initiale du multivibrateur astable. Nous y parvenons très simplement en envoyant sur la base du transistor de la sortie B_3 l'impulsion de contrôle précédente ; si B_3 est dans l'état "0" à l'instant t_2 (Fig.III.I22.3.) il y aura basculement du bistable et retour au cycle normal.

AVANTAGES ET INCONVENIENTS

Parmi les inconvénients du principe adopté il faut citer en premier lieu le peu de souplesse dans la détermination de la période du signal 2θ et de la durée d des impulsions ; ces grandeurs sont fixées une fois pour toutes (éléments discrets du multivibrateur astable) : il n'est guère commode de les faire varier dans une large gamme. La stabilité de la période du multivibrateur astable et son rapport cyclique est bonne, (de l'ordre de 10^{-3}) ; le montage précédent permet d'obtenir 10^{-5} avec un pilote à quartz. Les amplificateurs de puissance débitent pendant la moitié du temps ; ils consomment donc plus d'énergie que ceux du premier dispositif qui travaillent uniquement pendant la durée d de l'impulsion.

Par contre la grande simplicité du système et donc le faible prix de revient en font les principaux avantages. Compte-tenu des éléments de synchronisation, le générateur ne nécessite pas plus de trois bistables très simples du type Eccles-Jordan à couplage par les émetteurs, un multivibrateur astable également très classique et deux amplificateurs de puissance de structure cascode. Les alternances positives et négatives ont une symétrie quasiment parfaite puisqu'elles sont générées à partir du même pilote : toute dérive de celui-ci se reporte également sur les deux alternances. La réalisation d'impulsions de synchronisation en avance de phase par rapport au signal de sortie est aisée : le câble de la ligne à retard ne transmet que des impulsions porteuses d'une information de temps et la forme des signaux en sortie n'a pas une très grande importance ; nous avons donc employé un câble coaxial de faible diamètre bon marché et peu encombrant.

Au total nous avons préféré la simplicité et le faible prix de revient de ce montage, à la précision et la stabilité, quelque peu onéreuses d'une réalisation entièrement digitale.

III.2. - LE CAPTEUR ET LA TETE DE MESURE

La tête de mesure constitue un ensemble indépendant comprenant quatre éléments : la résistance d'adaptation (50Ω), la résistance d'injection, le capteur proprement dit, c'est-à-dire la cellule de mesure, et l'adaptateur d'impédance. La qualité des informations que nous pourrons recueillir dépendra en grande partie des performances de cet ensemble.

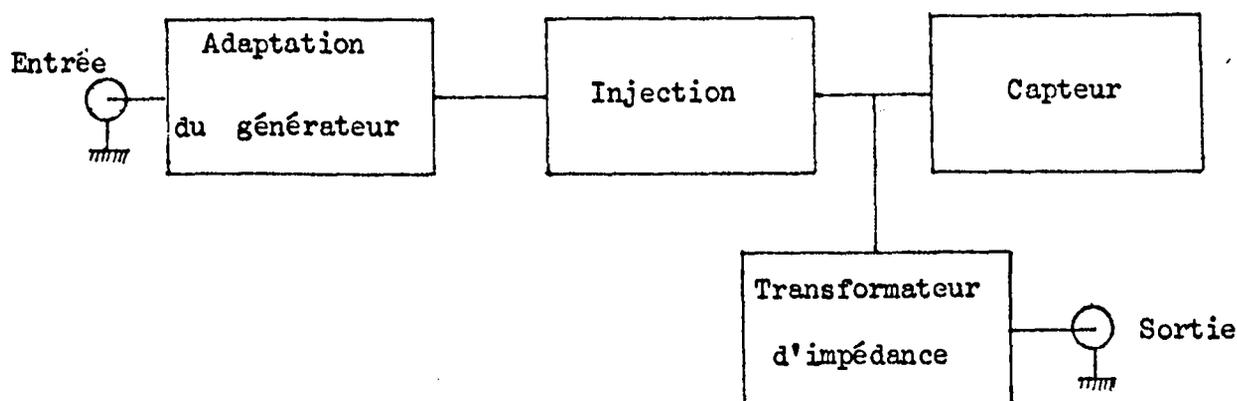


Figure III.2.I.

Pour obtenir les meilleures performances possibles, la tête de mesure doit être très compacte : ceci implique des connexions courtes entre la fiche d'entrée et la cellule de mesure ; il y a lieu d'éviter au maximum les boucles (selfs en haute fréquence) les capacités parasites, notamment aux bornes de R, les couplages directs et de réaction entre l'injection et le transformateur d'impédance (blindage) ; l'entrée de l'adaptateur d'impédance enfin doit être à proximité immédiate du point de mesure c'est-à-dire du capteur.

Réalisation mécanique de la tête de mesure

La tête de mesure complète est enfermée dans un bloc de laiton parallélépipédique pouvant tenir dans le creux de la main ($67,5 \times 50 \times 40$). La vue d'ensemble du montage mécanique est donnée en annexe II.2. Pour faciliter l'introduction du capteur dans le milieu à mesurer, les parois latérales du parallélépipède ont été entièrement dégagées et la cellule de mesure est seule sur la face avant.

L'adaptateur d'impédance

Il a pour but de prélever le signal aux bornes du capteur sans en altérer la forme. Sa conductance d'entrée sera donc faible par rapport à la conductance équivalente de l'échantillon dans toute la bande de fréquence du spectre du signal. La capacité d'entrée a été particulièrement soignée puisque c'est d'elle que dépend en grande partie la précision sur la mesure du saut de tension Δv . Nous avons montré aux paragraphes II.2. et II.3.2. que le changement de pente traduisant le saut de tension Δv était d'autant mieux défini que la capacité HF du diélectrique et la capacité parasite de la cellule de mesure étaient plus petites.

Le montage reproduit en annexe III.3 est à liaison continue et comprend un transistor à effet de champ (jonction, canal N) suivi d'un étage cascode monté en contre-réaction. Le niveau continu de sortie est nul lorsqu'aucune tension n'est appliquée à l'entrée. En basse fréquence la résistance d'entrée est égale à $1\text{ M}\Omega$, et la capacité inférieure à 8 pF ; la résistance de sortie est voisine de $50\ \Omega$. Thermiquement le circuit est très stable : nous avons relevé une dérive de 5 mV du niveau de sortie pour une variation de la température ambiante de 10°C à 30°C . L'excursion de tension de sortie ne peut dépasser $\pm 2,7\text{ V}$; à ces niveaux correspondent, compte tenu du gain de $0,6$ du montage, des tensions d'entrée maximales de $\pm 4,5\text{ V}$. Le temps de montée propre de cet adaptateur est voisin de 5 ns .

Le capteur ; cellule de mesure

Il s'agit d'un simple condensateur dont la géométrie a été étudiée en vue de mesures "in situ". Contrairement aux cellules de mesure courantes du Laboratoire, qui sont de type coaxiales, ce capteur n'exige pas une forme spéciale d'échantillon ; en pratique ce n'est pas l'échantillon que l'on place entre les électrodes de la cellule mais les électrodes qui pénètrent au sein même du milieu à étudier. La figure III.2.2. donne l'allure générale de la cellule ; on trouvera en annexe III.4 un dessin d'exécution détaillé. D'autres formes de cellules à 2, 3 ou 4 électrodes sont possibles.

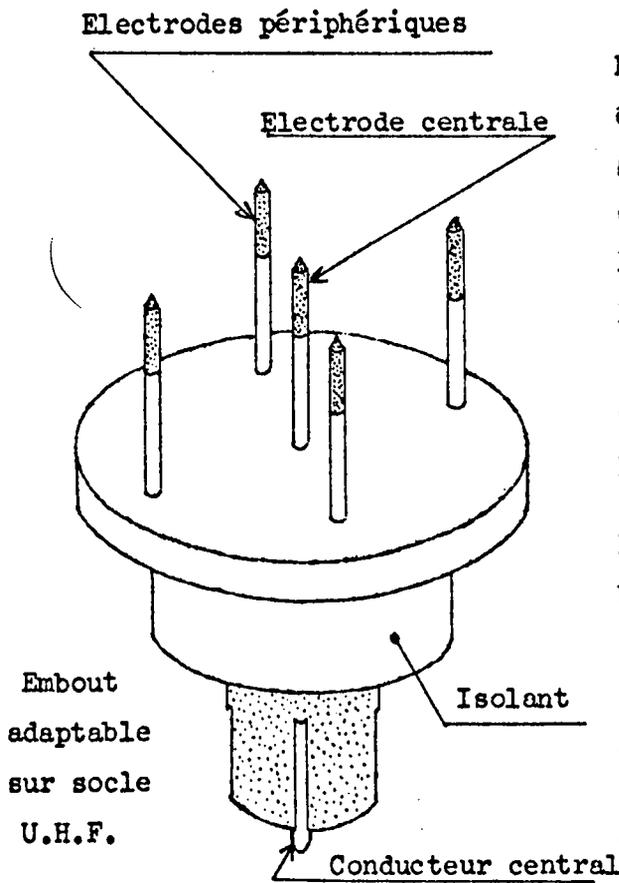


Figure III.2.2.

techniques différentes de miniaturiser ce capteur aux dimensions de la fiche de connexion.

Une autre particularité intéressante tient au fait que ce capteur élimine presque totalement les effets de bords et de surface, dans la mesure où le milieu dans lequel plongent les électrodes peut être considéré comme illimité vis à vis du volume d'échantillon compris entre les quatre "doigts" du capteur. En effet les embases des électrodes et leur support de fixation sont recouvertes d'un isolant massif et étanche de telle sorte que les courants à la surface de l'échantillon soient pratiquement nuls.

La capacité active de la cellule dépend évidemment de l'écartement des électrodes ; néanmoins avec une structure à pointe elle sera toujours faible c'est-à-dire inférieure au picofarad. L'étalonnage est effectué au pont G.R.7I6 à 100 kHz; la cellule est remplie de différents diélectriques liquides de permit-

Dans notre cellule expérimentale, quatre électrodes périphériques reliées à la masse générale du montage constituent une sorte de blindage électrostatique de l'échantillon sous test : en effet la plupart des lignes de champ électrique se referment sur l'électrode centrale à l'intérieur d'un cylindre limité par les électrodes périphériques.

Les électrodes sont cylindriques et de faible diamètre afin de pénétrer dans les tissus sans détruire un trop grand nombre de cellules vivantes ; avec les moyens mécaniques dont nous disposons au laboratoire, nous sommes parvenus à réaliser des électrodes de 2,5 mm de diamètre mais nous pensons que dans le cadre d'une réalisation industrielle il serait possible par des

tivités connues ; deux mesures de la capacité suffisent théoriquement ; en fait nous procédons toujours à une troisième mesure de contrôle.

$$C_I = \epsilon'_I C_a + C_o \quad ; \quad C_2 = \epsilon'_2 C_a + C_o \quad ;$$

$$C_a = \frac{C_I - C_2}{\epsilon'_I - \epsilon'_2}$$

Les diélectriques liquides généralement employés sont :

- le benzène R.P. : $\epsilon' = 2,27$ à 25°C
- le chlorobenzène : $\epsilon' = 5,71$ à 20°C
- le dichloroéthane $\epsilon' = 10,65$ à 20°C

Si nous supposons négligeable l'erreur de détermination sur ϵ'_I et ϵ'_2 nous avons (14) :

$$\Delta C_a = 2 \frac{\Delta C}{\epsilon'_I - \epsilon'_2}$$

ΔC erreur absolue sur la mesure de C_I et C_2 ; pour le 716 de G.R. elle est de 0,1 pF.

Avec le benzène et le chlorobenzène on obtient $\Delta C_a \neq 0,06 \text{ pF}$

Pratiquement la précision absolue des mesures de conductivité ne dépend pas de celle qu'on peut avoir sur la capacité active, car le facteur de cellule k (II.3.3.) s'obtient directement à partir de liquides conducteurs étalons. Il importe surtout que le capteur soit fidèle ; ceci implique des électrodes très rigides et de faible hauteur pour éviter toute flexion sous la pression du milieu. Un compromis doit cependant être réalisé puisque en diminuant la hauteur de l'embase isolante des électrodes, on augmente en contre-partie la contribution des effets parasites de surface.

III.3. - LE DISPOSITIF D'ANALYSE DE FORME D'ONDE

Le signal existant aux bornes du capteur doit être étudié point par point puisque les informations sur le milieu tissulaire sont contenues dans la forme analogique. Il faut pouvoir en particulier mesurer avec précision l'amplitude du signal à son début c'est-à-dire lorsque t est inférieur à 100 nanosecondes ce qui implique un dispositif d'électronique rapide.

Dans un premier temps nous examinerons quelques solutions possibles pour résoudre le problème, puis nous décrirons, dans une seconde partie, le principe adopté et la réalisation du prototype.

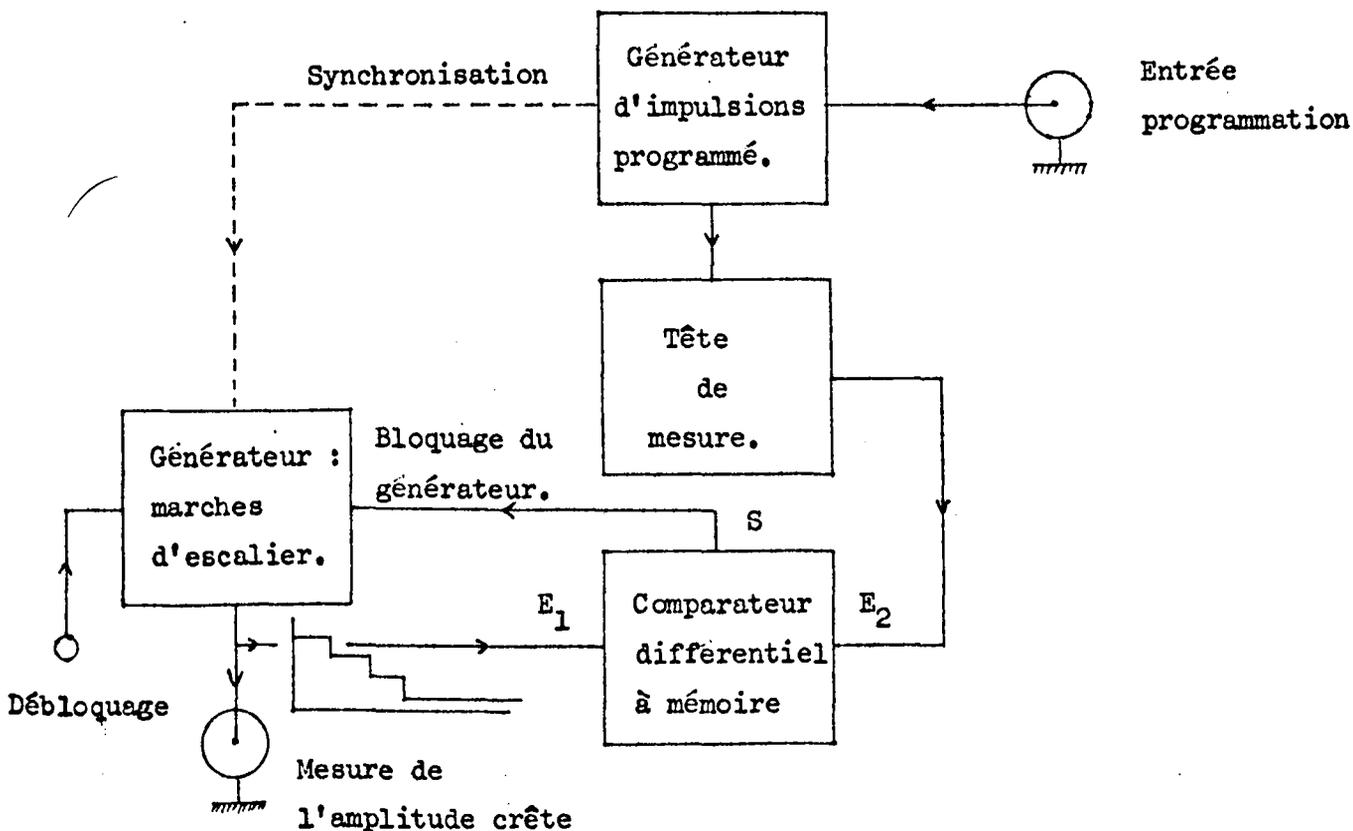
III.3.I. - Choix de la méthode

III.3.I.I. - Méthode du voltmètre de crête (fig.III.3II)

Remarquons tout d'abord que nous ne nous intéressons qu'aux alternances positives du signal et que pendant la durée d'une impulsion, la courbe réponse est continuellement croissante. Soit un générateur d'impulsions alternées susceptible de fonctionner sur différentes largeurs d'impulsion d (100 ns, 1 μ s 10 μ s ... etc, 100 μ s) en conservant la même période de répétition ; l'amplitude crête correspondant à chacune de ces largeurs est mesurée successivement et l'ensemble des valeurs obtenues donne l'allure de la courbe cherchée.

Le générateur programmable serait du type digital (cf. § III.I.2.I.) Quant au voltmètre de crête, il peut être réalisé facilement à l'aide d'un comparateur différentiel intégré (ex. MC 1710 MOTOROLA) ; une tension continue décroissant pas à pas (générateur de tension en marche d'escalier) est comparée au signal à chaque cycle jusqu'à la coïncidence des deux tensions ; la mesure du niveau continue de la marche est celle de l'amplitude crête du signal.

SCHEMA D'ENSEMBLE : méthode du voltmètre de crête.



CYCLE de FONCTIONNEMENT.

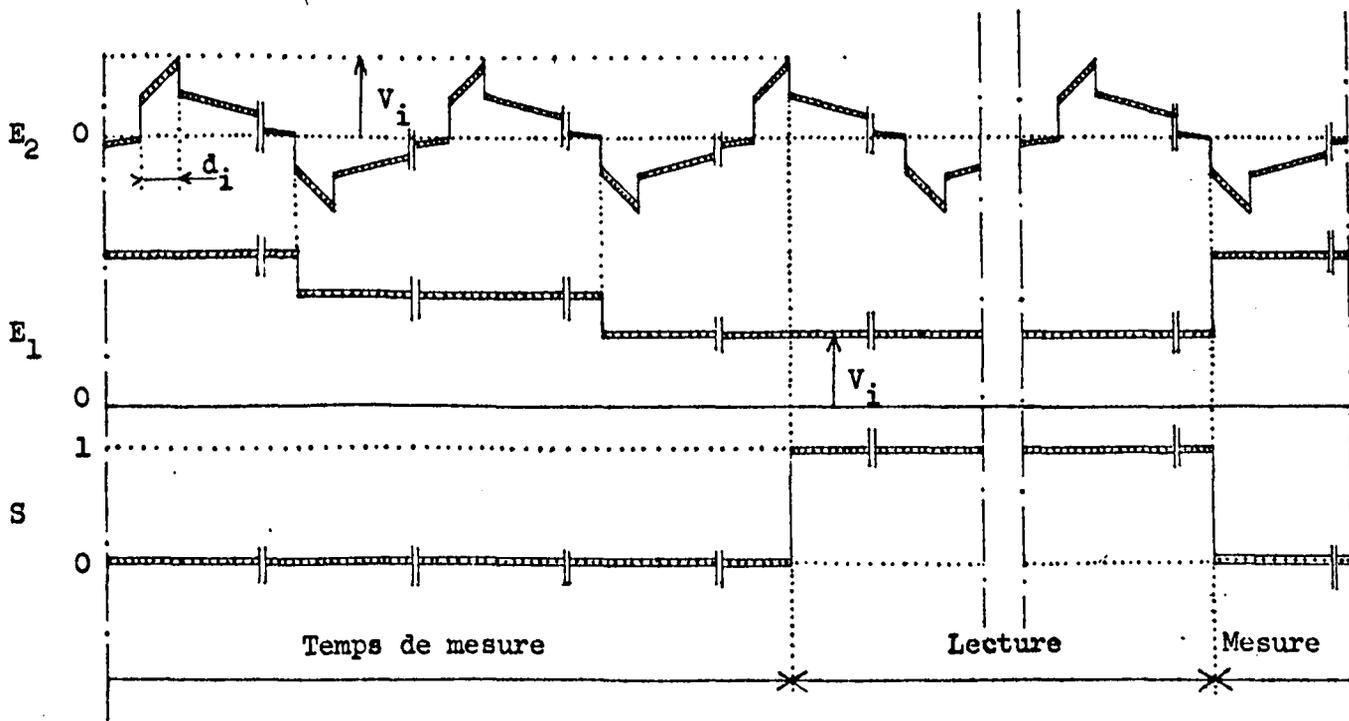


Figure III.311.



Avantages et inconvénients

Si le dispositif est extrêmement simple dans son principe et sa réalisation, il s'avère assez limité dans ses performances. Précisons ses limites.

a) limite pour l'étude du début du signal ; le comparateur différentiel effectue la différence entre une tension continue (marche d'escalier) et l'amplitude du signal ; lorsque la durée du signal (largeur de l'impulsion) devient inférieure ou égale au temps de réponse du comparateur, celui-ci ne déclenche plus ; les essais que nous avons effectués ont montré qu'avec le comparateur utilisé la largeur de l'impulsion devait être égale ou supérieure à 100 nano-secondes.

b) manque de souplesse d'adaptation : le système ne peut mesurer point par point que des courbes croissantes ; il n'est pas possible, par exemple, de décrire la "décharge" du diélectrique.

c) le temps de mesure est généralement long et dépend de l'amplitude. Soit un signal de largeur 10 μ s et d'amplitude crête étale à 2 V ; la fréquence de répétition est 500 Hz. Le comparateur déclenche lorsque la différence des entrées $E_1 - E_2$ est inférieure à 2 mV ; si la hauteur des marches d'escalier est de 2 mV et l'amplitude de départ de l'escalier 3 V, il faudra :

$$\frac{1 \text{ V}}{2 \text{ mV/période}} = 500 \text{ périodes}$$

avant d'atteindre le niveau de coïncidence : soit un temps de mesure de 1 seconde.

d) le voltmètre de crête fait une mesure absolue de l'amplitude maximale du signal : niveau continu plus variations. Si le niveau continu superposé au signal varie au cours de la mesure, cela introduit une erreur dont il n'est possible de s'affranchir qu'en introduisant un condensateur de liaison c'est-à-dire en perdant une information sur l'état de polarisation des électrodes.

Tous ces inconvénients, en particulier les deux premiers, nous ont obligés à abandonner le voltmètre de crête.

III.3.I.2. - Méthode de comparaison quasi instantanée

Le générateur d'impulsions délivre maintenant un signal fixe tel que nous l'avons décrit au paragraphe III.I.I. La réponse E_2 donnée par la tête de mesure est comparée à des impulsions étroites de 100 nanosecondes variables en amplitude (fig. III.3I2.). Un dispositif de retardement permet de les produire à différents instants τ par rapport au début de l'impulsion positive de durée d ; τ peut varier de 0 à d . Lorsque la coïncidence des deux tensions a lieu, on mesure l'amplitude de l'impulsion étroite ; elle définit la valeur quasi instantanée du signal pour le retard τ considéré.

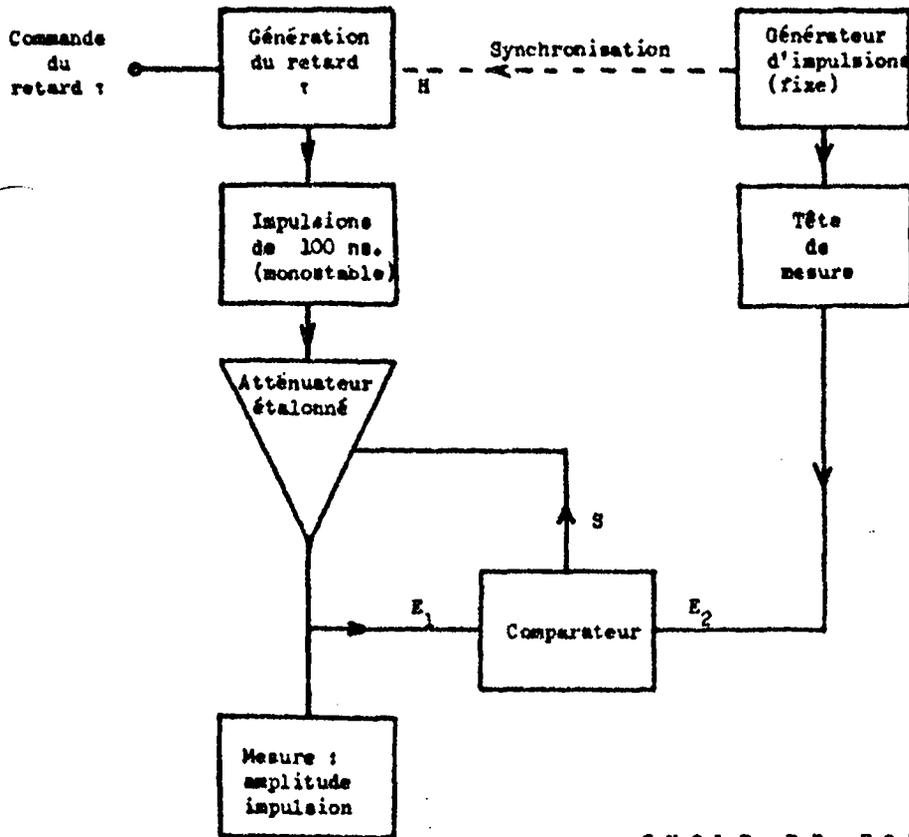
Organe essentiel du système, le comparateur limite par sa sensibilité et sa rapidité de réponse, la précision de la mesure ; il travaille sensiblement dans les mêmes conditions que celui du voltmètre de crête ; avec le MC 1710 de chez MOTOROLA, la définition du point de mesure ne peut être inférieure à 100 nanosecondes.

Les impulsions étroites sont négatives et polarisées par une tension continue positive $+V$ supérieure à la valeur maximale du signal ; de la sorte, le comparateur différentiel est absolument insensible aux alternances négatives. Pour un retard τ donné, le cycle de mesure commence par $V_{eI} = +V$; puis V_{eI} diminue par pas jusqu'à V_{e2} . La coïncidence des tensions se manifeste par une brève impulsion en sortie du comparateur ; celle-ci bloque alors l'atténuateur étalonné à la valeur de V_{eI} .

La génération du retard τ peut être réalisée de façon discrète par un monostable ou de façon continue par un convertisseur tension-temps à rampe. Dans les deux cas le système est déclenché par les impulsions de synchronisation fournie par le générateur.

Les variations de la tension d'alimentation du monostable de 100 ns, permettent d'obtenir des impulsions d'amplitude variable ; la mesure de $V - V_{eI}$ se ramène à celle de la tension de batterie.

METHODE DE COMPARAISON QUASI INSTANTANEE



CYCLE DE FONCTIONNEMENT

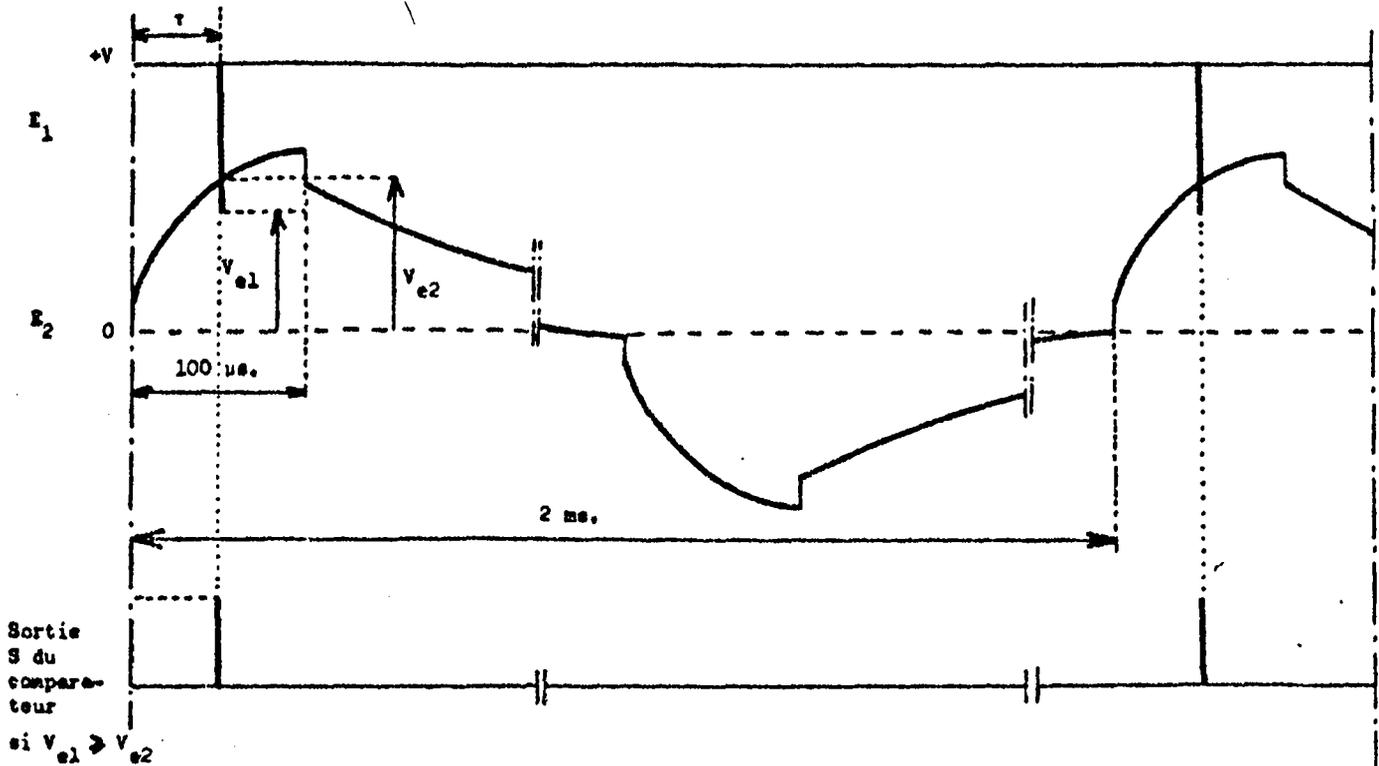


Figure III.312.



Avantages et inconvénients

Cette méthode comporte quelques améliorations par rapport à la précédente. En premier lieu il n'est plus nécessaire de programmer le générateur d'impulsion : le signal est fixe. Par ailleurs le système peut analyser non seulement les courbes positives croissantes mais aussi éventuellement les courbes décroissantes.

Il est possible enfin de mesurer le niveau zéro du signal et d'en tirer une information sur l'état de polarisation des électrodes.

Par contre subsistent les difficultés d'analyse du début de la courbe ($t < 100$ nanosecondes). Quant à la rapidité de mesure, elle n'est pas supérieure à celle du voltmètre de crête car le cycle de fonctionnement est le même.

En fait, le comparateur différentiel est l'élément faible de ces deux méthodes ; nous allons nous affranchir de son utilisation en adoptant une technique tout à fait différente, celle de l'échantillonnage.

IV.3.I.3. - Méthode d'échantillonnage

A partir des impulsions de synchronisation H fournies par le générateur, on crée une impulsion d'échantillonnage de largeur Δt retardée d'un temps τ_I . Durant ce temps Δt on ouvre la porte d'échantillonnage et la valeur instantanée E_I du signal est disponible. Pour obtenir une analyse complète de la forme d'onde, le retard τ varie de τ_0 à $\tau_0 + d$.

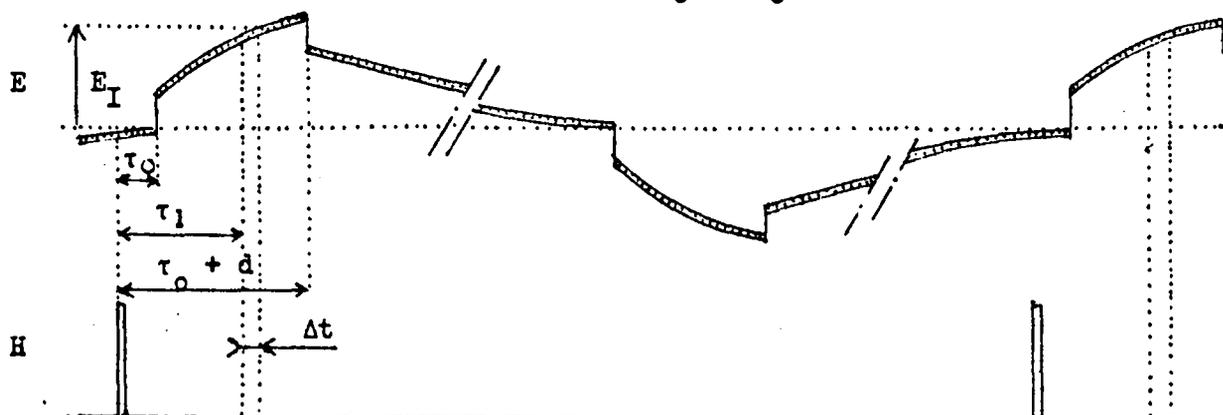


Figure IIL 3I3.I.

Schéma fonctionnel du dispositif

Les fonctions essentielles du dispositif d'échantillonnage sont :

- la porte d'échantillonnage dont le but est de rendre possible le prélèvement du signal à l'instant τ .
- la mémoire qui permet de conserver les échantillons entre les prélèvements successifs
- le générateur du retard τ programmable
- et la production de l'impulsion d'échantillonnage.

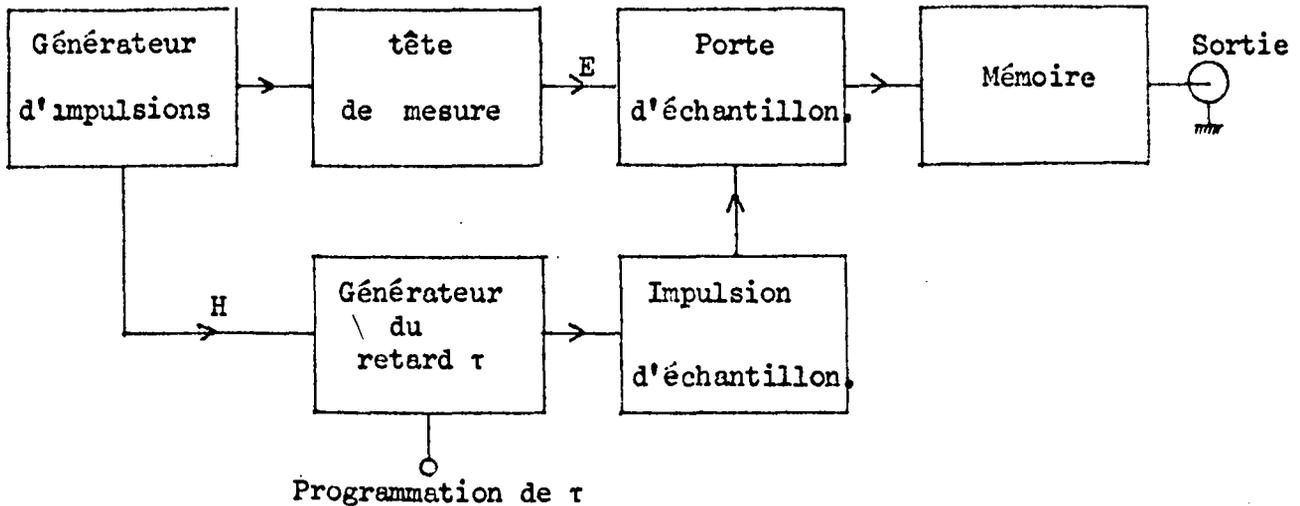


Figure III.3I3.2.

Une étude détaillée de ce dispositif est donnée au paragraphe suivant.

Justifions le choix de cette méthode pour la réalisation du prototype.

Sur le plan de la précision l'échantillonnage permet d'atteindre des performances bien supérieures aux autres méthodes ; en effet, le temps Δt correspondant au point de mesure peut être sensiblement inférieur à 100 nanosecondes sans qu'il soit nécessaire d'utiliser des techniques très complexes.

Le système permet d'analyser des signaux positifs et négatifs à condition bien sûr que la porte d'échantillonnage soit symétrique.

La mesure est très rapide : une seule prise d'échantillon de retard τ_I suffit pour charger la mémoire à 90 % de la valeur instantanée du signal.

L'échantillonnage enfin est la seule technique qui permette l'enregistrement graphique du signal. Cet avantage est capital pour l'étude des phénomènes évolutifs.

III.3.2. - Réalisation d'un dispositif d'échantillonnage (II,I2,I3)

Il existe actuellement sur le marché deux classes d'appareils pour échantillonner une forme d'onde.

Les uns fonctionnent aux fréquences industrielles, tel le tiroir-échantillonnage A I604 du multimètre ROCHAR A I466, dont le temps d'ouverture de porte Δt est supérieur à la microseconde.

Les autres sont conçus pour l'observation de phénomènes très rapides mais répétitifs : ce sont les oscilloscopes à échantillonnage. Dans ces appareils Δt est toujours inférieur à I nanoseconde. Il est évident que de pareilles performances coûtent cher et nous ne pouvons envisager d'utiliser un tel dispositif pour nos mesures.

Nous avons donc réalisé un système d'échantillonnage simplifié répondant exactement au problème posé. Le schéma de principe a été donné au paragraphe III.3I3.2. Détaillons maintenant chacune des fonctions.

III.3.2.I. - La porte d'échantillonnage

Sur le plan fonctionnel elle comprend un adaptateur d'entrée à transistor suivi d'une porte symétrique à diode.

Schéma de réalisation :

Annexe III.5.

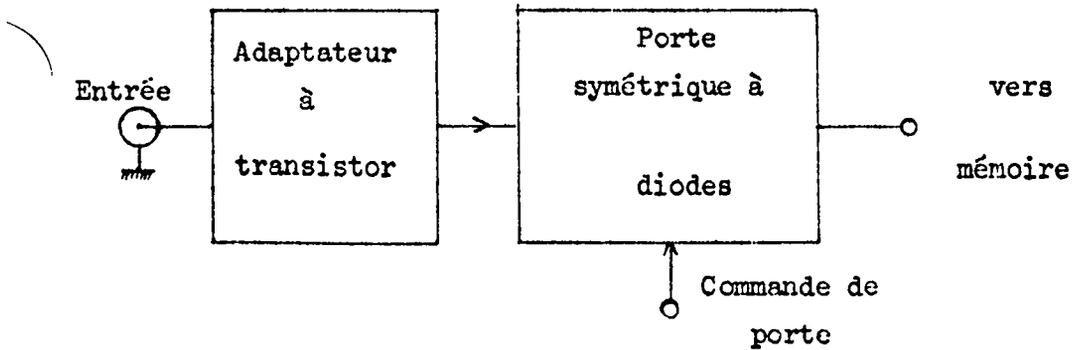


figure III.321 .

L'adaptateur à transistor introduit un décalage du potentiel continu négatif de 0,75 V environ ; c'est pourquoi la porte d'échantillonnage passe des signaux extrêmes de + 4 V et - 2,5 V ; la dissymétrie de transmission n'est pas gênante puisque nous avons convenu d'analyser seulement les signaux positifs.

III.3.2.2. - La mémoire

Elle est constituée d'un mémoire analogique (condensateur) suivi d'un étage à grande résistance d'entrée. Pendant l'ouverture de la porte, le condensateur se charge à 90 % de l'amplitude instantanée du signal.

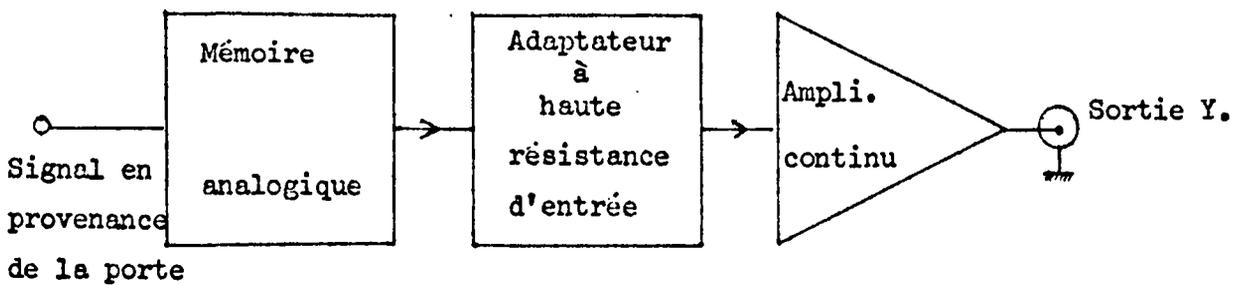


Figure III.322.

Schéma de principe cf. Annexe n° III.5.

Il conserve sa charge entre deux échantillons puisque pendant ce temps la résistance de fuite de la porte d'échantillonnage en amont est très grande

(diodes au silicium polarisée en inverse) et l'impédance d'entrée de l'adaptateur en aval également.

Pour compenser l'atténuation du transformateur d'impédance (tête de mesure), chargé sur 50Ω , les pertes d'insertion de la porte d'échantillonnage et de la mémoire analogique, nous avons placé en sortie un amplificateur continu dont le gain ajustable est voisin de 4.

La courbe réponse tension de sortie, tension d'entrée pour l'ensemble de la porte d'échantillonnage et de la mémoire est donnée à l'annexe III.5.

III.3.2.3. - Base de temps - génération du retard τ (fig. III.323)

La base de temps reçoit les impulsions de synchronisation H du générateur (position : synchro interne) et produit le retard τ à partir d'une tension U de programmation. Il est possible également de déclencher extérieurement la base de temps (position : synchro externe).

Le basculement du monostable à l'état "I" entraîne le démarrage de la rampe.

Celle-ci croît jusqu'à la tension d'alimentation, puis revient à son point de départ à la fin de la période du monostable.

Deux durées de rampe ont été prévues : 1 microseconde, pour l'analyse du début du signal, 100 μs pour l'étude du signal dans son ensemble.

La tension périodique W est comparée à U. En fonctionnement manuel U est une tension continue réglable par un potentiomètre à haute définition (10 tours). Par contre en fonctionnement automatique (1 coup) U est une rampe très lente d'environ 20 sec. telle que sa variation en un temps de 2θ soit inférieure au seuil de sensibilité du comparateur ; ce mode de fonctionnement est utile pour l'enregistrement sur table traçante. Le comparateur différentiel bascule dans l'état I lorsque W devient supérieur à U ; cet instant définit le rapport τ ; il est évidemment proportionnel à la tension U disponible sur la sortie X.

BASE DE TEMPS

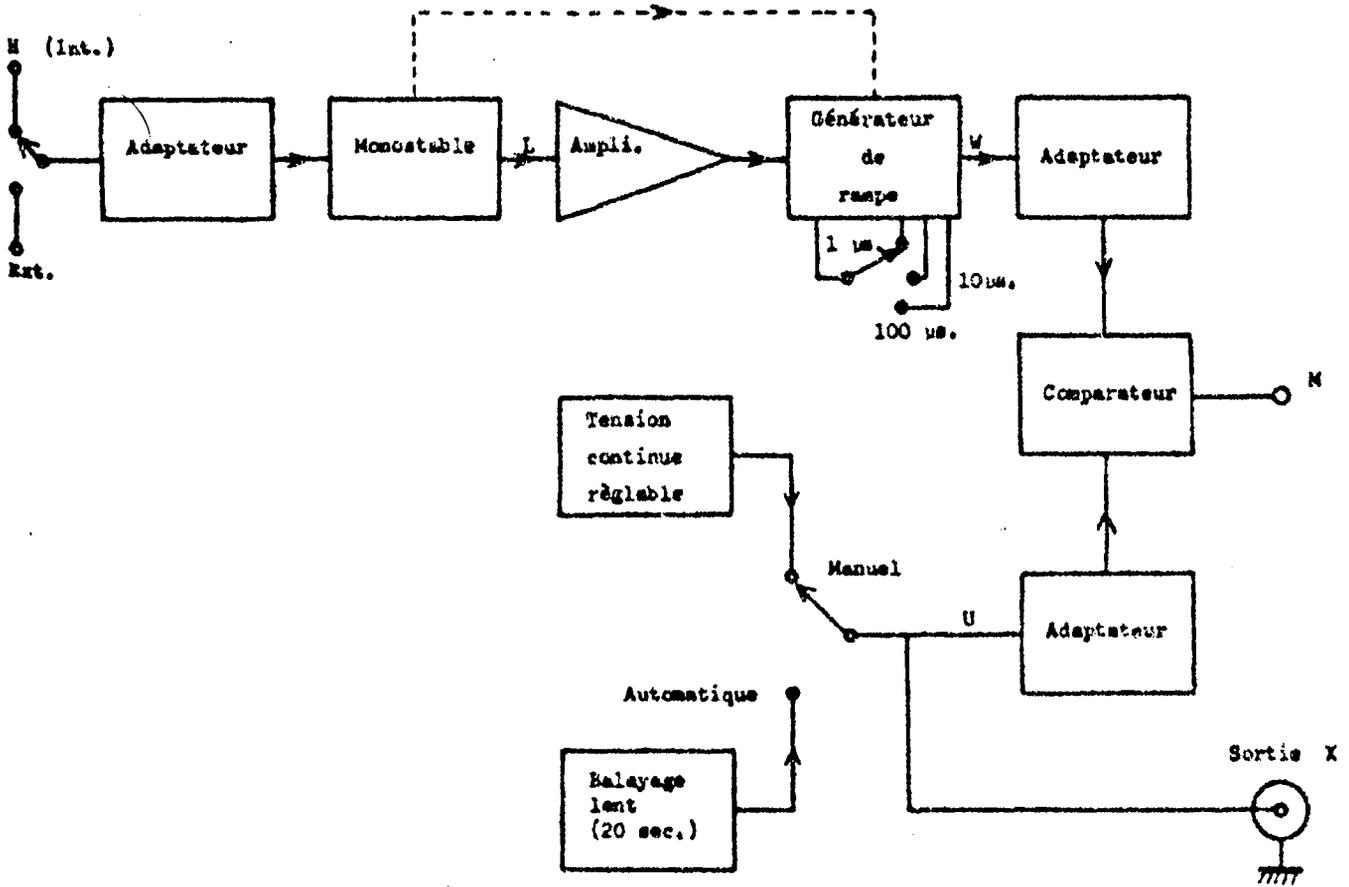


DIAGRAMME DES PHASES

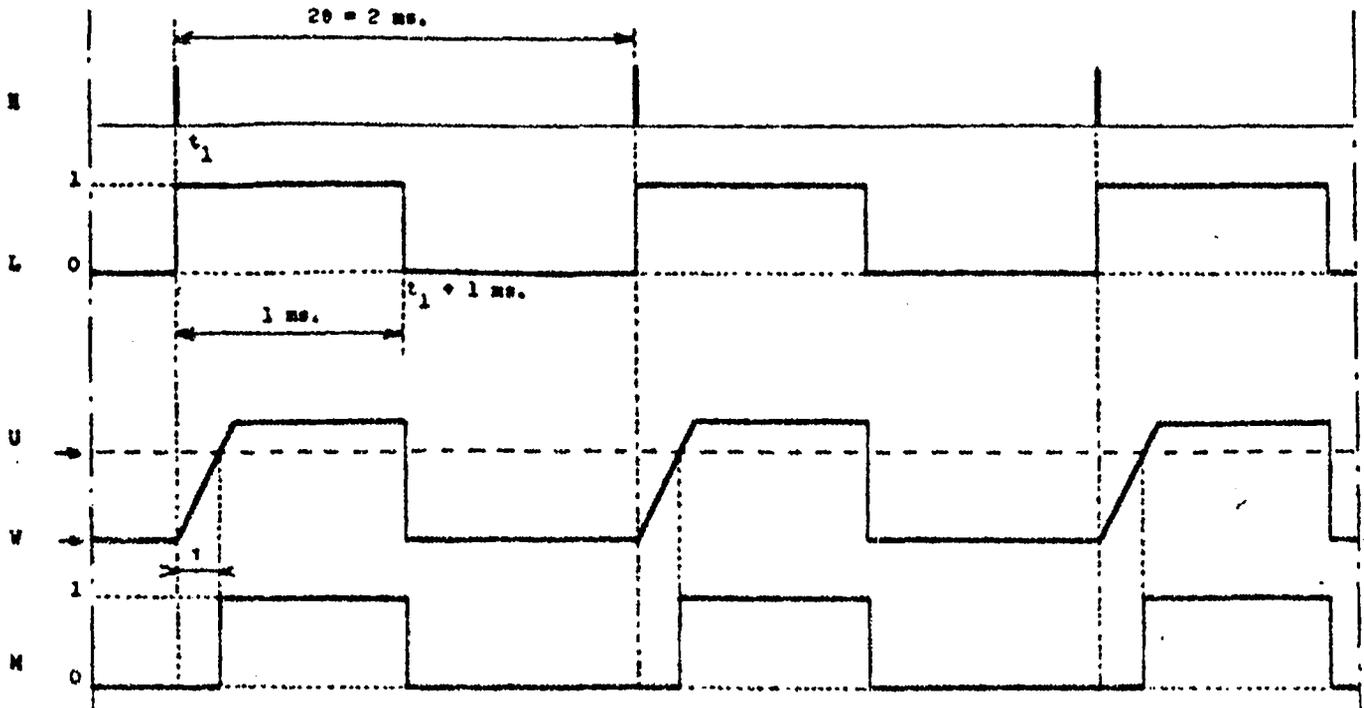
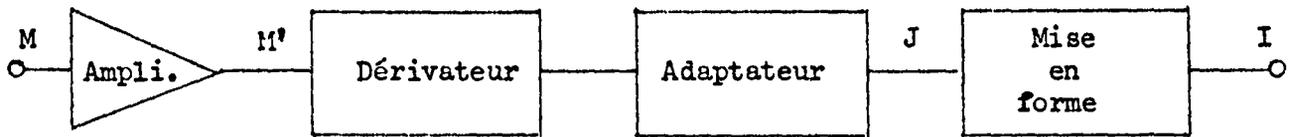


Figure III.323.

III.3.2.4 - Commande d'ouverture de porte : impulsion d'échantillonnage

Les transitions "0 1" du créneau H (fig.III.323) matérialisent l'instant de prélèvement des échantillons. Il faut alors créer des signaux calibrés capables de débloquent la porte symétrique pendant un temps très court t . C'est le rôle de la commande de porte. Son fonctionnement est illustré par le diagramme de la figure III.324.



Schémas : Annexe III.5.

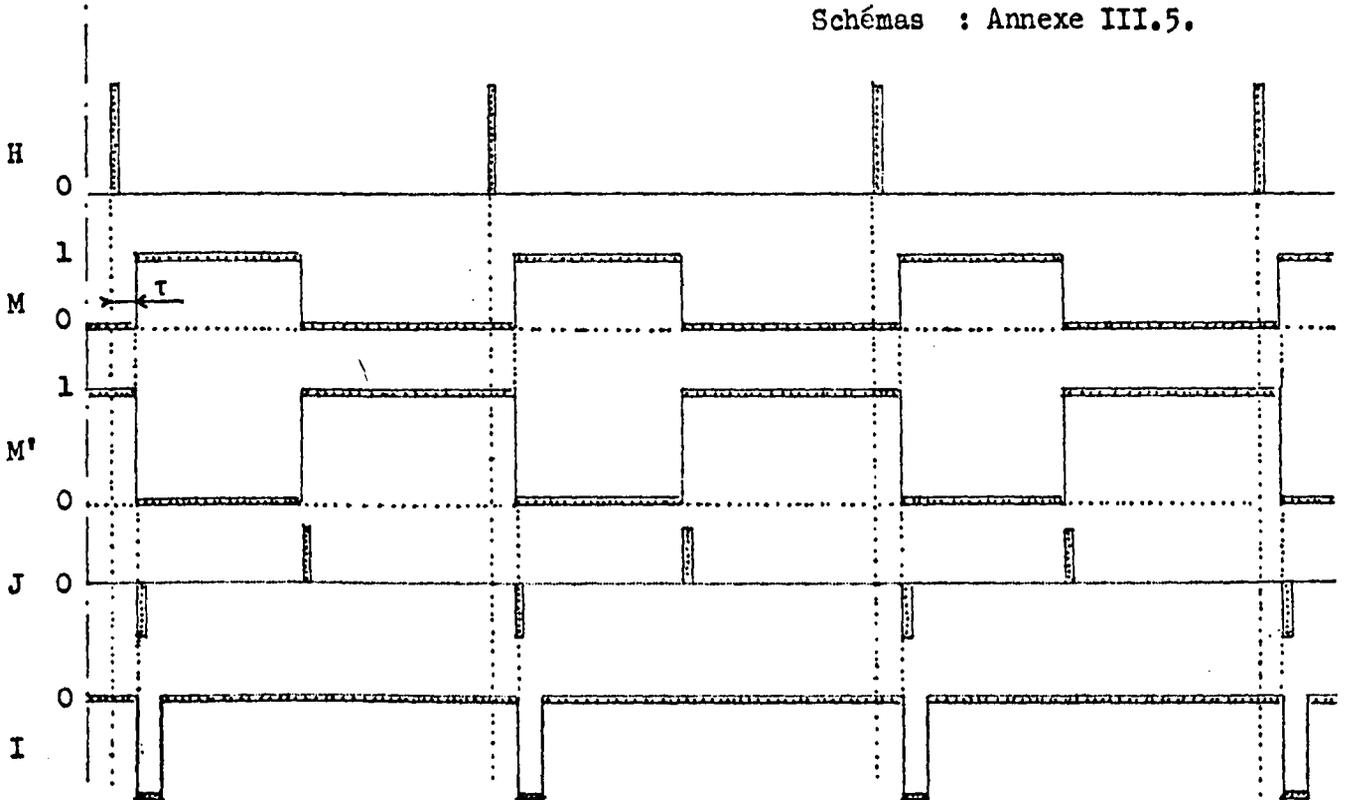


Figure III.324.

Le signal J déclenche un circuit de mise en forme de type blocking. Pour permettre une attaque symétrique de la porte à diode, les impulsions d'échantillonnage I, sont disponibles sur le secondaire d'un transformateur. On définit le temps d'ouverture Δt de la porte par la largeur de I un moment où les diodes parviennent à leur seuil de conduction : ici Δt vaut 20 nanosecondes.

4ème PARTIE

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous analysons dans ce chapitre les résultats expérimentaux relatifs à divers échantillons : pomme de terre, oignon, viande de boucherie.

Après avoir donné les conditions expérimentales des mesures nous expliquons, sur un exemple, le mode de dépouillement des enregistrements.

Les informations de conductivité vraie, de conductivité apparente et de polarisation du milieu sont représentées graphiquement en fonction de la température.

Nous concluons par une brève interprétation des phénomènes observés.

IV.1. - CONDITIONS EXPERIMENTALES

L'échantillon est placé dans une enceinte fermée : bain d'huile de paraffine. On contrôle la température dans l'échantillon lui-même à l'aide d'un thermomètre à sonde de platine.

Les mesures sont faites en continu, avec une dérive en température suffisamment lente (quelques degrés par heure) pour pouvoir négliger le gradient thermique dans l'échantillon.

Le relevé de la réponse impulsionnelle se fait par enregistrement automatique sur table traçante ou par exploration manuelle.

Un exemple d'enregistrement est donné planche IV.1. Le décalage des trois courbes est le fait du retard de l'impulsion par rapport au déclenchement de l'échantillonnage, et des échelles de temps différentes.

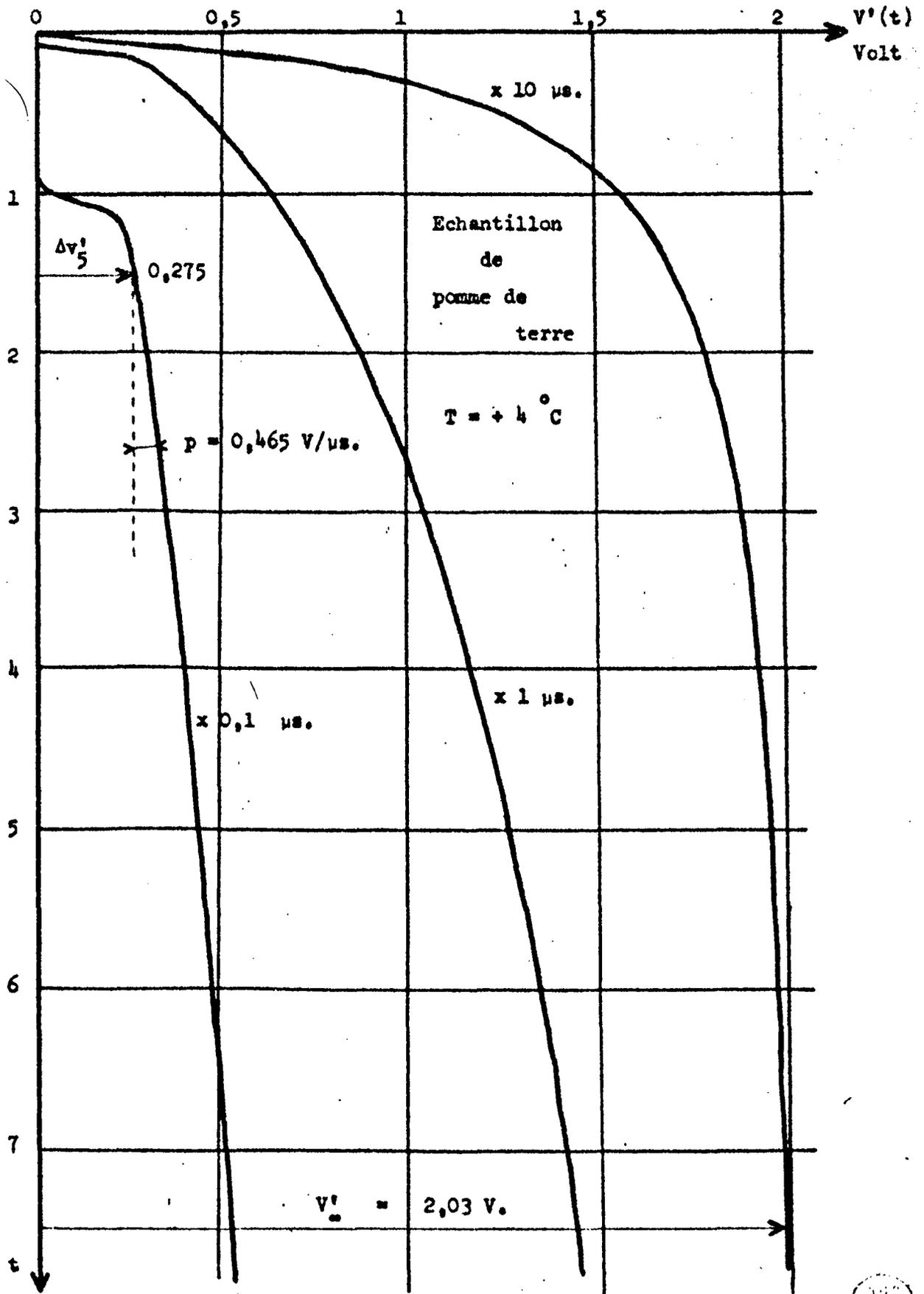


Planche IV.1



IV.2. - EXPLOITATION DES ENREGISTREMENTS

IV.2.1. Information de conductivité vraie : $\Delta v, R_5$

Soit t_1 le début d'une impulsion positive.

A $t_1^- = t_1 - \epsilon$, le niveau de tension en sortie Y vaut $v'(t_1^-)$. Il n'est généralement pas nul à cause du décalage continu des amplificateurs d'une part et de la polarisation résiduelle d'autre part.

Nous définissons arbitrairement le saut de tension Δv par la relation :

$$\Delta v = v'(t_1 + 50 \text{ ns}) - v'(t_1^-)$$

Pour mesurer $v'(t_1^-)$ nous nous plaçons sur la division 1, gamme x 0,1 du retard manuel et pour mesurer $v'(t_1 + 50 \text{ ns})$ sur la division 2, même gamme.

Les grandeurs mesurées $\Delta v, v'(t)$ sont reliées aux grandeurs réelles $\Delta v, v(t)$ par un facteur de proportionnalité K_3 que l'on peut déterminer facilement par une mesure de substitution sur une résistance étalon R_9 .

K_3 est une constante d'appareil correspondant au facteur de transfert de l'ensemble transformateur d'impédance (tête de mesure) - échantillonnage - amplificateur continu. Par construction il est voisin de 1 ; il peut être réglé exactement à cette valeur si nous voulons faire des mesures directes.

Le schéma équivalent est le suivant (figure IV.21)

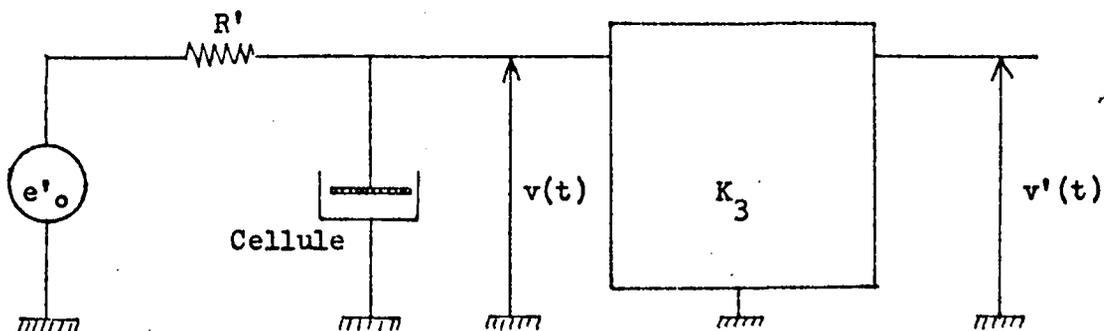


Figure IV.21

* Substituons R_9 à la cellule ; nous avons :

$$\Delta v'_9 = e'_0 \cdot K_3 \cdot \frac{R_9}{R' + R_9} ; \quad K_4 = \frac{R' + R_9}{R_9}$$

$$\Rightarrow e'_0 \cdot K_3 = K_4 \cdot \Delta v'_9$$

$\Delta v'_9$ grandeur mesurée avec la résistance étalon R_9 .

* Avec l'échantillon nous avons :

$$\Delta v'_5 = e'_0 \cdot K_3 \cdot \frac{R_5}{R' + R_5} = K_4 \cdot \Delta v'_9 \cdot \frac{R_5}{R' + R_5}$$

$$\Rightarrow R_5 = \frac{R' \cdot v'_5}{K_4 \cdot \Delta v'_9 - \Delta v'_5} \quad (\text{IV.21})$$

K_4 et $\Delta v'_9$ sont déterminés une fois pour toute au début de la mesure

$\Delta v'_5$: grandeur mesurée avec l'échantillon

IV.2.2. Information sur la conductivité apparente V_∞ , R_∞

La mesure est analogue à la précédente : V'_∞ est obtenu en soustrayant le niveau de référence $v'(t_1^-)$ à l'amplitude du signal à la fin de l'impulsion (division 9, 8; gamme $\times 10 \mu s$) (planche IV.1). R_∞ représente la résistance équivalente à l'échantillon au temps $t_1 + 100 \mu s$.

Nous en déduisons immédiatement :

$$V'_\infty = e'_0 \cdot K_3 \cdot \frac{R_\infty}{R' + R_\infty}$$

$$\Rightarrow R_\infty = \frac{R' \cdot V'_\infty}{K_4 \cdot \Delta v'_9 - V'_\infty} \quad (\text{IV.22})$$

V'_∞ grandeur mesurée

IV.2.3. - Détermination des éléments d'un schéma équivalent

Un modèle électrique représentant correctement les résultats a été proposé aux paragraphes II.3.2. et II.2.5.. Nous rappelons figure IV.23 la forme du circuit :

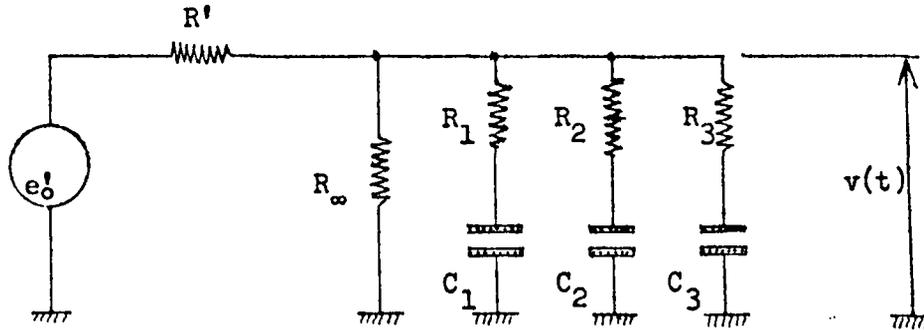


Figure IV.23

Soit un enregistrement du signal. La détermination des différentes résistances et capacités se fait dans l'ordre suivant :

a) R_5 et R_∞ sont respectivement obtenus par les relations IV.21 et IV.22

b) $G_5 = G_\infty + G_1 + G_2 + G_3$
généralement $G_1 \gg G_\infty + G_2 + G_3$

Posons $G'_5 = G_5 - G_\infty$

c) Avec nos hypothèses (cf. Fig. II.32), il faut choisir $C_1 = C_2 = C_3$.
On trouve un ordre de grandeur de C_1 à partir de la constante de temps apparente τ'_1 au début de la courbe.

$$\tau'_1 = \frac{V'_\infty - v'_5}{p} \quad ; \quad p = \frac{\partial V}{\partial t}$$

$$\Rightarrow C_1 = \frac{\tau'_1}{\frac{1}{G' + G_\infty} + R'_5}$$

d) la constante de temps réelle τ_1 est :

$$\tau_1 = R'_5 C_1$$

e) La somme des conductances $G_1 + G_2 + G_3$ est définie (relation IV.23) à partir de R_5 et R_∞ . Quant aux valeurs respectives des trois conductances, elles dépendent de la forme analogique de la courbe ; un calcul numérique pas à pas sur ordinateur, ou une simulation du circuit permet de lever l'indétermination.

IV.2.4. - Exemple de calcul

D'après la planche IV.1

a) Mesure de substitution

$$R' = 525 \Omega \quad ; \quad R_9 = 1000 \Omega$$

$$\Rightarrow K_4 = \frac{R' + R_9}{R_9} = 1,525$$

La mesure donne :

$$\Delta v'_9 = 2,17 - 0,185 = 1,985 \text{ V}$$

b) Calcul de R_5 ; on lit sur la planche IV.1 : $\Delta v'_5 = 0,275$

$$R_5 = \frac{525 \cdot 0,275}{1,525 \cdot 1,985 - 0,275} = 52,5 \Omega$$

c) Calcul de R_∞ ; $v'_\infty = 2,03 \text{ V}$

$$R_\infty = \frac{525 \cdot 2,03}{1,525 \cdot 1,985 - 2,03} = 1068 \Omega$$

d) Calcul de R'_5

$$R'_5 = \frac{1}{G_1 + G_2 + G_3} = \frac{52,5 \cdot 1068}{1068 - 52,5} = 55,3 \Omega$$

e) Calcul de C_1 ; la pente initiale p vaut 0,465 V/ μ s

$$\tau'_1 \neq \frac{2,03 - 0,275}{0,465} = 3,77 \mu\text{s}$$

$$C_1 = \frac{377 \cdot 10^{-6}}{352 + 55,3} = 9,25 \text{ nF}$$

f) Calcul de τ_1

$$\tau_1 = R'_5 \times C_1 = 55,3 \times 9,25 \cdot 10^{-9} = 510 \text{ ns}$$

IV.3. RESULTATS

IV.3.1. Echantillons de pomme de terre

Les mesures sont effectuées à partir de la température ambiante sur deux échantillons distincts, compte tenu qu'au dessus de 40 à 50°C et en dessous de 0°C les essais sont destructifs.

IV.3.1.1. Information de conductivité vraie du milieu étudié

La représentation graphique du logarithme décimal de R'_5 en fonction de l'inverse de la température absolue est donnée planche IV.3.11.

Sachant que la constante de cellule k (η II.33) vaut environ 25 m^{-1} il est aisé de déduire la conductivité vraie du milieu.

$$\text{à } 18^\circ\text{C} \quad \sigma \neq \frac{25 \text{ m}^{-1}}{50 \Omega} = 0,5 \text{ S/m}$$

Nous avons calculé l'énergie d'activation U_1 du phénomène de conductivité à partir de la pente λ relative aux température moyennes :

$$U = \lambda \frac{k}{\log e} = \lambda \cdot 1,98 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$$

$$\text{ici } \lambda \neq 500 \quad \Rightarrow \quad U_1 \neq 0,1 \text{ eV}$$

IV.3.1.2. Information de conductivité globale du milieu

Il s'agit là d'une conductivité macroscopique que l'on mesurerait en basse fréquence, s'il n'y avait pas de phénomène de charges d'espace au voisinage des électrodes.

Nous donnons planche IV.3.1.1 la courbe représentative du logarithme de R_{∞} en fonction de $1/T$. Nous remarquons un décalage des courbes pour les deux échantillons étudiés.

$$\text{à } 13^{\circ}\text{C} \quad \sigma' = 2,8 \cdot 10^{-2} \text{ S/m}$$

Aux températures moyennes l'énergie d'activation U_2 est d'environ 0,2 eV

IV.3.1.3. Polarisation du milieu

Nous avons tracé également planche IV.3.1.1 le logarithme décimal du temps de relaxation τ_1 exprimé en nanosecondes en fonction de $1/T$

$$\begin{aligned} \text{à } 18^{\circ}\text{C} \quad \tau_1 &= 306 \text{ ns} \\ U_3 &= 0,1 \text{ eV} \end{aligned}$$

IV.3.1.4. Remarques sur les résultats

La courbe de R'_5 comporte trois parties :

- une partie centrale qui s'étend d'environ $- 2^{\circ}\text{C}$ à $+ 45^{\circ}\text{C}$; dans cette zone les phénomènes électriques observés sont réversibles.

- deux parties latérales, pour $T > + 45^{\circ}\text{C}$ et $T < - 2^{\circ}\text{C}$, qui correspondent à la destruction du milieu.

Les changements de pentes à $- 2^{\circ}\text{C}$ et $+ 45^{\circ}\text{C}$ apparaissent peu sur les courbes de R_{∞} et τ_1 .

POMME DE TERRE

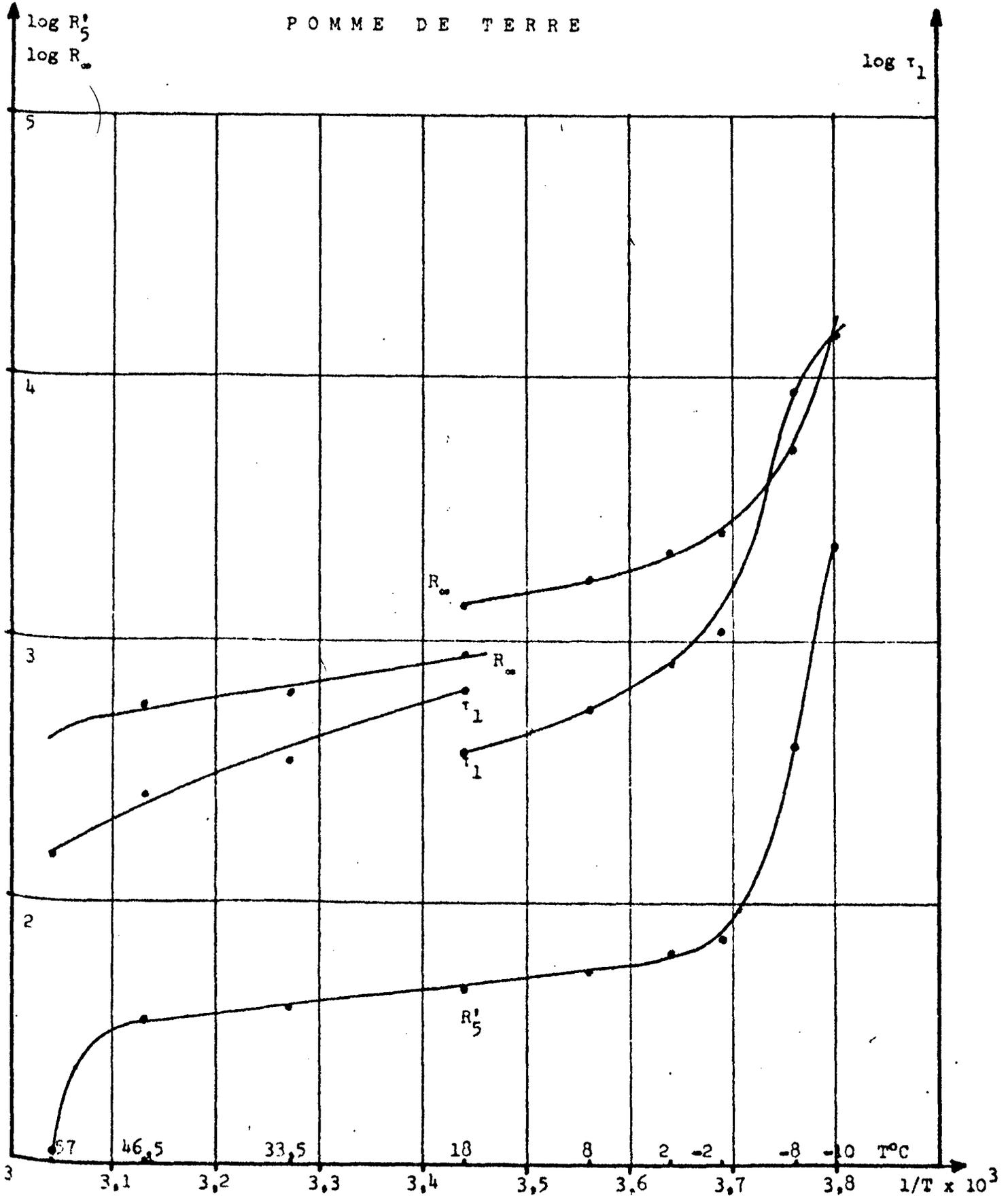


Planche IV.311.



OIGNON

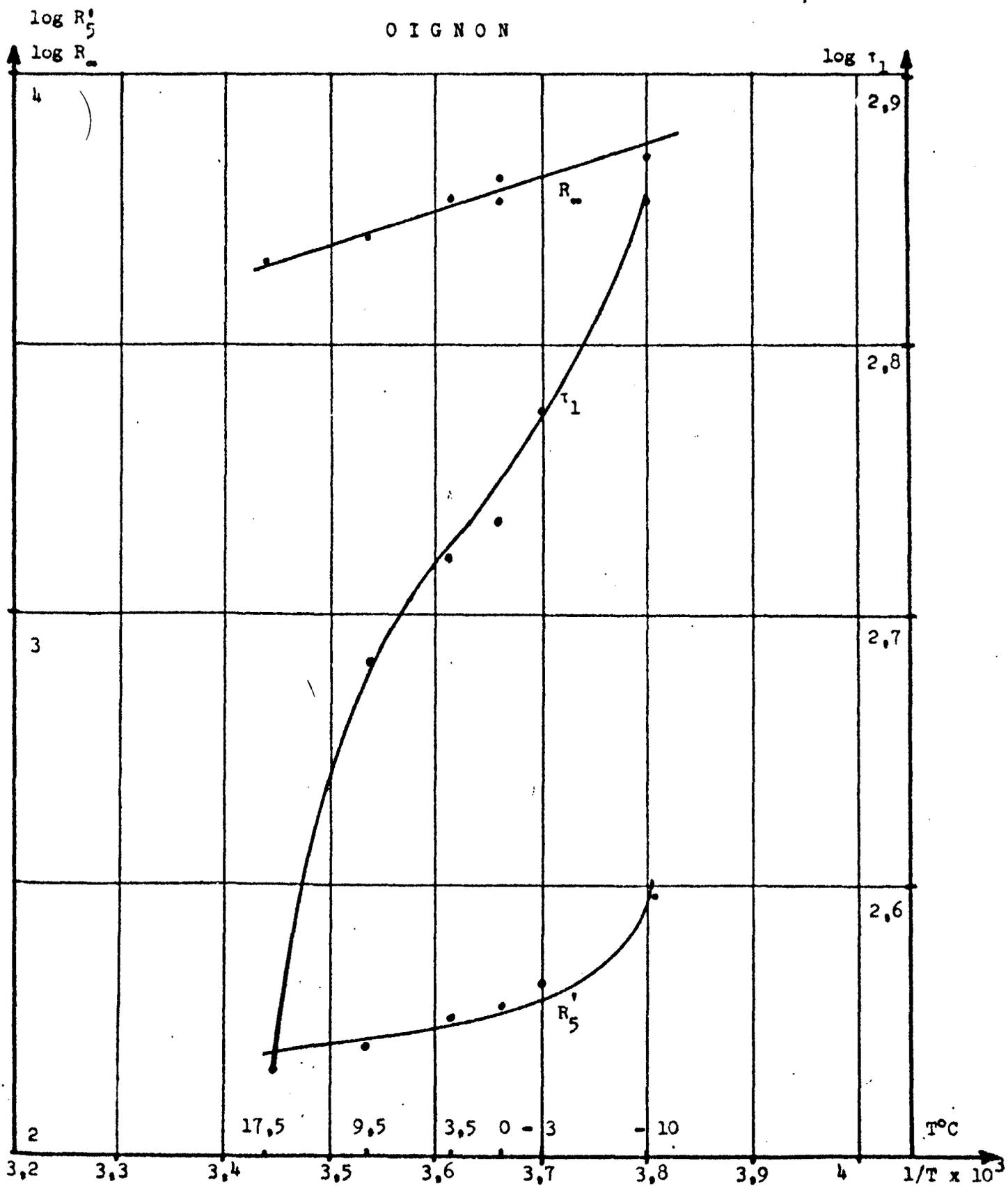


Planche IV.32



IV.3.2. - Echantillon d'oignon

Pour cet échantillon les mesures au dessus de la température ambiante n'ont pas été faites :

Nous avons tracé planche IV.32 les mêmes courbes que pour l'échantillon de pomme de terre.

IV.3.2.1. Conductivité vraie

à 18°C $\sigma \neq 0,16$ s/m

Energie d'activation de la conductivité :

$U_1 \neq 0,14$ eV

IV.3.2.2. Conductivité globale

à 18°C $\sigma' \neq 5,6 \times 10^{-3}$ s/m

$U_2 \neq 0,1$ eV

IV.3.2.3. Polarisation du milieu

à 18°C $\tau_1 \neq 330$ ns

$U_3 \neq 0,15$ eV

IV.3.2.4. Remarques sur les résultats

La conductivité de l'oignon est notablement plus faible que celle de la pomme de terre ; on note un facteur 3 pour la conductivité vrai.

Les temps de relaxation et les énergies d'activation sont du même ordre de grandeur dans les deux cas.

IV.3.3. Echantillon de viande de boucherie

Nous n'avons pas observé de polarisation du milieu.

A la température ambiante la conductivité σ est de l'ordre de 0,65 S/m

IV.3.4. Conclusion

Les mesures que nous avons effectuées montrent simplement les possibilités de la méthode et du dispositif expérimental. Des expériences plus nombreuses et plus variées seraient nécessaires pour interpréter les résultats obtenus.

C O N C L U S I O N

L'étude diélectrique des milieux biologiques par l'analyse harmonique se heurte à des difficultés, en raison de leur conductivité importante et des effets d'électrodes.

Nous avons proposé une méthode impulsionnelle permettant d'éviter, en grande partie, la formation d'une double couche aux électrodes et de séparer les contributions : conductivité et polarisation éventuelle du milieu.

Trois informations électriques sont obtenues :

- conductivité vraie, au niveau de la structure élémentaire du matériau (c'est à dire la cellule dans le cas de milieux biologiques).
- conductivité globale, que l'on mesurerait en basse fréquence s'il n'y avait pas de polarisation aux électrodes.
- informations sur la géométrie des systèmes et la polarisation des milieux.

Cette méthode de mesure ouvre donc la voie à des recherches nouvelles sur les corps organiques et biologiques à partir de grandeurs électriques jusqu'alors peu accessibles.

Pour mettre en oeuvre le principe envisagé, il faut produire et analyser des signaux électriques très courts , ce qui nécessite l'utilisation de techniques d'électronique rapide.

Un appareil expérimental autonome a été réalisé au laboratoire. Il comprend un générateur d'impulsion special et un dispositif approprié d'analyse de forme d'onde. Les informations électriques sont recueillies "in situ" , à l'aide d'une tête de mesure, mobile et de dimension réduite. L'enregistrement automatique des signaux permet d'étudier la cinétique des réactions chimiques et l'évolution des phénomènes biologiques.

Nous avons vérifié, par des essais préliminaires, qu'il était possible d'obtenir les diverses informations : R'_5 , R_∞ , τ_1 avec des précisions voisinant 5 %. Le dépouillement des enregistrements est rapide et commode.

L'étude de quelques échantillons végétaux nous a conduits à proposer des schémas électriques susceptibles de rendre compte, avec une bonne approximation, des résultats obtenus. Des travaux ultérieurs permettront certainement de préciser les divers phénomènes et d'élaborer des modèles plus adaptés.

)

ANNEXES

/

ANNEXE I.1

CELLULE A PAROI ISOLANTE : DIAGRAMME DE COLE ET COLE POUR UN ECHANTILLON DE POMME DE TERRE

Technologie de la cellule : structure plane ; électrodes : mica métallisé.

La courbe 1 (planche A I.1) donne le demi cercle de conductivité d'une eau distillée ; nous en déduisons les caractéristiques électriques de la cellule :

$$C_p \epsilon_1 = 440 \text{ pF} \quad ; \quad C_a = 0,5 \text{ pF}$$

en prenant $\epsilon' = 80$ pour l'eau.

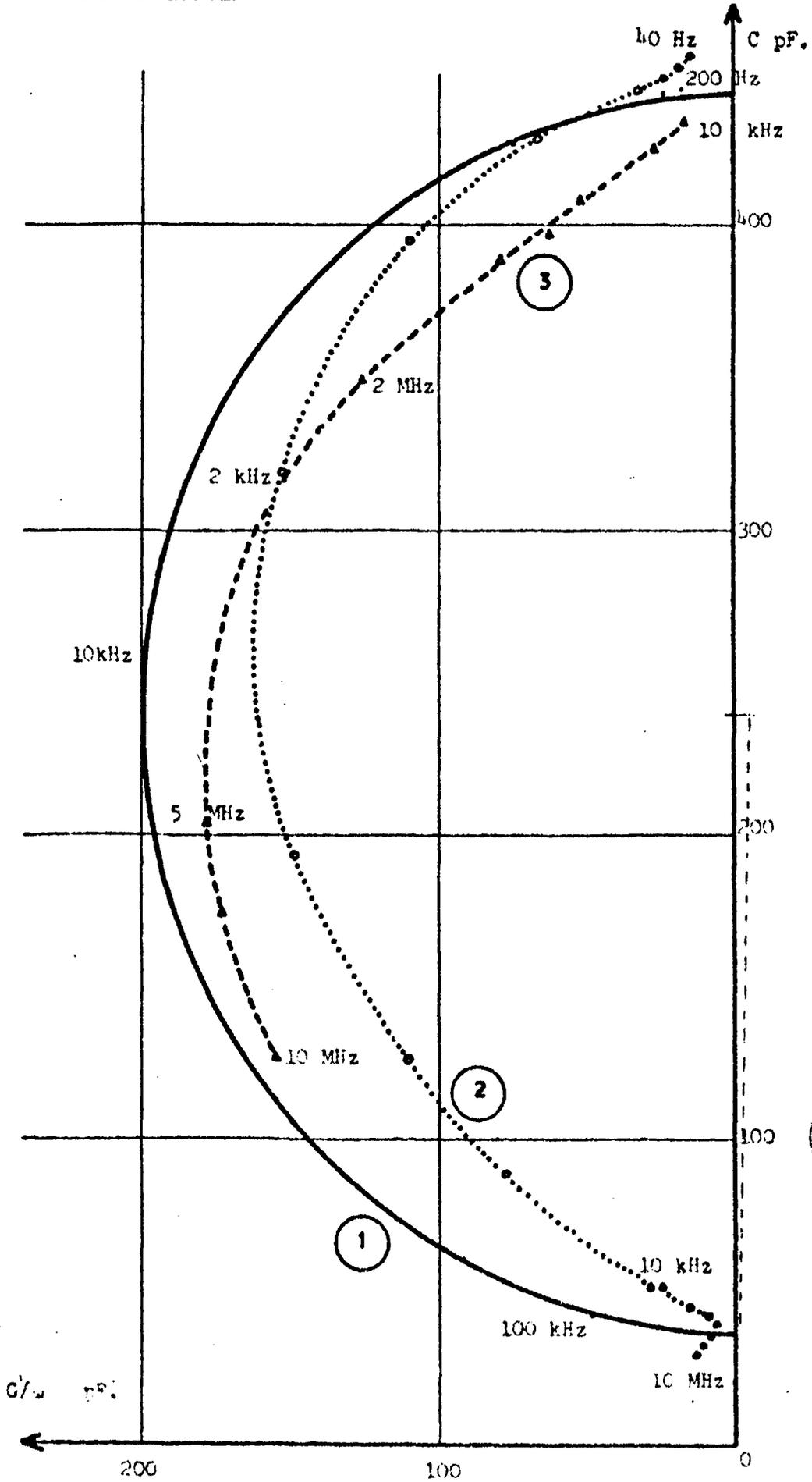
Un échantillon taillé convenablement est placé dans la cellule. On constate que les mesures dépendent beaucoup des contacts échantillon - électrodes :

Courbe 2 (planche A I.1). L'échantillon adhère mal aux parois isolante (absence de serrage). Nous remarquons un domaine B.F. très important dont la fréquence critique se situe aux alentours de 4 kHz, et l'amorce d'un domaine H.F. d'amplitude beaucoup plus faible.

Courbe 3 (planche A I.1). L'échantillon est fortement comprimé entre les électrodes. Le domaine B.F. disparaît totalement.

Entre ces deux extrêmes, nous avons observé plusieurs cas intermédiaires. Les mesures ne sont pas reproductibles.

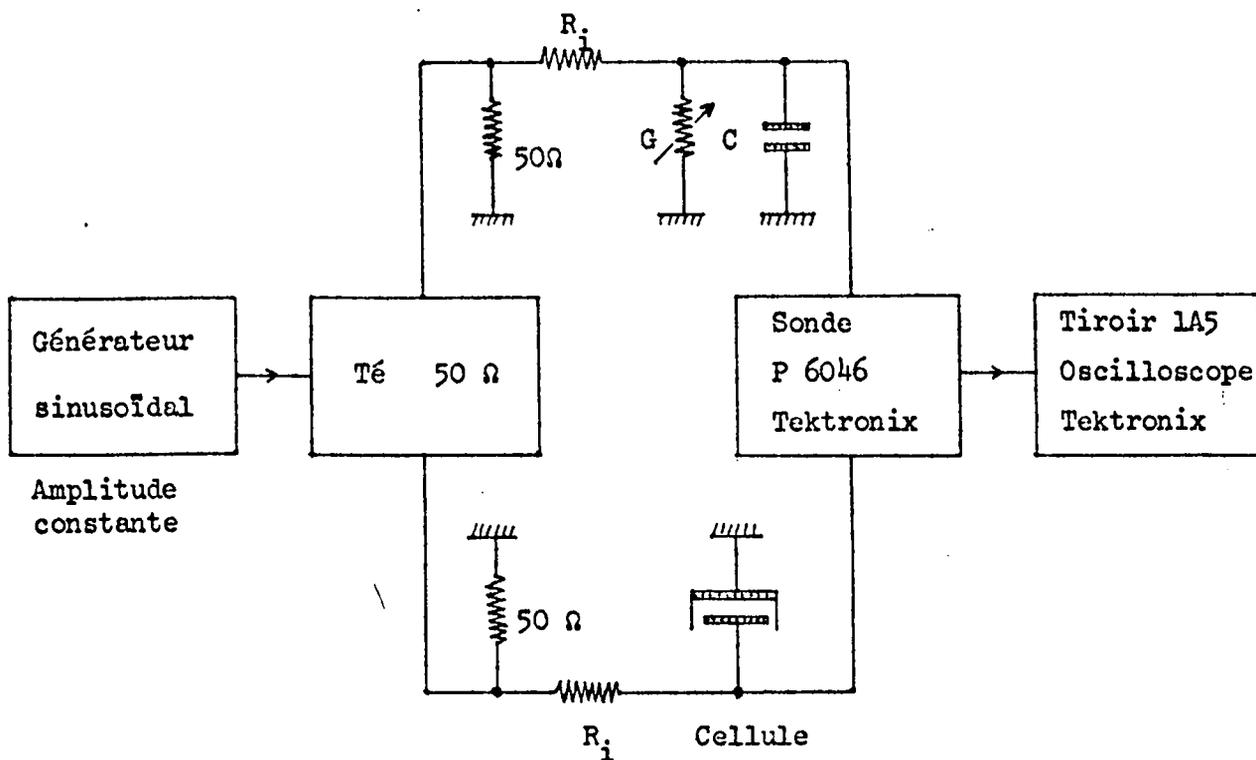
PLANCHE A 1.1



ANNEXE I.2.

SPECTRE HERTZIEN DES VEGETAUX (ANALYSE HARMONIQUE)

I. DISPOSITIF EXPERIMENTAL



Nous comparons, à fréquence fixe, l'admittance équivalente de l'échantillon et celle d'un dipole parallèle étalon comprenant une capacité C et une conductance G . Le comparateur, du type pont de Wheastone, est réalisé avec soin pour permettre des mesurcs correctes à 10 MFz.

- séparation des deux voies
- connexions courtes
- entrée adaptée sur 50 Ω

Le détecteur de zéro est constitué par la sonde différentielle large bande tektronix - P -604-6 associée au tiroir 1 A5. La cellule de mesure a été décrite au paragraphe III.2.

Soit une capacité étalon de valeur fixe ; les mesures se font de la manière suivante : on recherche l'équilibre en modifiant alternativement, de façon convergente, la fréquence du générateur et la valeur de la conductance variable G .

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Un échantillon de pomme de terre est étudié à différentes températures.

Nous avons tracé (planche A.I.2.), les diagrammes de Cole et Cole G/ω en fonction de C .

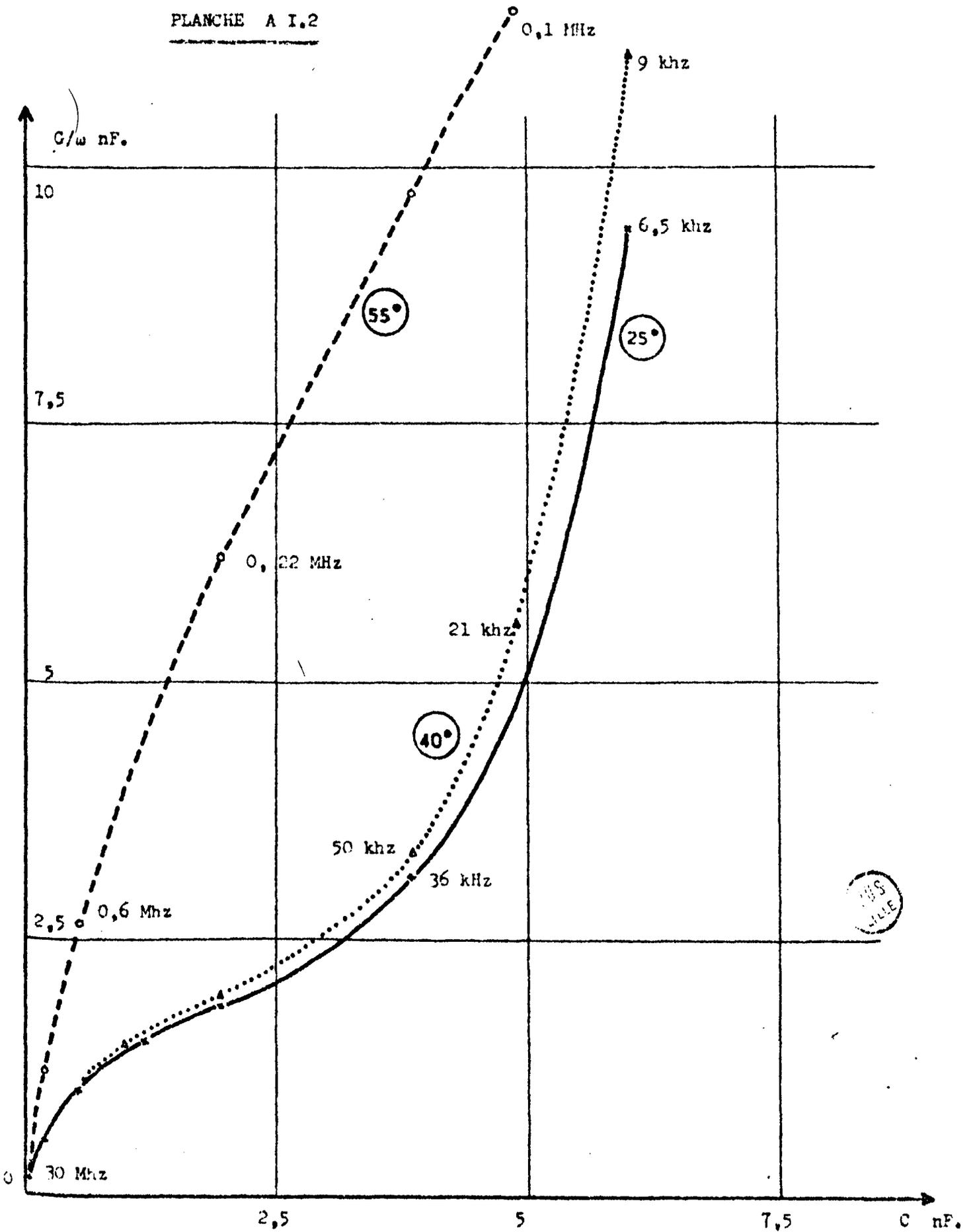
Tableau des résultats de mesure

T = 25°C			T = 40°C			T = 55°C		
F _{MHz}	G/ω pF	C pF	F _{MHz}	G/ω pF	C pF	F _{MHz}	G/ω pF	C pF
33	62,8	21	31,7	64,5	21	20,8	101	21
10,5	153	41,6	9,91	110,5	41,6	6,1	314	41,6
4,24	337	96,7	4,33	369	96,7	2,52	723	96,7
2,43	534	183,2	2,58	568	183,2	1,47	1192	183,2
1,54	749	316,5	1,69	789	316	0,95	1768	316
0,936	1035	560	1,05	1075	560	0,614	2648	560
0,43	1500	1190	0,497	1560	1190	0,34	4385	1190
0,26	1715	1689	0,313	1725	1689	0,255	6299	1690
0,22	1855	1940	0,253	1945	1940	0,224	6214	1940
35,9.10 ⁻³	3080	3870	40.10 ⁻³	3340	3870	0,122	9751	3870
6,5.10 ⁻³	9410	6020	8,5.10 ⁻³	11100	6020	78,2.10 ⁻³	13395	6020

3. CONCLUSION

Nous constatons, qu'en présence d'une telle conductivité, il est difficile de déduire des informations précises sur le milieu. Un phénomène de polarisation apparaît en haute fréquence mais, ni l'amplitude, ni la fréquence critique ne peuvent être déterminées sans ambiguïté.

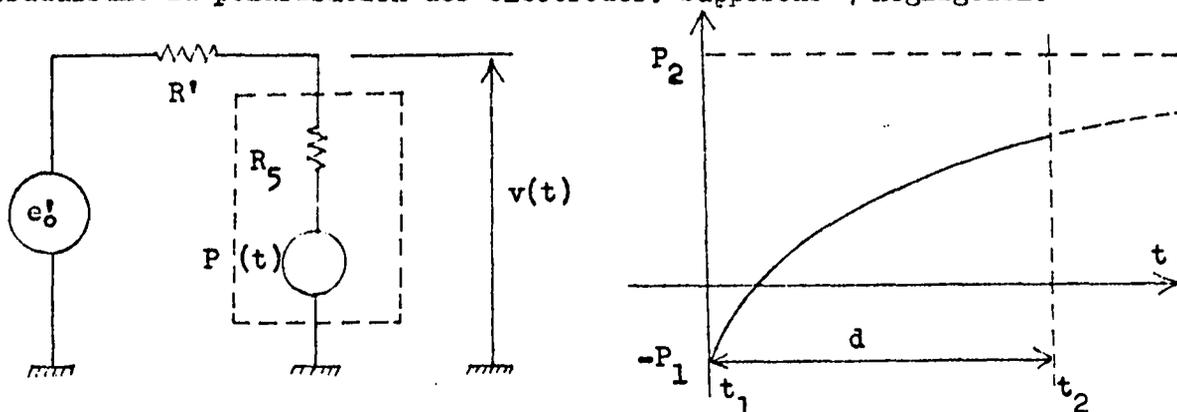
PLANCHE A I.2



ANNEXE II

INFLUENCE DE LA POLARISATION RESIDUELLE
DES ELECTRODES SUR LA VALEUR DU SAUT DE
TENSION Δv

Par hypothèse, le produit n'a que de la conductivité. La cellule de mesure est équivalente à un élément linéaire R_5 en série avec une f.c.e.m. $P(t)$ traduisant la polarisation des électrodes. Supposons γ négligeable



Considérons une impulsion positive du signal en régime permanent. Elle débute à l'instant t_1 et finit à t_2 ($t_2 = t_1 + d$).

On peut admettre, en première approximation, que la double couche évolue suivant une loi exponentielle pendant la durée de l'impulsion :

$$P(t) = P_2 - (P_2 + P_1) e^{-\frac{t - t_1}{\tau}}$$

* Calcul de Δv à l'instant t_1

- Pour $t = t_1$ avec $t_1^- = t_1 - \epsilon$

$$e'(t_1^-) = 0 ; P(t_1^-) = -P_1 \implies i(t_1^-) > 0$$

$$v(t_1^-) = -P_1 \frac{R'}{R' + R_5}$$

- Pour $t = t_1^+$ avec $t_1^+ = t_1 + \epsilon$

$$e'(t_1^+) = e'_0 ; P(t_1^+) \neq P(t_1^-) = -P_1 \Rightarrow i(t_1^+) > 0$$

$$v(t_1^+) = \frac{R_5}{R' + R_5} \cdot e'_0 - P_1 \frac{R'}{R' + R_5}$$

Entre t_1^- et t_1^+ la tension $v(t)$ a varié d'une valeur Δv telle que

$$\Delta v = v(t_1^+) - v(t_1^-) = e'_0 \frac{R_5}{R' + R_5}$$

* Calcul de Δv à l'instant t_2

- Pour $t = t_2^-$

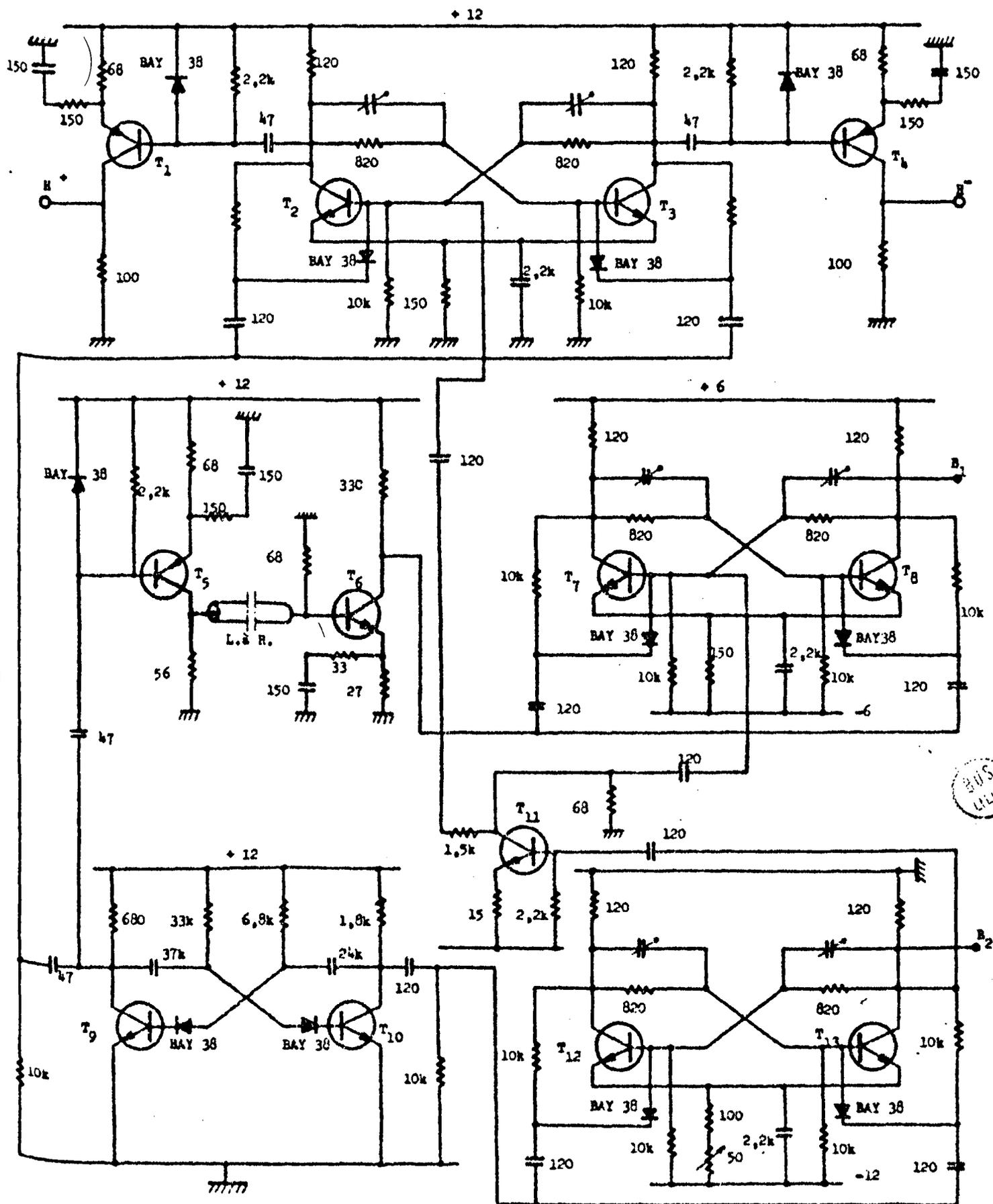
$$v(t_2^-) = \frac{R_5}{R' + R_5} e'_0 + \frac{R'}{R' + R_5} \left(P_2 - (P_2 - P_1) e^{-\frac{t_2 - t_1}{\tau_5}} \right)$$

- Pour $t = t_2^+$

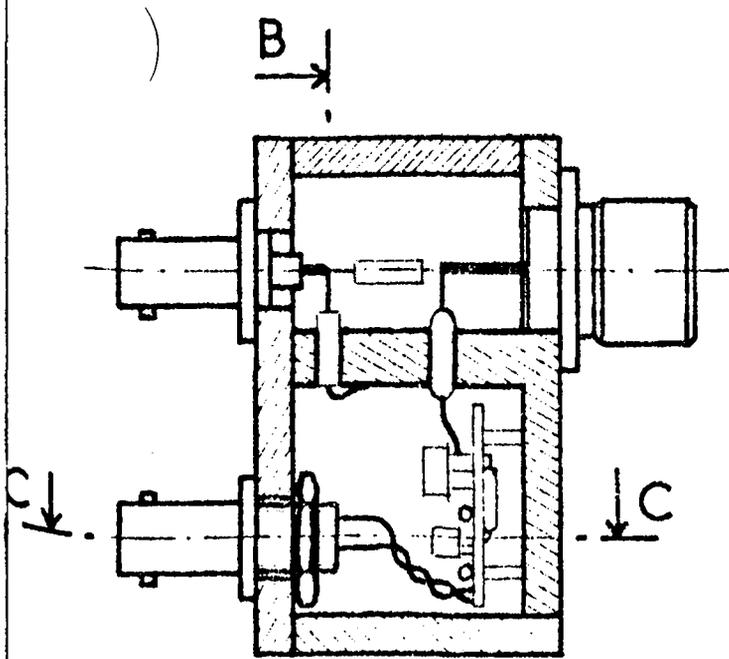
$$v(t_2^+) = \frac{R'}{R' + R_5} \left(P_2 - (P_2 - P_1) e^{-\frac{t_2 - t_1}{\tau_5}} \right)$$

d'où
$$\Delta v = v(t_2^-) - v(t_2^+) = e'_0 \frac{R_5}{R' + R_5}$$

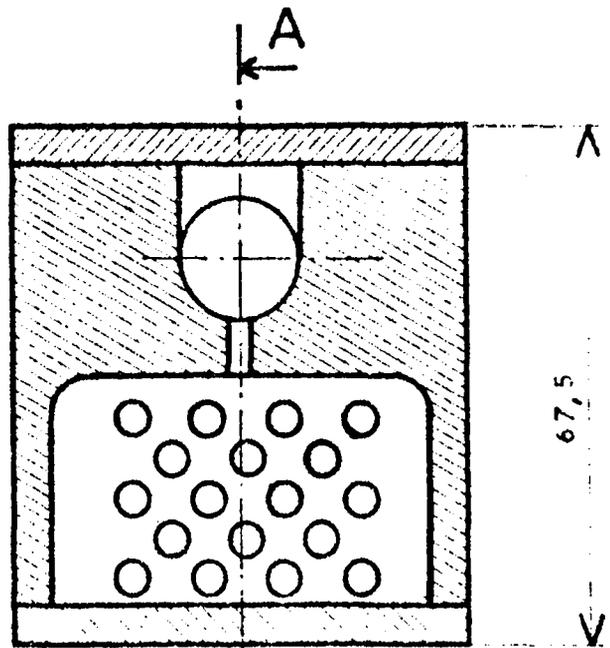
Nous constatons donc que Δv est indépendant de la polarisation résiduelle P_1 .



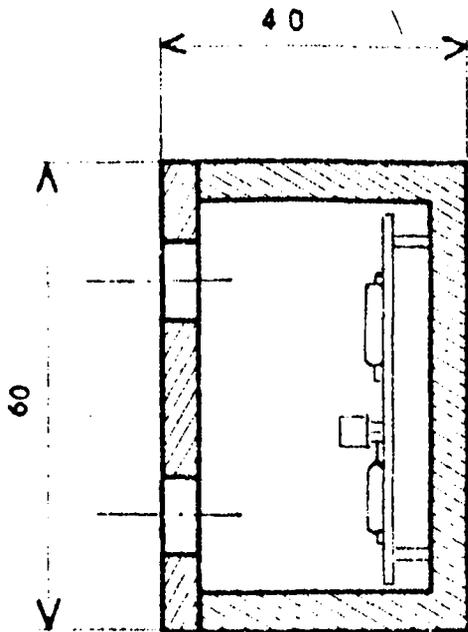
Annexe III.2



coupe AA



coupe BB



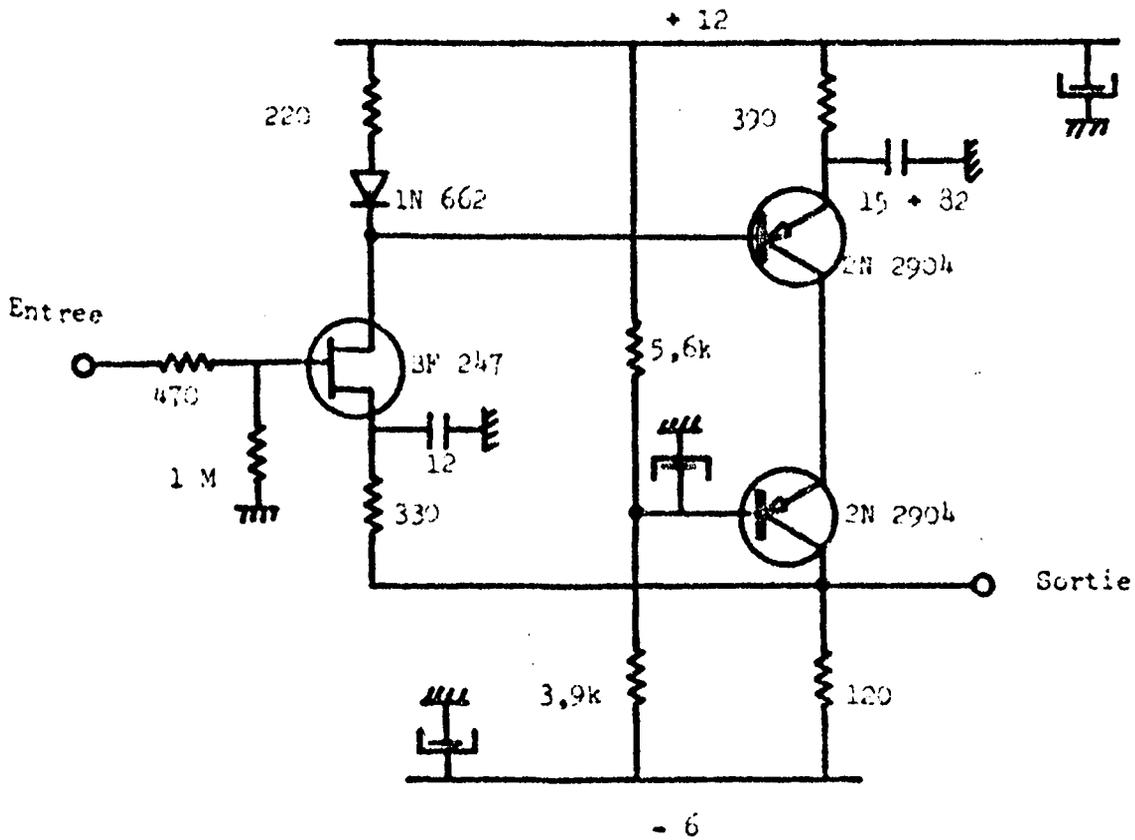
coupe CC.

TETE DE
MESURE

Echelle 1



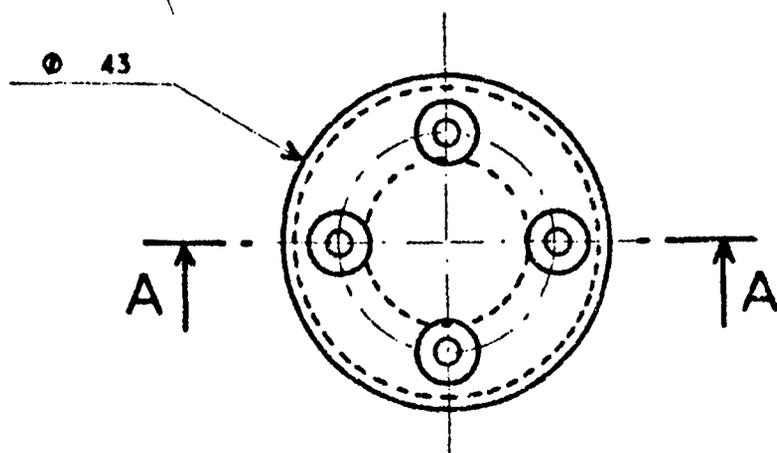
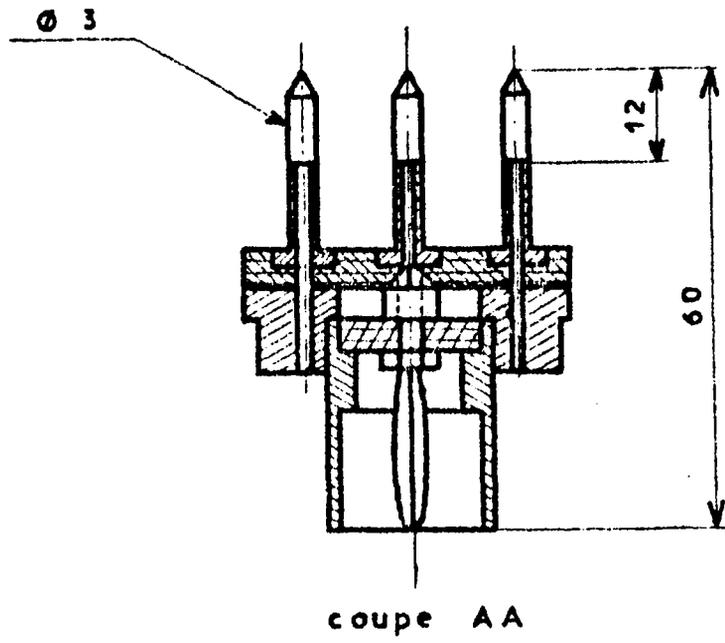
ADAPTATEUR D'IMPEDANCE



CARACTERISTIQUES.

- Gain 0,60
- Impédance d'entrée 1 M Ω ; 8 pF.
- Impédance de sortie - 50 Ω
- Tension de sortie autour du zéro
- Derive de la sortie 0,25 mV / °C
- Tension d'entrée maximale + 4,5 V.
- Temps de montée - 5 nanosecondes.

ANNEXE III.4.



$C_0 \neq 0.4 \text{ PF}$

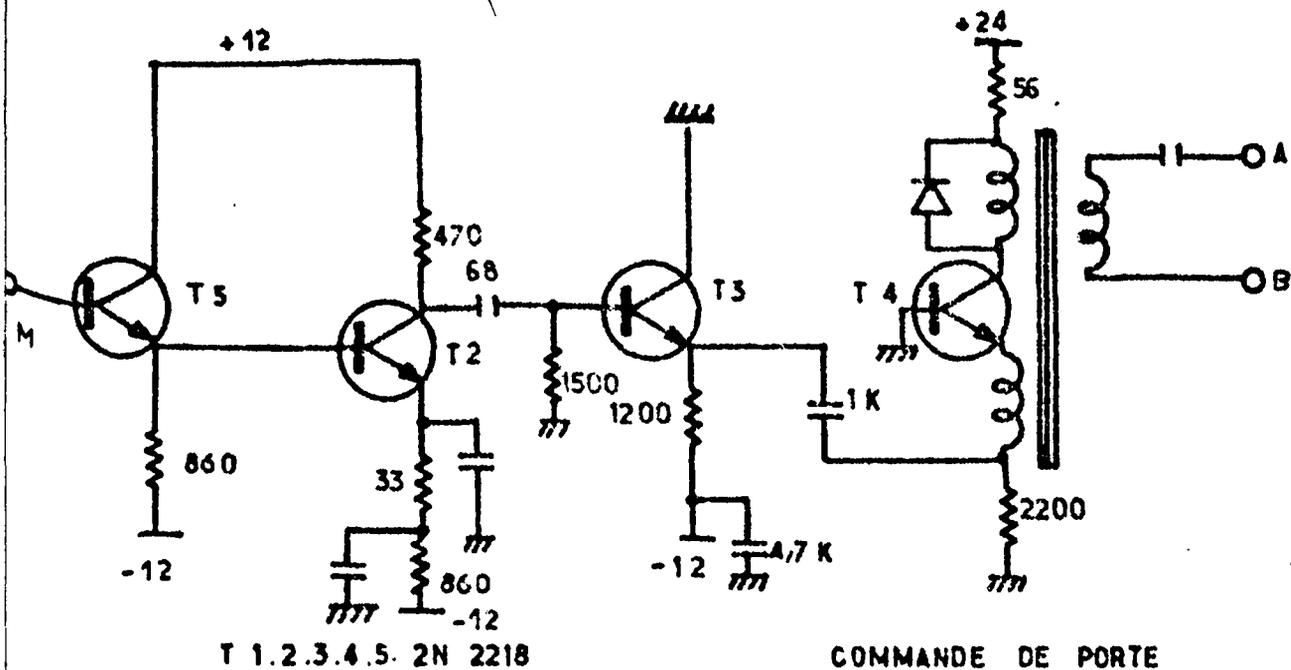
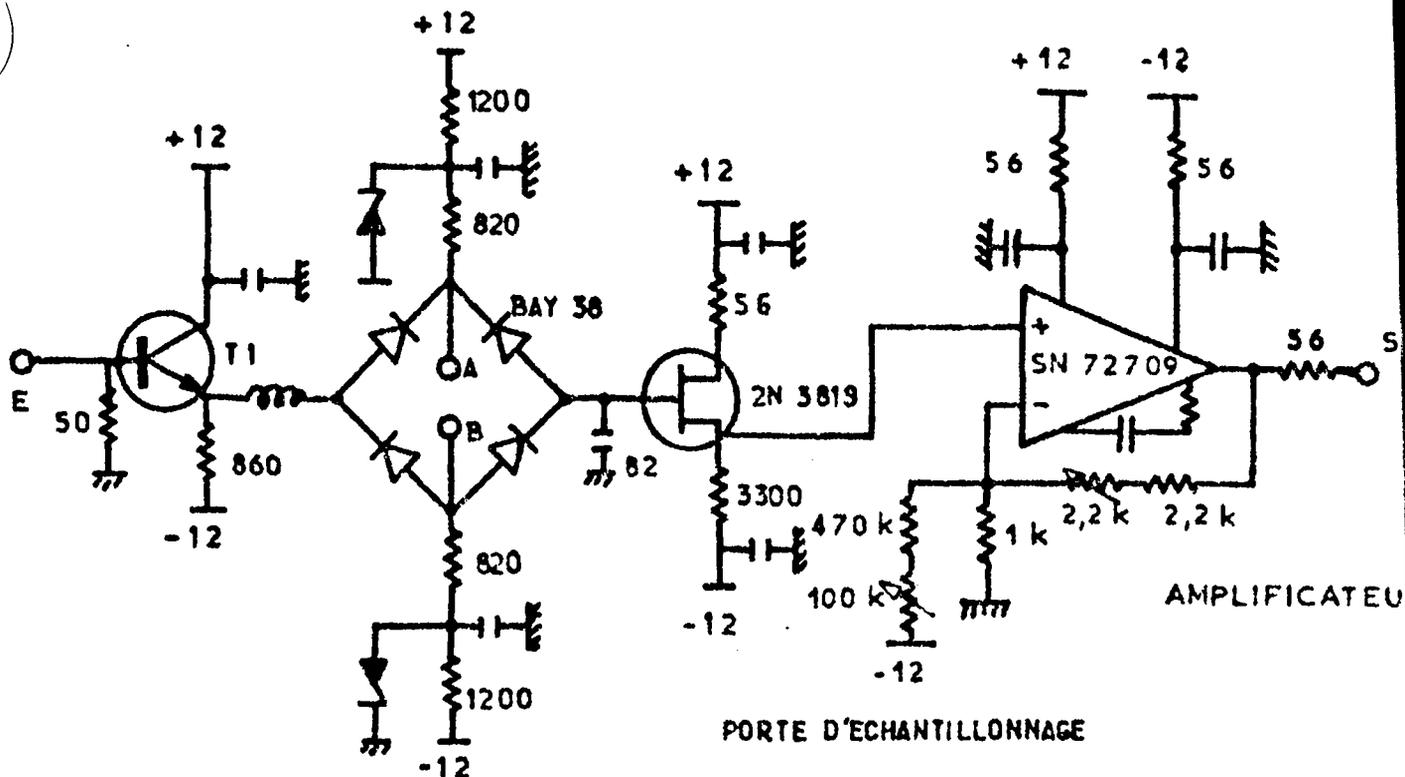
$k = 25 \text{ m}^{-1}$



Echelle 1

CAPTEUR

ANNEXE III.3.

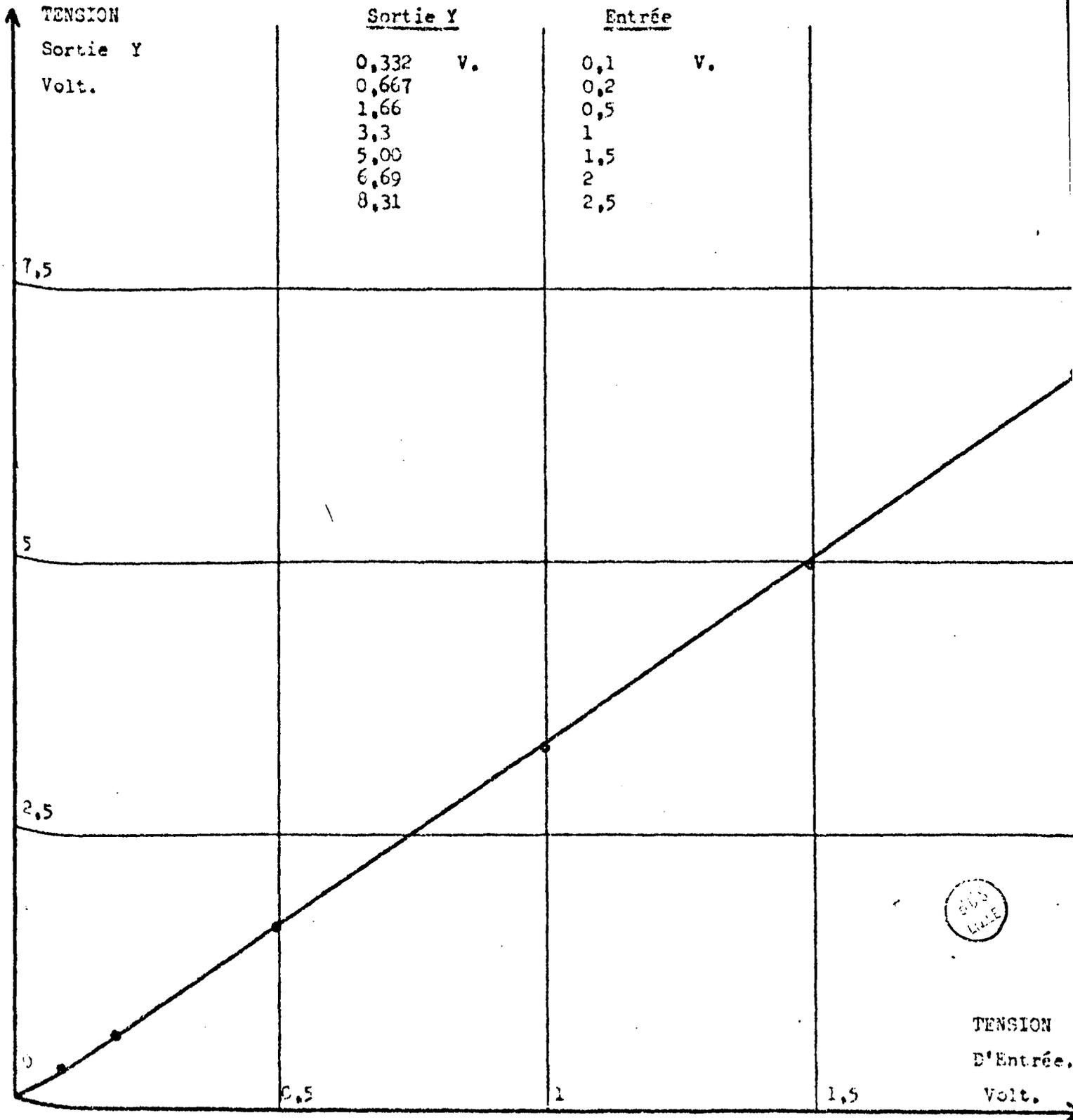


T 1.2.3.4.5. 2N 2218

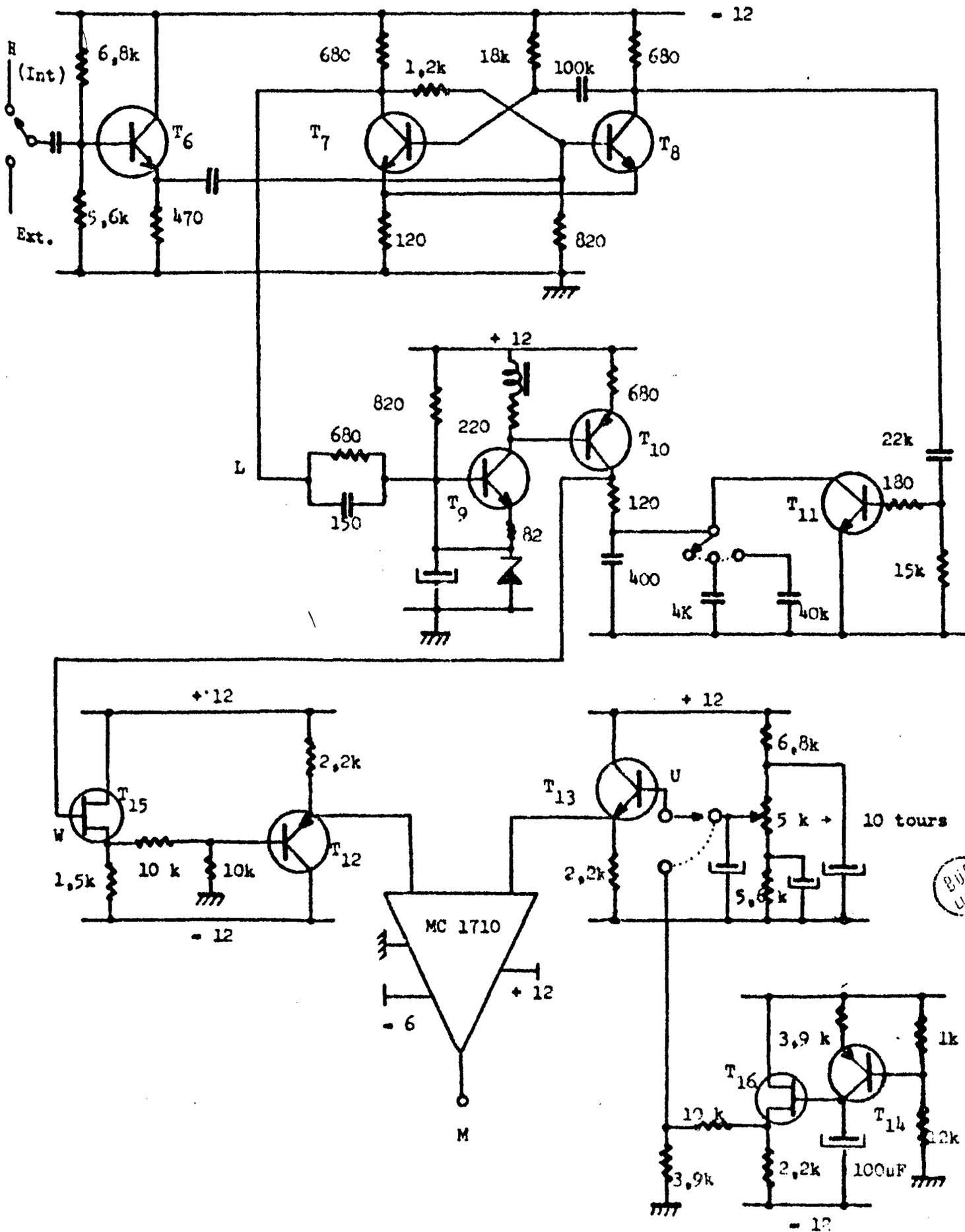
COMMANDE DE PORTE



COURBE DE REPOSE DE L'ENSEMBLE : PORTE D'ECHANTILLONNAGE,
MEMOIRE, AMPLIFICATEUR CONTINU .



BASE DE TEMPS : RETARD τ



ANNEXE IV.1

TABLEAU DES RESULTATS DE MESURES : Echantillons de
potome de terre

T °C	R' ₅ Ω	R _∞ Ω	τ ₁ ns
57	32,4	417	145
46,5	36	558	203
33,5	39,9	637	234
18	49,1	898	306
18	47,3	1351	244
8	55,6	1723	283
2	65,6	2132	328
-2	72,9	2549	357
-8	398	5427	587
-10	2380	17740	64

ANNEXE IV.2.

TABEAU DES RESULTATS DE MESURE : Echantillon d'oignon

T °C	R_5 Ω	R_∞ Ω	τ_1 ns
17,5	153,3	4440	329
9,5	157,9	5030	482
3,5	183,2	5600	528
0	191,8	6510	544
0	189,2	5960	534
-3	209,4	6570	578
-10	294	7042	716

BIBLIOGRAPHIE

- (1) R. COELHO, Rev. Gen. Elec., T.75, n° 6, p. 759 (1966)
- (2) BIZOUARD, CERISIER, GASQUET, Rev. Gen. Elect., T. 77, n° 7 - 8, p. 697 (1968)
- (3) Y. MORINEAU, ref. I.F.P. 11 800 (1965)
- (4) M. DESCARPENTRIES, Thèses Docteur Ingénieur, LILLE (1966)
- (5) B. CARPENTIER, Mémoire Ingénieur C.N.A.M., Lille (1968)
- (6) F. BLIOT, Thèse de 3ème cycle, Lille (1964)
- (7) K.W. WAGNER, Arch. Electrotechn., T. 2, p. 371, (1914)
- (8) A. CHAPOTON, Thèse de 3ème cycle, Lille (1966)
- (9) J.M. WACRENIER, Thèse de 3ème cycle, Lille (1968)
- (10) D. LEQUESNE, D.E.A., Lille (1969)
- (11) R. BERLAND, Thèse 3ème cycle, Lyon (1965)
- (12) Y. CROSNIER, Thèse 3ème cycle, Lille (1963)
- (13) J. MILLMAN, H. TAUB, Pulse, Digital and Switching Waveforms, ed. Mc Graw Hill
New York (1965)
- (14) G. RAVALITERA, D.E.A., Lille (1969)

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

1ère PARTIE : ETUDE CRITIQUE DE DIFFERENTES METHODES

I.1. DESCRIPTION DES MILIEUX ETUDIES

I.2. PHENOMENES ELECTRIQUES DANS LES MILIEUX VIVANTS

I.3. MESURE DE LA CONDUCTIVITE PAR LA METHODE DU VOLTMETRE ET DE L'AMPEROMETRE
MISE EN EVIDENCE DE LA POLARISATION AUX ELECTRODES

I.4. MESURE DES CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES EN REGIME DYNAMIQUE

I.4.1. Mesure de la conductivité à fréquence fixe

I.4.1.1. La cellule à deux électrodes de platine

I.4.1.2. Cellule à quatre électrodes (2,3)

I.4.2. La méthode harmonique

I.5. METHODE IMPULSIONNELLE

2ème PARTIE : METHODE IMPULSIONNELLE - APPLICATION A LA MESURE DES TISSUS VIVANTS

II.1. MISE EN OEUVRE DE LA METHODE (planche II.1)

II.2. ETUDE THEORIQUE DE LA REPOSE DU DISPOSITIF DANS QUELQUES CAS PARTICULIERS

II.2.1. Cas d'un dipole homogène : conductivité électronique

II.2.2. Cas d'un liquide conducteur : conductivité ionique

II.2.3. Cas d'un diélectrique ne présentant que de la conductivité et
un phénomène de polarisation interfacial pur : effet Maxwell -
Wagner

II.2.3.1. Mise en équation : réponse impulsionnelle

II.2.3.2. Extension du modèle de Wagner

II.2.3.3. Cas particulier : réponse du diélectrique à des
impulsions de courant

II.2.4. Cas d'un diélectrique non linéaire

II.2.4.1. Premier cas

II.2.4.2. Deuxième cas

II.2.5. Cas d'un diélectrique possédant plusieurs domaines de relaxation de type Maxwell - Wagner non distribués.

II.3. APPLICATION A LA MESURE DES TISSUS VIVANTS

II.3.1. Description du signal réponse

II.3.2. Interprétation du signal

II.3.3. Résumé des grandeurs électrique mesurées

3ème PARTIE : ETUDE TECHNOLOGIQUE DU DISPOSITIF DE MESURE

III.1. LE GENERATEUR D'IMPULSION

III.1.1. Cahier des charges

III.1.2. Principe de réalisation : étude critique

III.1.2.1. Etude d'un générateur d'impulsion par la méthode digitale (Fonctionnement, avantages et inconvénients).

III.1.2.2. Générateur d'impulsion obtenu à partir de signaux analogiques (fonctionnement, avantages et inconvénients).

III.2. LE CAPTEUR ET LA TETE DE MESURE

Réalisation mécanique de la tête de mesure

L'adaptateur d'impédance

Le capteur : cellule de mesure

III.3. LE DISPOSITIF D'ANALYSE DE FORME D'ONDE

III.3.1. Choix de la méthode

- III.3.1.1. Méthode du voltmètre de crête
 - Avantages et inconvénients
- III.3.1.2. Méthodes de comparaison quasi instantanée
 - Avantages et inconvénients
- III.3.1.3. Méthode d'échantillonnage
 - Schéma fonctionnel du dispositif
- III.3.2. Réalisation d'un dispositif d'échantillonnage
 - III.3.2.1. La porte d'échantillonnage
 - III.3.2.2. La mémoire
 - III.3.2.3. Base de temps - génération du retard τ
 - III.3.2.4. Commande d'ouverture de porte : impulsion d'échantillonnage

.../...

4ème PARTIE : RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.1. CONDITIONS EXPERIMENTALES

IV.2. EXPLOITATION DES ENREGISTREMENTS

IV.2.1. Information de conductivité vraie

IV.2.2. Information sur la conductivité apparente

IV.2.3. Détermination des éléments d'un schéma équivalent

IV.2.4. Exemple de calcul.

IV.3. RESULTATS

IV.3.1. Echantillons de Pomme de terre

IV.3.1.1. Information de conductivité vraie du milieu étudié

IV.3.1.2. Information de conductivité globale du milieu

IV.3.1.3. Polarisation du milieu

IV.3.1.4. Remarques sur les résultats.

IV.3.2. Echantillon d'oignon

IV.3.2.1. Conductivité vraie

IV.3.2.2. Conductivité globale

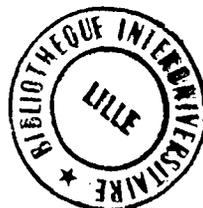
IV.3.2.3. Polarisation du milieu

IV.3.2.4. Remarques sur les résultats

IV.3.3. Echantillon de viande de boucherie

IV.3.4. Conclusion

CONCLUSION



ANNEXES

- An. I.1 Cellule à paroi isolante : diagramme de Cole et Cole pour un échantillon de pomme de terre.
- An. I.2 Spectre hertzien des végétaux (analyse harmonique). Application à un échantillon de pomme de terre.
- An. II Influence de la polarisation résiduelle des électrodes sur la valeur du saut de tension Δv .
- An.III.1 Schémas de réalisation : générateur d'impulsions.
- An.III.2 Réalisation mécanique de la tête de mesure.
- An.III.3 Schéma de réalisation : transformateur d'impédance de la tête de mesure.
- An.III.4 Réalisation mécanique du capteur.
- An.III.5 Schémas de réalisation : dispositif d'échantillonnage.
- An.IV.1 Tableau des résultats de mesure : échantillons de pomme de terre.
- An.IV.2 Tableau des résultats de mesure : échantillon d'oignon.

PLANCHES ET FIGURES HORS-TEXTE.

- p. 17 bis Schéma de principe du dispositif.
- p. 33 bis Représentation graphique de la relation II.241.
- p. 34 bis Représentation graphique de la relation II.242.
- p. 41 bis Courbe expérimentale obtenue sur échantillon de pomme de terre.
Courbe calculée par la relation II.241.
- p. 45 bis Générateur d'impulsion type digital.
- p. 48 bis Générateur d'impulsion type analogique.
- p. 57 bis Schéma d'ensemble : méthode du voltmètre de crête.
- p. 59 bis Méthode de comparaison quasi instantanée.
- p. 64 bis Base de temps d'échantillonnage.
- p. 67 Exemple d'enregistrement sur table traçante.
- p. 74 Courbes : Echantillons de pomme de terre.
- p. 75 Courbes : Echantillon d'oignon.