

Description des caractéristiques biologiques, électriques et électromagnétiques du corps humain

Rakotomananjara D. F.¹, Randriamitantsoa P. A.²

Laboratoire de Recherche Télécommunication, Automatique, Signal et Images
(LR-T.A.S.I.)

Ecole Doctorale Sciences et Techniques de l'Ingénierie et de l'Innovation
(ED – STII)

Université d'Antananarivo

BP 1500, Ankatso – Antananarivo 101 – Madagascar

¹*davidfitiana76@gmail.com*, ²*rpauguste@gmail.com*

Résumé

L'exposition accrue de la population aux rayonnements électromagnétiques produits par les stations de bases et divers équipements des utilisateurs pour les technologies de communications sans fil crée des inquiétudes au niveau mondial. Afin de comprendre les bases des mécanismes d'interactions des champs électromagnétiques avec le corps humain et les effets biologiques possibles, il est indispensable tout d'abord de connaître les caractéristiques des milieux biologiques le plus précisément possible. Nous allons, dans cet article décrire les milieux biologiques sous trois différents angles à savoir d'un point de vue biologique, électrique et électromagnétique et détailler les modèles mathématiques qui régissent les processus biologiques de base.

Mots clés : Milieux biologiques, membranes plasmiques, conductivité ionique, Permittivité complexe, dispersion

Abstract

The increased exposure of the population to electromagnetic radiation produced by base stations and various user equipment for wireless communications technologies is causing global concern. In order to understand the basics of the mechanisms of interactions of electromagnetic fields with the human body and its possible biological effects; it is first of all essential to know the characteristics of biological media as precisely as possible. In this article, we will describe biological environments from three different angles, namely from a biological, electrical and electromagnetic point of view, and detail the mathematical models that govern basic biological processes.

Keywords: biological material, cell membrane, ionic conductivity, Complex permittivity, dispersion

1- Introduction

Le corps humain est un système très complexe, il est constitué de milliards de milliards de cellules qui forment les tissus et les organes. Le corps est composé d'environ 200 types différents de cellules qui occupent différentes fonctions. Les cellules d'un même type se regroupent pour former des tissus comme le revêtement de l'intestin ou la surface de la peau. Ensuite, différents types de tissus s'assemblent pour former un organe comme le cœur, foie rate et estomac. Dans un premier temps nous allons décrire les cellules et tissus biologiques d'un point de vue biologique. Ensuite dans la deuxième partie, nous allons donner les modèles électriques de la cellule et dans la troisième partie nous nous concentrerons sur les propriétés électromagnétiques des tissus biologiques et les modèles empiriques qui permettent de les représenter.

1. Milieux biologiques d'un point de vue biologique

Le corps humain est composé de différents types de milieux biologiques ayant des propriétés très différentes. Ces milieux biologiques peuvent être : des liquides (liquide céphalo-rachidien, synovie, urine) composés d'eau, d'éléments organiques et de minéraux et des tissus composés d'un ensemble de cellules qui vont constituer les

organes. La cellule est la plus petite unité capable de vie autonome et de reproduction et également le véhicule de la transmission de l'information génétique. C'est l'unité fondamentale structurale et fonctionnelle de tout être vivant.

1.1 Structure de la cellule

Une cellule est constituée de:

- une membrane plasmique qui est constituée d'une bicouche de phospholipides et de protéines membranaires.
- un cytoplasme riche en organites
- Les mitochondries qui fournissent l'énergie permettant à la cellule de fonctionner.
- Le réticulum endoplasmique qui assure le transport et le stockage des matériaux à l'intérieur de la cellule.
- Les peroxysomes qui permettent d'isoler les réactions au cours desquelles l'eau oxygénée (réactif chimique dangereux pour la cellule) est formée et dégradée.
- Les ribosomes qui sont composés de protéines et d'ARN (acide ribonucléique), ils sont le siège de la synthèse des protéines
- Les lysosomes et vésicules : la digestion intra cellulaire.

- Le cytosquelette, formé des microtubules et autres filaments.[1]

1.2 La membrane plasmique

La membrane plasmique est la membrane qui limite la partie vivante de la cellule et la sépare du milieu externe. Son épaisseur est environ 75 Å [2]. Elle est constituée de trois des principaux éléments de base du vivant, des lipides, des protéines et des glucides. Ces trois éléments coopèrent pour former un film fluide mais néanmoins étanche qui isole la cellule du milieu extérieur et lui permet d'interagir.

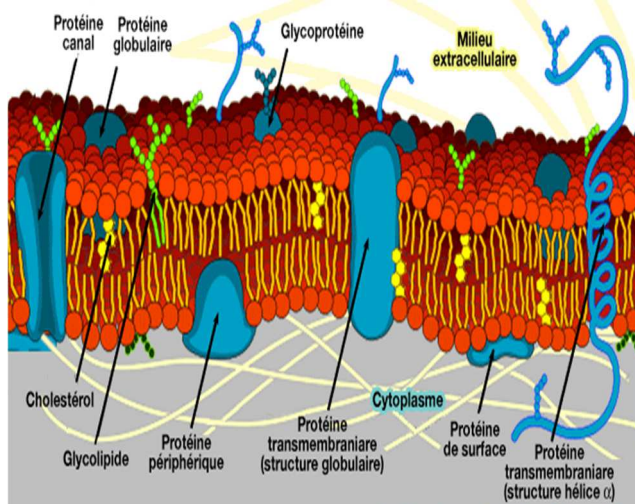


Figure 1.01 : Structure de la membrane plasmique [3]

Elle assure principalement les fonctions suivantes : les échanges d'information avec d'autres cellules (récepteurs hormonaux, jonctions gap), la régulation du métabolisme (transduction intracellulaire des signaux

extracellulaires), la régulation du transport des ions, protéines, sucres graisses etc.

1.3 Transport membranaire et échanges cellulaires

Les cellules prennent de manière sélective dans leur environnement les divers produits (nutriments, oxygène...) nécessaire à leur fonctionnement, et y excrètent les déchets qui résultent de celui-ci. Le transport membranaire est le passage d'une molécule, d'un ion ou d'une particule à travers la bicouche de phospholipides de la membrane plasmique ou des organites. Les transports membranaires peuvent s'effectuer :

- sans mouvements membranaires (transports passifs ou actifs s'ils nécessitent une source d'énergie) ;
- avec des mouvements membranaires (trafic vésiculaire)

Dans cet article, nous nous intéressons au transport sans mouvement membranaire, plus particulièrement aux transports passifs de type diffusion facilitée c'est-à-dire qu'elles font intervenir des protéines transmembranaires qui facilitent la vitesse de passage. On distingue trois types de canaux de protéique dans la membrane :

- Canal voltage-dépendant (Voltage-Gated Ion Channel VGIC): canaux dont l'ouverture et la fermeture est commandée par une différence de potentielle présente sur la membrane.

- Canal commandé mécaniquement (mechanically-gated Channel): canaux dont l'ouverture et la fermeture est commandée par une pression d'ions présente sur la membrane.
- Les canaux ioniques ligand-dépendants ou dépendants du ligand (ligand-gated): ils s'ouvrent ou se ferment en fonction de la liaison d'un ligand au canal.

Les canaux ioniques commandés par tension VGIC sont principalement le sodium Na^+ , le calcium Ca^{2+} , le chlorure Cl^- et le potassium K^+ . L'état de ces canaux est déterminé par l'interaction électrostatique entre la tension membranaire et les capteurs de tension des canaux. Les canaux sont ouverts ou fermés lorsque la force électrostatique qui agit sur les charges des capteurs de tension atteint une valeur seuil.

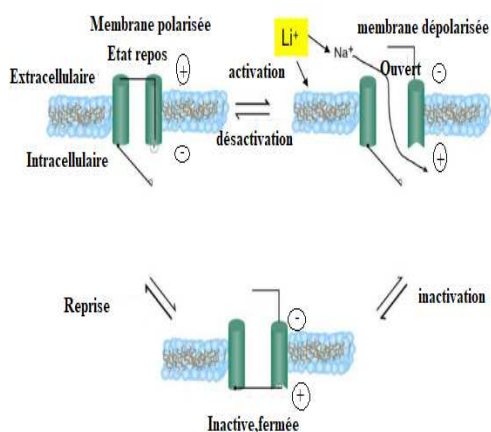


Figure 1.02 : Fonctionnement du VGIC [4]

Dans l'état de repos fermé, la membrane cellulaire est polarisée, la partie extracellulaire du pore est fermée tandis que le mécanisme de déclenchement intracellulaire reste ouvert. Lors de l'activation, la membrane se dépolarise, ouvrant la partie extracellulaire du pore et permettant à l'ion d'entrer dans la cellule. La période réfractaire se produit alors que la membrane est encore dépolarisée, le mécanisme de déclenchement a fermé la partie intracellulaire du pore, rendant le canal inactif.

2 Milieux biologique du point de vue électrique

Les potentiels membranaires correspondent aux différences de potentiel à travers la membrane plasmique d'une cellule.

Dans les deux côtés de la membrane plasmique (intérieur et extérieur), il y a des ions libres principalement: potassium K, sodium Na^+ , ils ont pour rôle de :

- Contrôler le volume de la cellule par la pression osmotique
- Contrôler l'entrée et la sortie de l'eau
- Participer dans le processus métabolique et signal transduction
- Créer un champ électrique intense entre l'intérieur et l'extérieur de la membrane.

La différence de potentielle entre l'intérieur et l'extérieur de la membrane à l'équilibre est donnée par l'équation de Nernst :

$$\psi_o - \psi_i = -\frac{RT}{zF} \ln \frac{C_o}{C_i} \quad (1.01)$$

Avec

- R : la constante des gaz parfaits
- T : la température
- F : la constante de Faraday
- z : la valence de l'ion

La différence de potentiel à travers la membrane plasmique des cellules animales varie entre 20mV et 200 mV. Ainsi l'intensité du champ électrique transmembranaire est de l'ordre de 10^7 mV.

$$E_m = \frac{\Delta\psi}{s} \quad (1.02)$$

En prenant $s = 100 \text{ \AA}$ la largeur (typique) de la membrane et $\Delta\psi = 100 \text{ mV}$, nous avons $E=10^7 \text{ V/m}$.

2.1 Circuit équivalent de la cellule

Dans le modèle de H. Fricke [5], la membrane cellulaire est assimilable à un condensateur C_m et les milieux intra et extra cellulaires sont considérés comme des électrolytes liquides. Ce modèle associe à chaque partie constitutive des cellules et du milieu extérieur un composant électrique passif équivalent: le cytoplasme est décrit par la résistivité R_c et le milieu ambiant par la résistance R_e .

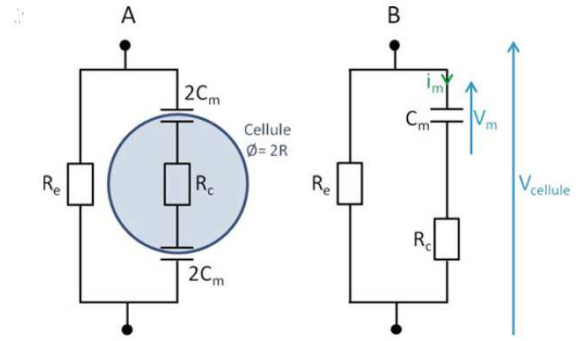


Figure 1.03 : Circuit équivalent de la cellule

La loi de Kirchhoff peut s'écrire comme suit

$$V_{cell} = V_m + R_c C_m \frac{dV_m}{dt} \quad (1.03)$$

En prenant un champ électrique d'amplitude E appliqué à une cellule de rayon r_c nous avons :

$$2r_c E = V_m + R_c C_m \frac{dV_m}{dt} \quad (1.04)$$

En considérant que V_m est nulle au temps initial et que le champ électrique E est constant. V_m est donnée par 1.05

$$V_m(t) = 2r_c E \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (1.05)$$

Avec $\tau = R_c C_m$

Ce modèle simple montre une dépendance linéaire de la tension transmembranaire avec le rayon de la cellule.

2.2 Conductivité ionique

La conductivité ionique est un transfert de charges accompagné par le mouvement d'une substance, produisant des changements dans la majeure partie de l'électrolyte [6]. La

conductivité ionique est définie comme composée des contributions distinctes des anions (charge négatives) et des cations (charge positives). On peut ainsi définir la densité de courant J en (A/m^2) pour un simple couple anion-cation.

La loi de Kohlrausch exprime la conductivité d'une solution (d'un électrolyte) en fonction des différents paramètres qui définissent chaque ion constituant la solution :

$$J = (nz_e v)_+ + (nz_e v)_- \quad (1.06)$$

Supposons un ion d'un électrolyte portant la charge $q > 0$ soumis à l'action d'un champ électrique, et à une force de frottement proportionnelle à la vitesse, et de sens opposé: la relation fondamentale de la dynamique donne:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -h\vec{v} + q\vec{E} \quad (1.07)$$

Et la solution est

$$\vec{v} = \frac{q\vec{E}}{h} \left(1 - e^{-\frac{ht}{m}} \right) - h + q\vec{E} \quad \text{si } \vec{v}(0) = \vec{0} \quad (1.08)$$

Si on s'intéresse uniquement au régime permanent c'est-à-dire quand $t \rightarrow \infty$, on constate que la vitesse tend vers une limite :

$$\vec{v}_l = \frac{q\vec{E}}{h} = \frac{q\tau\vec{E}}{m} \quad (1.09)$$

En projetant sur l'axe Ox : nous avons :

$$v_l = \frac{q}{h} E = \mu E \quad (1.10)$$

Avec μ la mobilité de l'ion

La densité de courant s'exprime alors par

$$J = nqv_l = nq\mu E \quad (1.11)$$

Or la concentration est donnée par la relation 1.12 :

$$c = \frac{n}{Na} \quad (1.12)$$

Et

$$q = ze \quad (1.13)$$

Donc

$$\begin{aligned} J &= N_a c q \mu E = cz N_a e \mu E \\ &= cz F \mu E = cz \lambda E \\ &= \sigma E \end{aligned} \quad (1.14)$$

Avec

- $F = N_a e$: la constante de Faraday
- $\lambda = F \mu$ la conductivité ionique molaire de l'ion [$s \cdot m^2 \cdot mol^{-1}$]
- $\sigma : cz \lambda$ la conductivité de la solution

Et en appliquant la loi de Kohlrausch on obtient la relation (1.06).

2.3 Courant ionique membranaire

Un canal ionique laisse passer dans un sens donne une espèce ionique conformément à son gradient électrochimique. Son comportement est simplement modélisé par une résistance. Le courant total à travers la membrane plasmique est donné par la somme des courants ioniques et le courant de charge et de décharge de la capacité de la membrane.[6]

$$I_m = I_c + I_x \quad (1.15)$$

Avec

$$I_c = C_m \frac{\partial V_m}{\partial t} \quad (1.16)$$

C_m étant la capacité de la membrane, V_m la tension sur la membrane

Le courant I_X d'ions X à travers ce canal est proportionnel à son gradient électrochimique

$$i_X = \sigma_X \psi(V - V_X) \quad (1.17)$$

Avec

- σ_X la conductivité ionique
- V le potentiel membranaire
- V_X le potentiel électrochimique de l'ion X

3 Propriétés électromagnétiques des milieux biologiques

Les propriétés électriques et magnétiques des matériaux sont une mesure de leur réponse à la stimulation par des champs électriques et magnétiques externes, respectivement. Ce sont des propriétés intrinsèques de la matière déterminées par l'étendue des interactions avec un champ électrique ou magnétique externe à tous les niveaux d'organisation d'une matière, y compris structurel, moléculaire, atomique et électronique. La permittivité électrique et la perméabilité magnétique sont les propriétés utilisées pour caractériser et quantifier ces interactions.[7]

Dans la plupart des matériaux biologiques, la perméabilité magnétique est proche de celle de l'espace libre (c'est-à-dire amagnétique),

ce qui implique qu'il n'y a pas d'interaction directe avec le composant magnétique des champs électromagnétiques à faible intensité.

3.1 La polarisation dans les milieux biologiques

La polarisation électrique peut être définie comme la perturbation induite par le champ électrique de la distribution de charge dans une région. Il existe beaucoup de charges libres et liées dans la matière biologique, un champ électrique appliqué les fera dériver et se déplacer, induisant ainsi des courants de conduction et de polarisation. Lorsqu'une distribution de charge est soumise à un champ électrique, l'ensemble des charges positives et négatives se sépare sous l'action de la force de coulomb [8].

Pour un ensemble de dipôles contenus dans un volume V , la polarisation est donnée par la relation

$$P = \frac{\langle M \rangle}{V} \quad (1.18)$$

M étant le moment dipolaire macroscopique et le symbole $\langle \rangle$ indique l'ensemble de tous les dipôles et V le volume. Il s'agit de l'association de la contribution des moments dipolaires de chaque molécule, divisée par le volume du matériau dans lequel elles sont contenues,

Pour l'approximation linéaire, le moment dipolaire macroscopique est proportionnel à l'intensité du champ électrique.

$$P_i = \epsilon_0 \chi_{ik} E_k \quad (1.19)$$

Avec ϵ_0 la permittivité du vide, χ_{ik} la susceptibilité du diélectrique et E_k la composante du champ électrique. Si le diélectrique est uniforme et isotrope, alors χ est un scalaire, ainsi 1.19 devient

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (1.20)$$

De plus d'après Maxwell, la matière est considérée comme une distribution de charge continue et que le champ électrique à l'intérieur exprimé par le champ de déplacement D est défini comme le champ électrique corrigé par la polarisation.

$$D = \epsilon_0 E + P \quad (1.21)$$

Pour un milieu isotrope uniforme les trois vecteurs D, E et P ont la même direction et la susceptibilité ne dépend pas des coordonnées ainsi :

$$D = \epsilon_0 (1 + \chi) E = \epsilon_0 \epsilon_l E \quad (1.22)$$

ϵ_l étant la permittivité basse fréquence appelée souvent constante diélectrique cependant elle peut varier en fonction de plusieurs paramètres pour les champs variables.

La polarisation ne se produit pas instantanément et la constante de temps associée s'appelle le temps de relaxation τ . Le temps de relaxation diélectrique mesure le

temps indispensable au rétablissement de la neutralité électrique. Il peut être mesuré en appliquant une fonction échelon unité comme excitation puis en surveillant le processus de relaxation vers un nouvel équilibre dans le domaine temporel. La relaxation des électrons et des petites molécules dipolaires est un processus relativement rapide, avec des temps de relaxation dans la gamme pico et nanoseconde, alors que la polarisation sur les interfaces peut donner des temps de relaxation de l'ordre des secondes, elle peut être écrite de la manière suivante :

$$(1.23)$$

$$D(t) = \epsilon_0 \left[\epsilon_h E(t) + \int_{-\infty}^t \Phi(t-t') E(t') dt \right]$$

Avec $\Phi(t)$ la fonction réponse du diélectrique

$$\Phi(t) = (\epsilon_l - \epsilon_h) [1 - \Phi(t')] \quad (1.24)$$

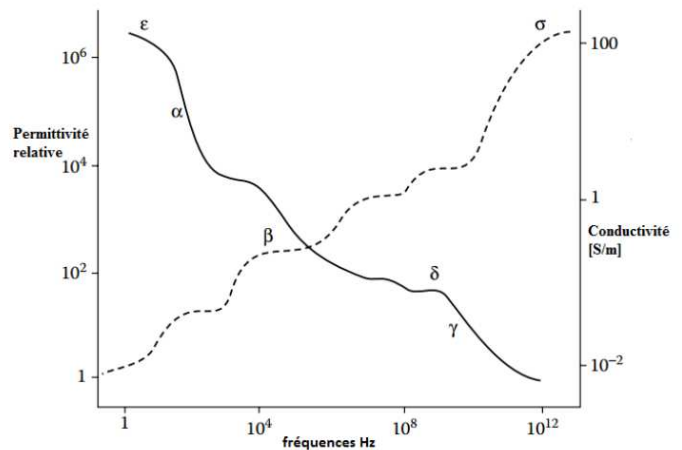


Figure 1.04 : Principaux phénomènes de relaxation observés dans les muscles [9]

Les matériaux biologiques présentent des constants diélectriques très élevées, en particulier à basse fréquence, par rapport à d'autres solides et liquides homogènes. Cela est dû au fait que les tissus biologiques sont composés de macromolécules, de cellules et d'autres substances liées à la membrane. De même, ils présentent des conductivités élevées dans les basses fréquences. Les membranes cellulaires ont une capacité relativement élevée aux basses fréquences. Dans la figure 1.04, il y a quatre zones de dispersions: en dessous de 10 kHz, la dispersion α est associée à des polarisations sur les interfaces associées à des doubles couches électriques et à des effets de conduction ionique de surface aux limites de la membrane. La dispersion β provient de la polarisation interfaciale des membranes cellulaires, qui agissent comme une barrière pour le transport passif des ions entre les milieux cellulaires interne et externe. En se référant au circuit équivalent de la membrane dans la figure 1.03, la dispersion se passe dans la gamme de fréquences où la réactance de la capacité de la membrane court-circuite sa résistance tel que le champ externe peut entrer à l'intérieur de la cellule. La dispersion γ : elle provient de la relaxation de l'eau libre dans le tissu et se trouve à 17 GHz.[9][10]

3.2 La permittivité et conductivité complexe

La dispersion diélectrique est la variation de la permittivité avec la fréquence. Une dispersion sera alors la transition d'un niveau à l'autre, où la valeur médiane entre ces deux niveaux se produira à la fréquence caractéristique f_c . [7][8][9][10]

Pour la polarisation induit par les champs électriques variant dans le temps, la permittivité devient complexe et varie en fonction de la fréquence, elle est donnée par la relation :

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega) \quad (1.25)$$

La partie réelle $\varepsilon'(\omega)$ traduit l'ensemble des pertes dans le milieu (ohmiques et diélectriques). La partie imaginaire $\varepsilon''(\omega)$ traduit la polarisation du matériau qui correspond à un stockage d'énergie sous la forme d'un champ électrique.

En considérant un champ électrique sinusoïdal :

$$E^*(t) = E_0 e^{j\omega t} \quad (1.26)$$

Avec E_0 son amplitude, $\omega=2\pi f$ la pulsation, f la fréquence en Hz

Comme le mouvement des particules microscopiques ne peut pas suivre la variation du champ électrique, la polarisation et le champ de déplacement ne seront plus en phase comme dans le cas statique. Le champ de déplacement peut alors s'écrire sous la forme :

$$D^*(t) = D_0 e^{j(\omega t - \delta(\omega))} \quad (1.27)$$

$\delta(\omega)$ étant le déphasage avec le champ électrique en fonction de la fréquence

En comparant les relations 1.26 et 1.27, on voit qu'en introduisant la permittivité complexe, nous pouvons écrire la relation suivante:

$$\varepsilon^*(\omega) = \frac{D_0}{\varepsilon_0 E_0} e^{-j\delta(\omega)} \quad (1.28)$$

Généralement lorsque le champ appliqué est une combinaison linéaire de plusieurs composant harmoniques, les amplitudes D_0 dépendent de la fréquence. Nous avons :

$$D^*(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon^*(\omega) E^*(\omega) \quad (1.29)$$

En utilisant la formule d'Euler pour transformer en fonction de sinus et cosinus les composantes de l'exponentiel on obtient la relation 1.25 avec

$$\varepsilon'(\omega) = \frac{D_0(\omega)}{\varepsilon_0 E_0(\omega)} \cos(\delta(\omega)) \quad (1.30)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{D_0(\omega)}{\varepsilon_0 E_0(\omega)} \sin(\delta(\omega)) \quad (1.31)$$

$$D_0(\omega) = \varepsilon_0 E_0(\omega) \sqrt{\varepsilon'(\omega)^2 + \varepsilon''(\omega)^2} \quad (1.32)$$

$$\tan \delta(\omega) = \frac{\varepsilon''(\omega)}{\varepsilon'(\omega)} \quad (1.33)$$

Il existe des modèles empiriques pour approximer les variations fréquentielles des

propriétés électriques des milieux biologiques.

3.2.1 Modèle de Debye

Dans ce modèle, la permittivité complexe est exprimée sous la forme [8] :

$$\varepsilon'(\omega) = \frac{\varepsilon_l - \varepsilon_h}{1 + j(\omega\tau)^2} + \varepsilon_h \quad (1.34)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\varepsilon_l - \varepsilon_h(\omega\tau)}{1 + j(\omega\tau)^2} + \varepsilon_h \quad (1.35)$$

$$\tan \delta(\omega) = \frac{\varepsilon_l - \varepsilon_h(\omega\tau)}{\varepsilon_l + \varepsilon_h(\omega\tau)^2} \quad (1.36)$$

Démonstration

♣

Le modèle de Debye suppose que la fonction de relaxation suit une décroissance exponentielle décrite par la relation :

$$\Phi(t) = e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.37)$$

En différenciant 1.37, nous obtenons

$$\frac{d\Phi(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau} \Phi(t) \quad (1.38)$$

En différenciant la relation 1.23 et en utilisant 1.38, nous avons :

$$\begin{aligned} \tau \frac{dE(t)}{dt} = & \quad (1.39) \\ \varepsilon_h \tau \frac{dE(t)}{dt} + \tau \Phi(0)E(t) & \\ - \int_{-\infty}^{\tau} E(u) \Phi(t) & \\ - u) du & \end{aligned}$$

En additionnant 1.23 et 1.39 on obtient

$$\tau \frac{d}{dt}(D - \epsilon_h E) + (D - \epsilon_h E) = \tau \Phi(0)E \quad (1.40)$$

Pour déterminer la constante $\Phi(0)$, nous allons considérer le cas à l'équilibre sur un champ constant c'est-à-dire

$$\tau \frac{d}{dt}(D - \epsilon_h E) = 0 \quad (1.41)$$

Et

$$D = \epsilon_l E \quad (1.42)$$

Ainsi d'après 1.40 nous avons :

$$\tau \Phi(0) = \epsilon_l - \epsilon_h \quad (1.43)$$

Donc 1.40 devient

$$\tau \frac{d}{dt}(D - \epsilon_h E) + (D - \epsilon_h E) = (\epsilon_l - \epsilon_h)E \quad (1.44)$$

Cette équation représente donc l'équation différentielle qui relie E et D pour la fonction de relaxation donnée par 1.44 et 1.38

$$\Phi(t) = -\frac{(\epsilon_l - \epsilon_h)}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.45)$$

En introduisant 1.45 dans 1.23 on obtient

$$\epsilon(\omega) - \epsilon_h = (\epsilon_l - \epsilon_h) \frac{1}{\tau} \int_0^{+\infty} e^{i\omega x - x/\tau} dx \quad (1.46)$$

En faisant l'intégration on a

$$\epsilon(\omega) - \epsilon_h = \frac{(\epsilon_l - \epsilon_h)}{1 - i\omega\tau} \quad (1.47)$$

En séparant la partie réelle et imaginaire nous obtenons l'équation de Debye.

Notons que la fonction de relaxation exponentiel c'est-à-dire le modèle de Debye peut seulement être obtenu en considérant que les particules sont indépendant entre eux. C'est un modèle simple donnant une bonne représentation du comportement en fréquence de la conductivité et de la permittivité des milieux biologiques, mais il ne représente pas les phénomènes physiques à l'origine de ce comportement. C'est le modèle de base pour la représentation des phénomènes de relaxation.

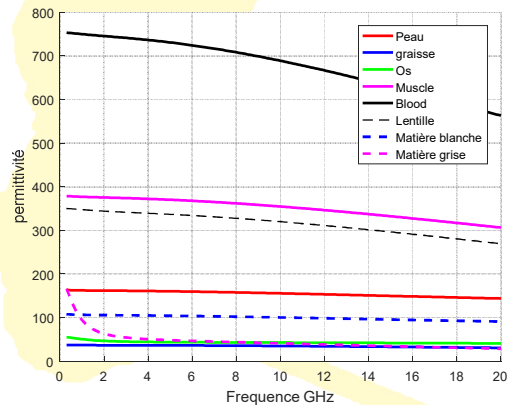


Figure 1.05 : Permittivités des tissus de la tête humaine 100 MHz à 20 GHz

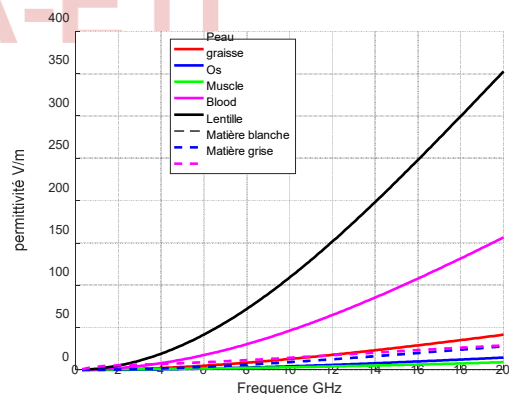


Figure 1.06 : Conductivités des tissus de la



tête humaine 100 MHz à 20 GHz

Tableau 1.01: Paramètre du modèle de Debye à trois terme [11][12]

Tissu	ϵ_h	$\Delta\epsilon_1$	$\Delta\epsilon_2$	$\Delta\epsilon_3$	$\tau_1[ps]$	$\tau_2[ps]$	$\tau_3[ps]$
Peau	4.136	32.51	2.499	125.6	7.248	527.2	1.380
graisse	2.994	2.467	6.066	31.39	3.970	7904	9.739
os	3.532	4.992	12.47	34.85	5.811	133.5	1.172
sang	5.939	46.72	8.064	693.1	7.203	125.2	4.387
muscle	5.896	45.70	2.956	324.1	6.474	139.0	3.443
Lens	5.415	32.56	8.388	304.1	6.719	106.3	3.909
Matière blanc	5.338	30.04	2.090	70.50	7.181	225.7	1.156
Matière grise	5.380	42.16	2.754	137.1	7.187	224.6	1.399

3.2.2 Modèle de Cole-Cole

Ce modèle introduit un paramètre supplémentaire α caractéristique de la dispersion fréquentielle. Ce modèle est défini par la relation suivante [8] :

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_h + \frac{(\epsilon_l - \epsilon_h)}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}} \quad (1.48)$$

Démonstration :



Le modèle de Cole-Cole utilise la fonction de distribution suivante :

$$\Phi\left(\frac{t}{\tau}\right) = \frac{1}{2\pi} \frac{\sin \alpha\pi}{\cos h[(1-\alpha)\ln(t/\tau)] - \cos(\alpha\pi)} \quad (1.49)$$

En insérant cette fonction de distribution de relaxation dans l'équation 1.108 et en suivant les mêmes procès que précédemment on obtient 1.50 et 1.51 :

$$\begin{aligned} \epsilon'(\omega) &= \epsilon_h \\ &+ \frac{(\epsilon_l - \epsilon_h)[1 - (\omega\tau)^{1-\alpha} \sin(\alpha\pi/2)]}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha} + 2(\omega\tau)^{1-\alpha} \sin(\alpha\pi/2)} \quad (1.50) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \epsilon''(\omega) &= \epsilon_h \\ &+ \frac{(\epsilon_l - \epsilon_h)[(\omega\tau)^{1-\alpha} \cos(\alpha\pi/2)]}{1 + (\omega\tau)^{2(1-\alpha)} + 2(\omega\tau)^{1-\alpha} \sin(\alpha\pi/2)} \quad (1.51) \end{aligned}$$



Le modèle de Cole-Cole est le modèle le plus utilisé car il permet une meilleure représentation de la permittivité comparé aux valeurs mesurées que le modèle de Debye [83]. Le paramètre de distribution α varie de 0.3 à 0.5 dans la plupart des milieux biologiques, cependant dans les bandes millimétriques il peut prendre des valeurs plus basses.

3.2.3 Modèle de Davidson-Cole

Un autre modèle est présenté par Davidson et Cole en 1956 pour améliorer le modèle de Debye en introduisant un paramètre β qui est utilisé en exposant dans le dénominateur [8]:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_h = \frac{(\epsilon_l - \epsilon_h)}{(1 - i\omega\tau)^\beta} \quad (1.52)$$

Démonstration



Le modèle Davidson-Cole utilise la fonction de distribution de relaxation suivante :

$$\Phi\left(\frac{t}{\tau}\right) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{t}{\tau-t}\right)^\beta \sin(\pi\beta) \quad (1.53)$$

On procède de la même façon que précédemment et en séparant la partie réelle et imaginaire on obtient 1.55 et 1.56

$$\varepsilon' = \varepsilon_h + (\varepsilon_l - \varepsilon_h) \cos(\beta\phi) (\cos(\phi))^\beta \quad (1.55)$$

$$\varepsilon'' = (\varepsilon_l - \varepsilon_h) \sin(\beta\phi) (\cos(\phi))^\beta \quad (1.56)$$

Avec

$$\phi = \arctan(\omega\tau) \quad (1.57)$$

3.2.4 Modèle de Havriliak-Negami

Ce modèle réunit les modèles de Cole-Cole et Davidson-Cole, la permittivité est donnée par la relation suivante [8] :

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_h + \frac{(\varepsilon_l - \varepsilon_h)}{[(1 - (i\omega\tau)^{1-\alpha})]^\beta} \quad (1.58)$$

Démonstration



Ce modèle utilise la fonction de distribution de relaxation suivante :

$$\Phi\left(\frac{t}{\tau}\right) = \frac{1}{\pi} \frac{(t/\tau)^{\beta(1-\alpha)} \sin(\pi\beta)}{(t/\tau)^{2(1-\alpha)} \cos((\pi(1-\alpha) + 1))^\beta} \quad (1.59)$$

En procédant comme dans tous les modèles précédemment et en séparant la partie réelle et imaginaire nous avons

$$\varepsilon' = \varepsilon_h + \frac{(\varepsilon_l - \varepsilon_h) \cos(\beta\phi)}{1 + 2(\omega\tau)^{1-\alpha} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) + (\omega\tau)^{\frac{2(1-\alpha)\beta}{2}}} \quad (1.60)$$

$$\varepsilon'' = \varepsilon_h + \frac{(\varepsilon_l - \varepsilon_h) \sin(\beta\phi)}{1 + 2(\omega\tau)^{1-\alpha} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) + (\omega\tau)^{\frac{2(1-\alpha)\beta}{2}}} \quad (1.61)$$

Et

$$\phi = \arctan\left\{ \frac{(\omega\tau)^{(1-\alpha)} \cos(\alpha\pi/2)}{1 + (\omega\tau)^{(1-\alpha)} \sin(\alpha\pi/2)} \right\} \quad (1.62)$$

Notons que quel que soit le modèle utilisé, les différents paramètres sont ajustés en utilisant des algorithmes d'optimisation pour correspondre le plus précisément possible aux valeurs issues des mesures.

6 Conclusion

À l'échelle macroscopique, on peut considérer les tissus biologiques comme homogène même si leur structures et composition sont complexes; ils sont constitués des électrons libres et des ions qui peuvent sous l'effet d'un champ électrique externe. Le milieu biologique est un milieu dispersif, on remarque que les permittivités diminuent et conductivités augmentent quand on monte en fréquence. Les permittivités de sont plus relativement grands par rapport aux matières

classiques surtout dans la partie basse fréquence ainsi ils sont considérés comme conducteurs dans les basses fréquences et diélectriques à pertes dans les hautes fréquences. Chaque tissu a ses propriétés électriques et il existe des différences significatives entre les différents tissus. Les propriétés des milieux biologiques que nous avons décrits dans cet article servent à créer un modèle plus précis du corps humain ou d'un organe/tissu et ce dernier va être utilisé pour nous aider à comprendre comment les ondes électromagnétiques interagissent avec les êtres vivants.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. C Callen, «*biologie cellulaire, des molécules aux organismes*» Dunod, Paris, 2005
- [2] M. Ibrahim «*mesure de bio impédance électrique par capteurs interdigites*, Thèse Université de Lorraine 2012.
- [3] <https://commons.wikimedia.org/>
- [4] <https://www.sigmaldrich.com/lifescience/cell-biology/ion-channels/voltage-gated.html>
- [5] H. Fricke “*Mathematical Treatment of the electrical conductivity of colloids and Cell suspensions*” *Journal of General Physiology* 1924
- [6] J. Claudel «*Spectroscopie d'impédance électrique par biocapteur à micro-électrodes: application à la cytométrie de flux de cellules sanguines* », thèse Université de Lorraine – CNRS, décembre 2013
- [7] P. Staebler, «*Human Exposure to Electromagnetic Fields* », Wiley, 2017.
- [8] V. Raicu Y Friedman, «*Dielectric Relaxation in Biological Systems Physical Principles, Methods, and Applications* » Oxford University Press, 2015
- [9] J. Lin «*Electromagnetic field in biological systems*» CRC Press, 2012
- [10] D. Miklavcic, N. Pavselj, F. Hart, «*electric properties of tissues* », Wiley Encyclopedia of Biomedical Engineering, 2016
- [11] S. Gabriel, R. W. Lau, C. Gabriel. «*The dielectric properties of biological tissues: III. Parametric models for the dielectric spectrum of tissues* » *Phys. Med. Biol.* 1996
- [11] T. Bai, R.Vaze, and R. Heath, «*Debye constants for biological tissues from 30 Hz to 20 GHz* » *ACES Journal*. vol. 16, no. 3, Nov. 2001
- [13] C. M. Alabaster “*the microwave properties of tissue and other lossy dielectrics*”, March 2004