Chapitre 1. Propagation et lignes de transmission

Antennes et Lignes de transmissions

Dr. Mounir AMIR

2020/2021
V 2

Table des matières

Rappels

I

Onde incidente, onde réfléchie et onde stationnaire (Coefficient de réflexion, de transmission et Taux d'onde stationnaire).

1. Propagation d'une onde progressive

1.1. Définition

Une onde progressive est la propagation sans transport de matière d'une perturbation dans un milieu matériel. Une onde transporte de l'énergie d'un point de départ (source) jusqu'aux points du milieu atteint par cette dernière. En un point donné du milieu, les propriétés du milieu changent au passage de l'onde. Après le passage de l'onde le milieu retrouve ses caractéristiques initiales.

1.2. Caractéristiques d'une onde

Au passage de l'onde, le milieu se déforme. Prendre comme exemple la propagation d'une onde mécanique sur une corde, un morceau de corde se déplace perpendiculairement au sens de propagation de l'onde. On dit que l'onde est *transversale*.

Dans un autre exemple, les ressorts oscillent autour de leur position initiale, parallèlement à la direction de propagation de l'onde. On dit que l'onde est *longitudinale*.

L'amplitude des oscillations dépend de l'amplitude avec laquelle la source a oscillé. En général, l'amplitude décroît quand l'onde se propage dans un milieu, car il y a des pertes d'énergie et un effet de dilution de l'énergie totale transportée par l'onde.

2. Réflexion d'une onde

Une onde *progressive* (ou onde *incidente*) se propage dans un milieu matériel et se réfléchit sur un obstacle fixe.

Dans ce cours, on suppose que l'onde se propage dans un milieu matériel, selon une direction de propagation particulière, et que c'est une onde à une dimension.

Définition

On dit qu'une onde se réfléchit sur un obstacle fixe lorsque, après la rencontre avec l'obstacle fixe, l'onde se propage dans le même milieu de propagation, mais en sens inverse de celui de propagation.

Complément

- L'onde réfléchie se propage dans la même direction que l'onde incidente, mais dans le sens contraire.
- La forme de l'onde réfléchie n'est pas différente de la forme de l'onde incidente.
- Le mouvement provoqué au sein de la matière par l'onde réfléchie est l'inverse du mouvement provoqué par l'onde incidente.
- La célérité de l'onde réfléchie est la même que celle de l'onde incidente.

II

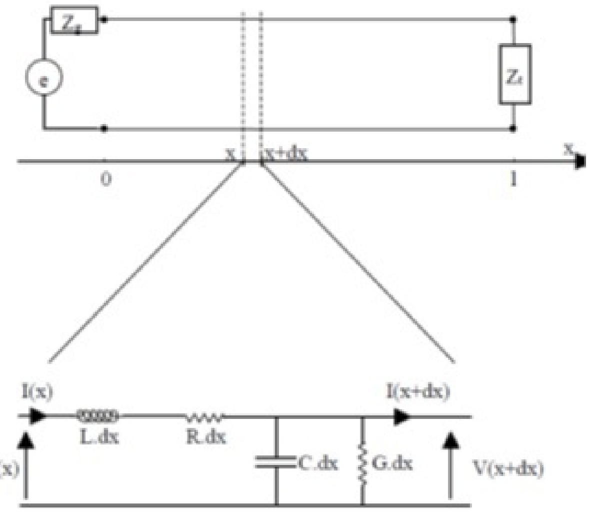
Modèle d'une ligne de transmission a deux plans paralleles

Nous étudions une ligne de transmission, de longueur *l*, alimentée, à une extrémité, par un générateur de tensions H.F. et fermée, à l'autre extrémité, sur une impédance Z_L (fig. 1). Pour les applications, l'origine des abscisses sera prise soit au générateur, soit à la charge. soit en un point de la ligne où se trouve une discontinuité à étudier. Si l'origine est au générateur (à la charge), l'axe des abscisses est orienté vers la charge (le générateur) afin qu'un point de la ligne ait toujours une abscisse positive.

Nous supposerons que l'axe est orienté du générateur vers la charge avec origine au générateur. Nous allons traiter le cas général d'une ligne avec pertes. Plaçons-nous en un

point d'abscisse x par rapport à l'origine et raisonnons sur l'élément compris entre x et x+ dx (fig. 1). Soient V (x, t) et I(x, t) les valeurs complexes instantanées de la tension et du courant au point d'abscisse x.

1. Régime temporel quelconque



On a $V(x,t) = Ldx\dfrac{\partial I(x,t)}{\partial t} + RdxI(x,t) + V(x+dx,t)$

d'où: $-\dfrac{V(x+dx,t)-V(x,t)}{dx} = L\dfrac{\partial I(x,t)}{\partial t} + RI(x,t)$

c'est-à-dire: $-\dfrac{\partial V}{\partial x} = L\dfrac{\partial I(x,t)}{\partial t} + RI(x,t)$ ....(1)

de même: $-\dfrac{\partial I}{\partial x} = C\dfrac{\partial V(x,t)}{\partial t} + GV(x,t)$ ....(2)

En dérivant la relation (1) par rapport à x on obtient:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -L\frac{\partial^2 I(x,t)}{\partial t\partial x} - R\frac{\partial I(x,t)}{\partial x} \quad ....(3)$$

En remplaçant (2) dans (3) on obtient:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = LC\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + (RC+LG)\frac{\partial V}{\partial t} + RGV \quad ....(4)$$

On appelle cette dernier Équation des télégraphistes

On démontre de la même manière que:

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} = LC\frac{\partial^2 I}{\partial t^2} + (RC+LG)\frac{\partial I}{\partial t} + RGI \quad ....(5)$$

Remarque : Cas de la ligne sans perte

Dans le cas de ligne sans perte, R=G=0, ce qui donne :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - LC\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} - LC\frac{\partial^2 I}{\partial t^2} = 0$$

On appelle ces équations (équation de radioélectriciens)

2. Régime sinusoïdal

On peut procéder de 2 manières pour traiter ce cas particulier de régime temporel.

2.1. En utilisant le calcul précédent

La tension aux bornes du générateur $v(t) = v_0 \cos(\omega t + \varphi)$ s'écrit en utilisant les notations complexes: $V(t) = V_0 e^{j\omega t}$ où V_0 est un nombre complexe, $V_0 = v_0 e^{j\varphi}$

Toute dérivée par rapport au temps $\partial/\partial t$ se transforme en une multiplication par . L'équation des télégraphistes devient alors :

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \left[-LC\omega^2 + j\omega(RC+LG) + RG\right]V(x)$$

ce qui s'écrit encore :

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = ZY\,V(x)$$

ou $Z = R + jL\omega$ et $Y = G + jC\omega$

et de la même manière :

$$\frac{d^2 I}{dx^2} = ZY\ I(x)$$

3. Solution des équations des Télégraphistes

Calcul de puissances (Puissance incidente et reflechie. Puissance a la charge) sur la base de trois milieux (Generateur, Ligne et Charge).

3.1. Cas général de la ligne avec pertes

On pose $\gamma = \sqrt{ZY}$

les équations de propagation (4) et (5) de la tension et du courant le long de la ligne. admettent des solutions de la forme:

$$V(x) = V_i e^{-\gamma x} + V_r e^{\gamma x} \qquad (1)$$

$$I(x) = I_i e^{-\gamma x} + I_r e^{\gamma x} \qquad (2)$$

On trouve finalement les expressions suivantes que nous utiliserons partout dans la suite de ce cours :

$$V(x) = V_i e^{-\gamma x} + V_r e^{\gamma x}$$

et

$$I(x) = \frac{1}{Z_0}\left[V_i e^{-\gamma x} - V_r e^{\gamma x}\right]$$

ou $\gamma = \sqrt{ZY}$ et $Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}}$

γ est complexe. On l'écrit sous la forme : $\gamma = \alpha + j\beta$ où α et β sont Réels.

γ est appelée la *constante de propagation complexe*, α est *la constante d'atténuation* et β est *la constante de propagation*.

Ces ondes se propagent avec une vitesse de phase v_φ : $v_\varphi = \frac{\omega}{\beta}$

Z_0, quant à elle, est appelée *impédance caractéristique* de la ligne. Elle ne dépend que des caractéristiques électriques de la ligne. Elle est complexe dans le cas général d'une ligne avec pertes et varie avec la fréquence.

Complément : Cas particulier de la ligne sans perte

Dans le cas d'une ligne sans perte, R=G=0. On a alors :

$$\gamma = \sqrt{ZY} = \sqrt{jL\omega jC\omega} = j\omega\sqrt{LC}$$

Donc la constante d'atténuation a est nulle : α=0 et la constante de propagation $\beta = \omega\sqrt{LC}$

La tension (ou le courant) reste dans ce cas la superposition de deux ondes se propageant en sens inverse mais sans atténuation.

La relation de dispersion devient alors : $v_\varphi = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ La vitesse de phase est dans ce cas indépendante de la fréquence (si L et C n'en dépendent pas). Les ondes se propagent alors sans distorsion.

De plus l'impédance caractéristique devient purement réelle : $Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{L}{C}}$

L'abaque de Smith et son utilisation pour l'adaptation d'impédance

III

1. L'abaque de Smith

Voir la série de TD