TEORÍA TTC-001: TRANSMISIÓN DE DATOS POR CABLE

1.- Modelo con parámetros distribuidos

En buen número de sistemas de comunicaciones se utiliza como medio físico de transmisión un conductor eléctrico, normalmente en forma de pares trenzados o coaxiales. Estos cables pueden ser en ocasiones de longitudes elevadas (varios kilómetros), por lo que no pueden considerarse como conductores ideales. El comportamiento no ideal de estos cables da origen a fenómenos físicos significativos, como por ejemplo la reflexión. Estos fenómenos deben ser adecuadamente conocidos para poder diseñar y trabajar con conductores eléctricos. Por tanto estudiaremos a continuación esta situación.

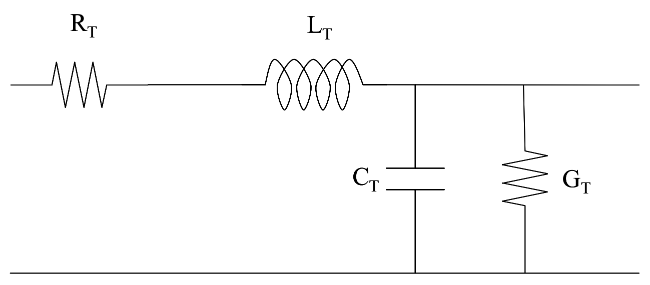

Figura 1. Modelo RLGC del cable

Un cable simple, está formado por dos conductores metálicos, normalmente de cobre, aunque también pueden contener aluminio, acero y otros materiales. Estos conductores están separados entre sí por uno o varios aislantes (plástico, papel, aire, etc.). Esta disposición física discurre a lo largo de toda la longitud del cable. Pues bien, como sabemos, la conjunción de un conductor, un aislante y un conductor constituye lo que se denomina un condensador. La capacidad de este condensador dependerá de la disposición geométrica del cable, diámetros, separación entre hilos, material aislante, etcétera. Pero además de todo esto dependerá también de la longitud del cable. Para un mismo tipo de cable, a mayor longitud, mayor capacidad: la capacidad es directamente proporcional a la longitud.

Un cable presenta también un comportamiento inductivo. En efecto, el cable puede verse como una espira cerrada en sus extremos por el generador y la carga respectivamente. La autoinducción del cable dependerá del área de la espira y de las características magnéticas del medio físico circundado por la espira. En definitiva, igual que en el caso anterior, la autoinducción del cable dependerá de su disposición geométrica, diámetros de los conductores, separación entre hilos, material aislante, etcétera. Pero además de todo esto dependerá también, obviamente, de la longitud del cable. Para un mismo tipo de cable, a mayor longitud, mayor autoinducción: la inductancia es directamente proporcional a la longitud.

El tercero de los comportamientos no ideales de un cable es el resistivo. En efecto, aunque los materiales utilizados son buenos conductores de la electricidad (baja resistividad), al aumentar la longitud, aumentará la resistencia del cable: la resistencia es directamente proporcional a la longitud.

Por último, dado que los dieléctricos no son perfectos, también aparece un efecto resistivo, de gran valor pero no infinito, que permite el paso de corriente a través del aislante de los dos hilos del cable. Este fenómeno suele representarse mediante una conductancia de valor muy pequeño que aumenta proporcionalmente con la longitud del cable. Con todo ello podemos proponer un primer modelo eléctrico del comportamiento del cable, tal como aparece en la figura 1, con una resistencia de valor R_T, una bobina de valor L_T, un condensador de valor C_T, y una conductancia de valor G_T.

En el estudio que vamos a presentar nos permitiremos hacer una simplificación: consideraremos que el cable no tiene pérdidas, es decir, que el valor de su resistencia y su conductancia son despreciables. Dos son las razones que justifican esta simplificación. En primer lugar, el estudio del fenómeno simplificado presenta el mismo comportamiento cualitativo en lo referente a propagación de señales y reflexiones, que es el aspecto que nos interesa considerar. En segundo lugar, los cables de comunicaciones suelen ser operados a frecuencias elevadas en las que el efecto de la inductancia y del condensador son mucho más importantes que el efecto resistivo. No olvidemos que las impedancias de la bobina y el condensador son, respectivamente:

$$Z_L = j\omega L \qquad Z_C = \frac{1}{j\omega C} \qquad [1]$$

lo que hace que, cuando la frecuencia sea alta, Z_L tenga un valor grande y Z_C uno pequeño. En este caso, al estar la bobina en serie con la resistencia y el condensador en paralelo con la conductancia, la importancia relativa de la resistencia y la conductancia sean pequeñas.

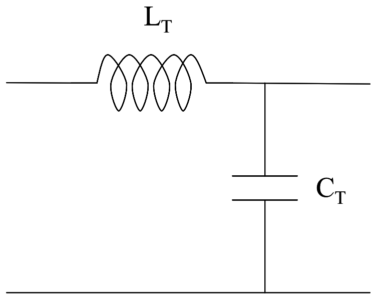

Figura 2. Modelo LC del cable

Con todo el razonamiento anterior llegamos a un modelo del cable sin pérdidas como el que aparece en la figura 2. Pero cabría preguntarse, ¿por qué un modelo con la bobina primero y el condensador después, y no al revés (figura 3)?

¿Qué razones físicas avalan un modelo frente a otro? La respuesta es que, ninguno de los dos modelos tiene preeminencia sobre el otro, pero los resultados que se obtienen son diferentes si se usa uno u otro modelo. La razón de esto estriba en el hecho de que, en realidad, el cable físico no tiene primero la bobina y después el condensador, ni tampoco la situación contraria. El efecto autoinductivo y capacitivo se van entremezclando a lo largo de toda la longitud del cable. No tenemos una bobina ni un condensador concentrados espacialmente en un punto del cable, sino distribuidos a lo largo de toda su longitud. Este tipo de circuitos, en los que interviene la distribución espacial de sus componentes (sus dimensiones físicas), se denomina circuito de parámetros distribuidos, frente a los circuitos eléctricos y electrónicos convencionales que se denominan circuitos de parámetros concentrados.

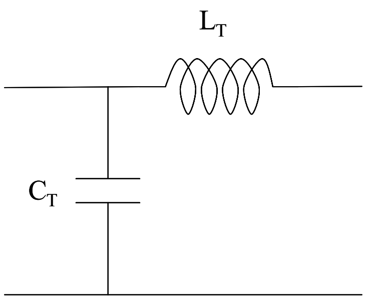

Figura 3. Modelo LC alternativo

Por tanto, para poder hacer un análisis más preciso del comportamiento del cable, lo dividiremos imaginariamente en n trozos iguales, y estudiaremos cada trozo de acuerdo con el modelo de la figura 2 (el resultado final no varía si, por el contrario, decidimos escoger un modelo como el de la figura 3). El resultado es un modelo eléctrico complejo como el representado en la figura 4.

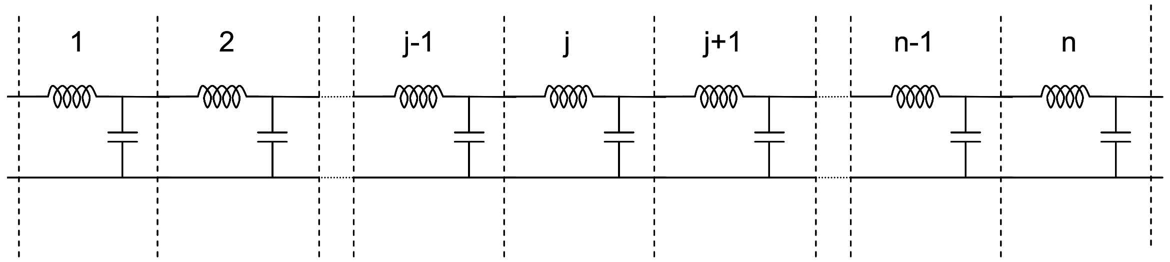

Figura 4. Modelo eléctrico del cable sin pérdidas

Si suponemos que el cable discurre a lo largo de un eje z durante una longitud total z_T, la longitud de cada segmento del cable será

$$\Delta z = \frac{z_T}{n} \qquad [2]$$

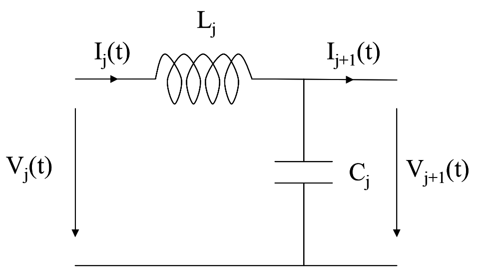

Figura 5. Modelo eléctrico de un segmento del cable

Analicemos el comportamiento de un segmento del cable tal como el mostrado en la figura 5. Se tiene que

$$\begin{cases} V_j(t) = L_j \dfrac{dI_j(t)}{dt} + V_{j+1}(t) \\ I_j(t) = C_j \dfrac{dV_{j+1}(t)}{dt} + I_{j+1}(t) \end{cases} \qquad [3]$$

El valor de la inductancia y capacidad del segmento estudiado es igual a la de los demás segmentos si suponemos que el cable es homogéneo a lo largo de toda su longitud. En este tipo de situaciones con parámetros distribuidos, suele hablarse de la inductancia y capacidad unitaria (por unidad de longitud) definida como L_u y C_u respectivamente, o bien a secas L y C:

$$L = L_u = \frac{L_T}{Z_T} \qquad C = C_u = \frac{C_T}{Z_T} \qquad [4]$$

El denominar L y C a las inductancias y capacidad unitarias respectivamente es una práctica común en la bibliografía, aunque puede causar algunas confusiones, pues no se trata de la inductancia y capacidad del cable, sino de sus valores unitarios, midiéndose en Henrios/metro y Faradios/metro respectivamente. Es conveniente subrayar que estos valores unitarios no dependen de la longitud del cable, sino tan sólo del tipo de cable (disposición geométrica, tipo de materiales usados, etc.). Con estas consideraciones, la inductancia y capacidad del segmento de cable estudiado pueden describirse mediante

$$L_j = L\,\Delta z \qquad C_j = C\,\Delta z \tag{5}$$

Pero volvamos al análisis del circuito que habíamos planteado en la ecuación [3], y prestemos atención a los incrementos de tensión e intensidad que se producen en cada segmento del cable, lo cual se puede expresar mediante

$$\left\{\begin{array}{l} \Delta V_j(t) = V_{j+1}(t) - V_j(t) = -L\,\Delta z\,\dfrac{dI_j(t)}{dt} \\ \Delta I_j(t) = I_{j+1}(t) - I_j(t) = -C\,\Delta z\,\dfrac{dV_{j+1}(t)}{dt} \end{array}\right. \tag{6}$$

Por su parte los incrementos unitarios (por unidad de longitud) de tensión e intensidad son

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{\Delta V_j(t)}{\Delta z} = -L\,\dfrac{dI_j(t)}{dt} \\ \dfrac{\Delta I_j(t)}{\Delta z} = -C\,\dfrac{dV_{j+1}(t)}{dt} \end{array}\right. \tag{7}$$

Estas son las ecuaciones que rigen el comportamiento del modelo con n segmentos. Pero, ¿cuántos segmentos son necesarios para un análisis correcto del circuito? La respuesta es obvia: cuantos más segmentos se utilicen, más aproximada será la solución, obteniéndose la solución exacta cuando el número de segmentos tiende a infinito, o lo que es lo mismo, cuando la longitud de cada segmento tienda a cero. Antes de proseguir conviene señalar que $V_j(t)$ es una forma de indicar la tensión eléctrica que hay al comienzo del segmento j en el instante t. Pero esto puede también denominarse mediante $V(t,z_j)$, es decir la tensión eléctrica en el instante t en el punto del cable situado a una distancia z_j del origen. Esta notación tiene la ventaja de poner claramente de manifiesto que la tensión eléctrica es, en este caso, una función de dos variables: el tiempo t y la posición en el cable z. Cuando tenemos un número finito de segmentos, podemos hacer referencias a ellos mediante los números naturales 1, 2, 3, ..., j; o bien mediante sus posiciones en el cable z_1, z_2, z_3, ..., z_j. Pero al tender a infinito el número de segmentos su posición física habrá que identificarla mediante un número real z, y por tanto la tensión eléctrica en ese punto se denominará $V(t,z)$. Al quedar de manifiesto que la tensión $V(t,z)$ es una función de dos variables, las derivadas con respecto a t y z toman la forma de derivadas parciales. Los razonamientos anteriores son igualmente válidos para la intensidad que, por tanto, pasa a denotarse como $I(t,z)$. Con todos estos considerandos, al tender a cero la longitud de los segmentos, la ecuación [7] se transforma en

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{\partial V(t,z)}{\partial z} = -L\,\dfrac{\partial I(t,z)}{\partial t} \\ \dfrac{\partial I(t,z)}{\partial z} = -C\,\dfrac{\partial V(t,z)}{\partial t} \end{array}\right. \tag{8}$$

2.- Cálculo de la tensión en el cable

El sistema de ecuaciones anterior es el que rige el comportamiento de las señales en un cable. Pueden aislarse fácilmente las tensiones e intensidades en esa expresión. En efecto, para aislar la tensión, basta derivar la primera ecuación con respecto a *z* y la segunda con respecto a *t*, con lo que se obtiene

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 V(t,z)}{\partial z^2} = -L\,\dfrac{\partial^2 I(t,z)}{\partial t\,\partial z} \\ \dfrac{\partial^2 I(t,z)}{\partial z\,\partial t} = -C\,\dfrac{\partial^2 V(t,z)}{\partial t^2} \end{cases} \qquad [9]$$

y sustituyendo

$$\frac{\partial^2 V(t,z)}{\partial z^2} = LC\,\frac{\partial^2 V(t,z)}{\partial t^2} \qquad [10]$$

Por el contrario, para aislar en [8] la intensidad, basta derivar la primera ecuación con respecto a *t* y la segunda con respecto a *z*, con lo que se obtiene

$$\frac{\partial^2 V(t,z)}{\partial z^2} = LC\,\frac{\partial^2 V(t,z)}{\partial t^2} \qquad [11]$$

y sustituyendo

$$\frac{\partial^2 I(t,z)}{\partial z^2} = LC\,\frac{\partial^2 I(t,z)}{\partial t^2} \qquad [12]$$

La resolución detallada de las ecuaciones diferenciales aquí planteadas, se sale del alcance de estas líneas, teniendo además en cuenta, que los resultados que nos interesan pueden obtenerse con un análisis menos riguroso. Para realizarlo vamos a fijarnos en primer lugar en la solución de la ecuación [10], denominada ecuación del telegrafista, para el valor de la tensión. El procedimiento que vamos a seguir es el siguiente: 1) se mostrará una primera función que es una solución particular de la ecuación; 2) se mostrará una segunda función que es otra solución particular de la ecuación; y 3) según la teoría general de ecuaciones diferenciales, se formará la solución general como suma de las dos soluciones particulares, teniendo en cuenta que las condiciones de contorno del problema fijarán los parámetros libres de la solución.

1) Primera solución particular de la ecuación diferencial
Se puede demostrar que una solución particular de la ecuación diferencial [10] toma la forma

$$V(t,z) = F_1\left(t - \frac{z}{v}\right) \qquad [13]$$

donde F_1 es una función cualquiera (que se determinará por las condiciones de contorno), y v que, como se puede demostrar, tiene dimensiones de velocidad (metros/seg.), se denomina velocidad de propagación y se define como

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad [14]$$

Demostremos que, efectivamente, se satisface la ecuación diferencial. Para ello hallemos las derivadas parciales correspondientes, según

$$\frac{\partial V(t,z)}{\partial t} = \dot{F}_1\left(t - \frac{z}{v}\right) \qquad [15]$$

$$\frac{\partial^2 V(t,z)}{\partial t^2} = \ddot{F}_1\left(t - \frac{z}{v}\right) \qquad [16]$$

$$\frac{\partial V(t,z)}{\partial z} = -\frac{1}{v}\dot{F}_1\left(t - \frac{z}{v}\right) \qquad [17]$$

$$\frac{\partial^2 V(t,z)}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2}\ddot{F}_1\left(t - \frac{z}{v}\right) \qquad [18]$$

Esta última expresión puede desarrollarse como

$$\frac{\partial^2 V(t,z)}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2}\ddot{F}_1\left(t - \frac{z}{v}\right) \qquad [19]$$

lo que evidentemente satisface la ecuación diferencial [10].

2) Segunda solución particular de la ecuación diferencial

Se puede demostrar que una segunda solución particular de la ecuación diferencial [10] toma la forma

$$\frac{\partial^2 V(t,z)}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2}\ddot{F}_1\left(t - \frac{z}{v}\right) \qquad [20]$$

donde F_2 es una función cualquiera (que se determinará por las condiciones de contorno), y v es la velocidad de propagación que se definió en la ecuación [14]. Demostremos que, efectivamente, se satisface la ecuación diferencial. Para ello hallemos las derivadas parciales correspondientes, según

$$\frac{\partial V(t,z)}{\partial t} = \dot{F}_2\left(t + \frac{z}{v}\right) \qquad [21]$$

$$\frac{\partial^2 V(t,z)}{\partial t^2} = \ddot{F}_2\left(t + \frac{z}{v}\right) \qquad [22]$$

$$\frac{\partial V(t,z)}{\partial z} = \frac{1}{v}\dot{F}_2\left(t + \frac{z}{v}\right) \qquad [23]$$

$$\frac{\partial^2 V(t,z)}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \ddot{F}_2\left(t+\frac{z}{v}\right) \quad [24]$$

Esta última expresión puede desarrollarse como

$$\frac{\partial^2 V(t,z)}{\partial z^2} = LC\, \ddot{F}_2\left(t+\frac{z}{v}\right) = LC \frac{\partial^2 V(t,z)}{\partial t^2} \quad [25]$$

lo que evidentemente satisface la ecuación diferencial [10].

3) Solución general de la ecuación diferencial.
La solución general de la ecuación diferencial se obtiene como suma de las dos soluciones particulares anteriores, tomando pues la forma

$$V(t,z) = F_1(t-\frac{z}{v}) + F_2(t+\frac{z}{v}) \quad [26]$$

Como ya apuntamos anteriormente, la determinación de las funciones F_1 y F_2 se realizará en función de las condiciones de contorno del problema. Puede observarse que la tensión consta de dos sumandos que se denominarán, por razones que quedarán claras más adelante, V_+ y V_- respectivamente.

$$V_+ = F_1\left(t-\frac{z}{v}\right) \qquad V_- = F_2\left(t+\frac{z}{v}\right) \qquad V(t,z) = V_+ + V_- \quad [27]$$

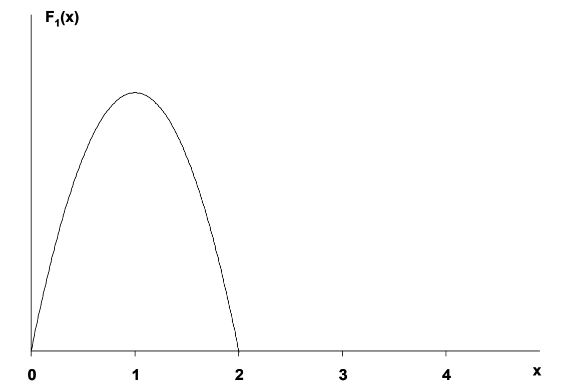

Figura 7. Función F1

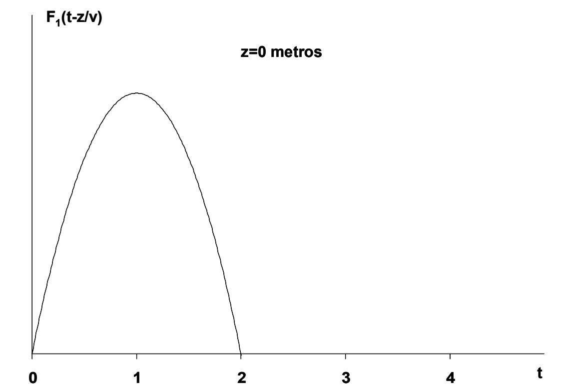

Figura 7. Tensión en z=0

La función V_+ es una onda de tensión que viaja en el sentido positivo del eje z. Veámoslo. Supongamos que la función $F_1(x)$ toma la forma que se muestra en la figura 6. Supongamos igualmente que el valor de v es de 1 metro por segundo. En este caso, el valor de la tensión en distintos puntos del cable (*z=0*, *z=1 metro*, *z=2 metros*), queda reflejada en las figuras 7, 8 y 9 respectivamente.

Se puede observar que, efectivamente, la tensión V_+ es una onda que se desplaza en el sentido positivo del eje z con una velocidad v. Análogamente puede mostrarse que la tensión V_- es una onda que se desplaza en el sentido negativo del eje z. Por tanto la tensión $V(t,z)$ estará formada por dos ondas que viajan por el cable en sentido opuesto. Cuando se inyecta un pulso de tensión en un extremo ($z=0$), y se aplican condiciones de contorno para la resolución de la ecuación diferencial, se observa que el pulso se propoga como V_+, llega al otro extremo y se refleja, más o menos atenuado, en forma de V_-. V_+ y V_- toman pues la forma de una onda incidente y reflejada respectivamente. Pero no adelantemos acontecimientos y prosigamos con el análisis del circuito.

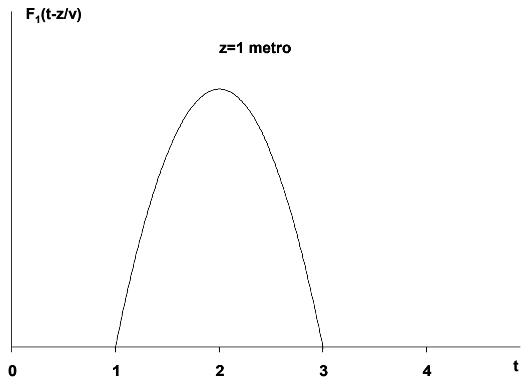

Figura 9. Tensión en z=1

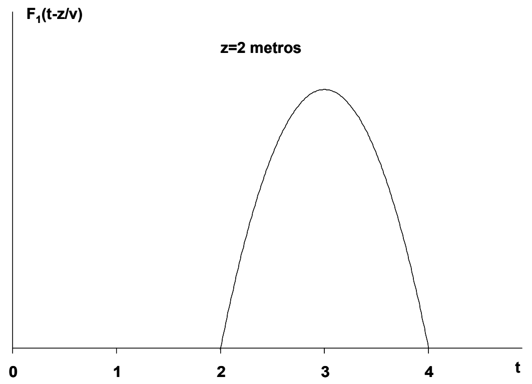

Figura 9. Tensión en z=2

3.- Cálculo de la intensidad en el cable

Veamos ahora que ocurre con la intensidad en el cable. Para ello podemos recurrir a la ecuación [12] y proceder de manera análoga al caso de la tensión. No obstante, puesto que ya se ha resuelto el circuito para el cálculo de esta tensión [26], podemos obtener el valor de la intensidad, de forma más simple, recordando la ecuación [8], según

$$\frac{\partial V(t,z)}{\partial z} = -L\frac{\partial I(t,z)}{\partial t} \qquad [28]$$

Sustituyendo en esta ecuación el valor ya calculado de la tensión, se obtiene

$$-L\frac{\partial I(t,z)}{\partial t} = -\frac{1}{v}\dot{F}_1(t-\frac{z}{v}) + \frac{1}{v}\dot{F}_2(t+\frac{z}{v}) \qquad [29]$$

Integrando con respecto a t tenemos

$$I(t,z) = \frac{1}{Lv}\int \dot{F}_1(t-\frac{z}{v})dt - \frac{1}{Lv}\int \dot{F}_2(t+\frac{z}{v})dt \qquad [30]$$

Haciendo los cambios de variables siguientes

$$x = t-\frac{z}{v}; \quad y = t+\frac{z}{v}; \qquad dx = dt; \quad dy = dt \qquad [31]$$

se tiene

$$I(t,z) = \frac{1}{Lv}\int \dot{F}_1(x)dx - \frac{1}{Lv}\int \dot{F}_2(y)dy \qquad [32]$$

$$I(t,z) = \frac{1}{Lv}\left[F_1(x) - F_2(y)\right] + K \qquad [33]$$

donde K es la constante de integración. Pero K será constante con respecto a la variable de integración, es decir t, pero no necesariamente respecto a z. Teniendo esto en cuenta, y haciendo el cambio inverso de variables, tenemos

$$I(t,z) = \frac{1}{Lv}\left[F_1(t - \frac{z}{v}) - F_2(t + \frac{z}{v})\right] + f(z) \qquad [34]$$

expresión en la que $f(z)$ hace las veces de constante de integración. Calculemos su valor recurriendo de nuevo a la ecuación [8]

$$\frac{\partial I(t,z)}{\partial z} = -C\frac{\partial V(t,z)}{\partial t} \qquad [35]$$

y sustituyendo en ella los valores de $V(t,z)$ y de $I(t,z)$ ya calculados

$$-\frac{1}{Lv^2}\left[\dot{F}_1(t - \frac{z}{v}) + \dot{F}_2(t + \frac{z}{v})\right] + \frac{df(z)}{dz} = -C\left[\dot{F}_1(t - \frac{z}{v}) + \dot{F}_2(t + \frac{z}{v})\right] \qquad [36]$$

Teniendo en cuenta que

$$\frac{1}{Lv^2} = \frac{1}{L\frac{1}{LC}} = C \qquad [37]$$

se puede escribir

$$-C\left[\dot{F}_1(t - \frac{z}{v}) + \dot{F}_2(t + \frac{z}{v})\right] + \frac{df(z)}{dz} = -C\left[\dot{F}_1(t - \frac{z}{v}) + \dot{F}_2(t + \frac{z}{v})\right] \qquad [38]$$

$$\frac{df(z)}{dz} = 0 \qquad [39]$$

lo que significa que $f(z)$ es una constante que no depende ni de t ni de z. Por tanto, la intensidad $I(t,z)$ estará compuesta por un término de continua, más dos ondas que se desplazan en sentido contrario. Puesto que en nuestro análisis no es significativo el mayor o menor nivel de continua de la intensidad, podemos no considerarla para nuestros propósitos y describir por tanto la intensidad mediante la expresión

$$I(t,z) = \frac{1}{Lv}\left[F_1(t - \frac{z}{v}) - F_2(t + \frac{z}{v})\right] \qquad [40]$$

En esta expresión al término Lv se le denomina impedancia característica del cable ya que, como se puede demuestrar, tiene dimensiones de ohmios. Este valor se denota mediante Z_0, de tal forma que

$$Z_0 = Lv = L\frac{1}{\sqrt{LC}} = \sqrt{\frac{L}{C}} \qquad [41]$$

Con ello, y recordando la ecuación [27], el valor de la intensidad en el cable puede escribirse como

$$I(t,z) = \frac{V_+ - V_-}{Z_0} \qquad [42]$$

Conviene insistir en este punto que la impedancia característica del cable no depende de la longitud, sino de la disposición geométrica de los conductores, tipos de materiales, etc. No debe confundirse, por tanto, la impedancia característica de un cable determinado (función del tipo de cable) con su impedancia, la cual sí depende de la longitud. Son típicas las impedancias características de 600 ohmios para los pares telefónicos, de 75 ohmios para los coaxiales usados habitualmente en aplicaciones de televisión, y de 50 ohmios para coaxiales usados en redes locales.

4.- Reflexión en una carga

Si el cable es cargado en un extremo con una impedancia de valor Z_L, en dicho punto se cumplirán simultáneamente las ecuaciones del cable y las de la carga. Denominemos $V_L(t)$ e $I_L(t)$ respectivamente a la tensión y a la intensidad en la carga. Obviamente se cumplirá, aplicando la ley de Ohm a la carga, que

$$V_L(t) = I_L(t)\,Z_L \qquad [43]$$

Por otra parte es claro que la tensión y la intensidad del cable en el extremo de conexión de la carga coincidirán con los de ésta. Si denominamos z_e a la coordenada z del extremo en el que se conecta la carga tendremos que

$$V_L = V(t,z_e) = V_+ + V_- \qquad I_L = I(t,z_e) = \frac{V_+ - V_-}{Z_0} \qquad [44]$$

Sustituyendo estas expresiones en la ecuación de la carga [43] obtenemos

$$V_+ + V_- = \frac{V_+ - V_-}{Z_0} Z_L \qquad [45]$$

Operando tenemos

$$V_+ Z_0 + V_- Z_0 = V_+ Z_L - V_- Z_L \qquad [46]$$

y despejando los términos de tensión

$$V_-\left(Z_L + Z_0\right) = V_+\left(Z_L - Z_0\right) \qquad [47]$$

En esta expresión está ya indicada la relación que existe entre V_- y V_+, es decir, la relación entre la onda que viaja hacia la izquierda y la que viaja hacia la derecha, por efecto de la carga. La presencia de la carga supone una reflexión de forma que la tensión V_+ alcanza el extremo del cable y "rebota", de forma más o menos perfecta, formándose V_-. Esto mismo puede verse de otra forma: la energía de la onda de tensión V_+, al alcanzar el extremo del cable, en parte es absorbida y disipada por la carga, y en parte es reflejada de nuevo hacia el cable en forma de onda de tensión V_-. La mayor o menor intensidad de la reflexión se mide mediante el denominado coeficiente de reflexión (ρ), que se define mediante

$$\rho = \frac{V_-}{V_+} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \qquad [48]$$

Como puede verse directamente en esta expresión, si la impedancia de la carga es igual a la impedancia característica del cable ($Z_L = Z_0$) el coeficiente de reflexión es nulo, es decir, no existe onda reflejada en el cable.

En muchas aplicaciones de comunicaciones éste es el efecto deseado por un doble motivo. En primer lugar porque, de esta forma, se asegura que la transmisión de energía a la carga es la máxima posible (no hay energía reflejada). Por otra parte, la ausencia de onda reflejada evita los problemas de superposición entre una onda de tensión incidente (V_+), normalmente portadora de información, y otra onda reflejada (V_-) que lleva, en forma más o menos atenuada, la información que circuló ya de forma incidente algún tiempo atrás. Esta superposición puede impedir la adecuada recepción de información por los diferentes equipos que se encuentren conectados en distintos puntos del cable.

Por todo ello, es frecuente que en muchas aplicaciones de transmisión de datos, por ejemplo en redes locales, se sitúen deliberadamente unos "terminadores" en los extremos del cable. Estos terminadores no son sino impedancias de carga de igual valor a la impedancia característica del cable que evitan las reflexiones y, por tanto, las superposiciones indeseadas y las posibles pérdidas de información.