

Esame Comunicazioni Numeriche

"What I hear, I forget; What I see, I remember; What I do, I understand."

Rambod Rahmani

8 febbraio 2019

To my twin brother Ramtin.

Indice

Indice	i
0 Disclaimer	1
1 Introduction	2
1.1 Complex Numbers	2
1.1.1 Cartesian form	3
1.1.2 Polar form	4
1.1.3 Trigonometric form	5
1.1.4 Euler's formula	5
1.1.5 Euler's formula and Complex Numbers	6
1.1.6 Elementary operations	6
1.1.6.1 Conjugate	6
1.1.6.2 Addition and subtraction	7
1.1.6.3 Multiplication	8
1.1.6.4 Multiplying a complex number by j	8
1.2 The Field \mathbb{C} of Complex Numbers	10
1.2.1 Naive introduction to the field \mathbb{C}	10
1.2.2 Definition of the field \mathbb{C}	11
1.2.3 Constructing the complex numbers via the arithmetic of 2×2 matrices	12
2 Concetti Preliminari	13
2.1 Introduzione allo studio dei segnali	13
2.1.1 Proprietà elementari dei segnali determinati	14
2.1.1.1 Esercizio Lezione 12 Marzo 2018	17
2.2 Segnali periodici a tempo continuo	21
2.2.1 Sviluppo in serie di Fourier in forma reale polare	23

2.2.2	Sviluppo in serie di Fourier in forma complessa . . .	25
2.2.3	Sviluppo in serie di Fourier in forma reale rettangolare	28
2.2.4	Il criterio di Dirichlet	29
2.2.5	Spettri di ampiezza e di fase	30
2.2.5.1	Spettro di un coseno	31
2.2.5.2	Spettro di un seno	34
2.2.6	MATLAB 2.1	38
2.2.7	MATLAB 2.2	42
2.3	Segnali aperiodici a tempo continuo	48
2.3.1	Dalla serie all'integrale di Fourier	50
2.3.1.1	Esempio	55
2.3.1.2	Esempio	57
2.3.1.3	Esempio	58
2.3.2	Criteri di esistenza della Trasformata Continua di Fourier (TCF)	59
2.4	Sistemi monodimensionali a tempo continuo	60
2.5	Segnali a tempo discreto	61
2.6	Sistemi monodimensionali a tempo discreto	62
2.7	Progetto di filtri digitali	63
2.8	Richiami di teoria della probabilità	64
2.9	Segnali aleatori a tempo continuo e a tempo discreto	65
3	Esame Scritto	66
3.1	Compitino 2014	67
3.2	Compitino 2015	68
3.3	Compitino 2016	69
3.4	Compitino 2017	70
3.5	Compitino 2018	71
3.6	Prova di Comunicazioni Numeriche - 09 Gennaio 2018	72
3.7	Prova di Comunicazioni Numeriche - 29 Gennaio 2018	73
3.8	Prova di Comunicazioni Numeriche - 20 Febbraio 2018	74
3.9	Prova di Comunicazioni Numeriche - 09 Aprile 2018	75
4	Esame Orale	76
4.1	Segnali Deterministici	76
4.1.1	Relazioni tra Potenza Media P_x ed Energia E_x di un Segnale	77
4.1.1.1	Funzione a quadrato sommabile	78

4.1.1.2	Applicazioni nella Meccanica Quantistica . .	78
4.1.2	Relazione Potenza Media, Valore Efficace e Valore Medio: $P_x = 0 \implies x_e f f = 0, x_m = 0$	80
4.1.2.1	Media quadratica	83
4.1.2.2	Valore Efficace	83
4.1.3	Biunivocità della trasformata serie di Fourier	84
4.1.4	Linearità della trasformata serie di Fourier	87
4.1.4.1	Esercizio	87
4.1.5	Simmetria Hermitiana della trasformata serie di Fourier	89
4.1.5.1	Simmetria pari per il modulo	90
4.1.5.2	Simmetria dispari per la fase	91
4.1.6	Trasformata di un segnale (periodico) reale e pari . .	92
4.1.7	Trasformata di un segnale (periodico) reale e dispari .	94
4.1.8	Trasformata di un segnale (periodico) reale alternativo	96
4.1.9	Simmetrie della Trasformata Continua di Fourier (TCF)	99
4.1.9.1	Simmetrie della TCF: Simmetria Hermitiana	99
4.1.9.2	Simmetrie della TCF: Segnali reali e pari . .	101
4.1.9.3	Simmetrie della TCF: Segnali reali e dispari	103
4.1.10	Teoremi sulla trasformata continua di Fourier	104
4.1.10.1	Linearità della TCF	104
4.1.10.2	Dualità della TCF	105
4.1.10.3	Teorema del ritardo	106
4.1.10.4	Teorema del cambiamento di scala	107
4.1.11	Teorema della Modulazione	109
4.1.11.1	Modulazione con coseno	110
4.1.11.2	Modulazione con seno	111
4.1.11.3	Modulazione con esponenziale complesso . .	112
4.1.12	Teorema di derivazione	113
4.1.12.1	Derivazione nel tempo	114
4.1.12.2	Derivazione in frequenza	115
4.1.13	Teorema di integrazione	116
4.1.13.1	Integrazione nel tempo	117
4.1.13.2	Integrazione in frequenza	118
4.1.14	Teorema del Prodotto di Convoluzione	119
4.1.15	Teorema della Convoluzione	120
4.2	Segnali Aleatori	121
4.2.1	Teorema di Bayes	122
4.2.2	Teorema della Probabilità Totale	123

4.2.2.1	Esempio Teorema di Bayes & Teorema della Probabilità Totale	124
4.2.3	Legame tra Varianza σ_x^2 e Valor quadratico medio m_x^2	125
A	Segnali Canonici	126
A.1	Gradino Unitario	126

Capitolo 0

Disclaimer

"Information is power. But like all power, there are those who want to keep it for themselves. The world's entire scientific and cultural heritage, published over centuries in books and journals, is increasingly being digitized and locked up by a handful of private corporations. There is no justice in following unjust laws. It's time to come into the light and, in the grand tradition of civil disobedience, declare our opposition to this private theft of public culture."

— Aaron Swartz

The material and information in this document are provided "AS IS" in good faith and without warranties of any kind, either expressed or implied.

This work is licensed under:



Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 4.0 International License.

Capitolo 1

Introduction

*"The only person who is educated is the one who
has learned how to learn and change."*

— Carl Rogers

This chapter contains introductory concepts needed as theoretical base to be able to understand the signal processing topics presented in this text.

1.1 Complex Numbers

A complex number is a number that can be expressed in the form

$$z = a + ib,$$

where a is known to be the real part

$$a = \Re(z),$$

and b is known to be the imaginary part

$$b = \Im(z).$$

The complex number system can be defined as the algebraic extension of the ordinary real numbers by an imaginary number i . i is a solution of the equation $x^2 = -1$. Because no real number satisfies this equation, since the square of a real number cannot be negative, i is called an imaginary number.

A real number a can be regarded as a complex number $a + 0i$ whose imaginary part is 0. A purely imaginary number bi is a complex number $0 + bi$ whose real part is zero. It is common to write a for $a + 0i$ and bi for $0 + bi$.

The complex numbers give rise to the fundamental theorem of algebra: every non-constant polynomial equation with complex coefficients has a complex solution. This property is true of the complex numbers, but not the reals. The 16th century Italian mathematician Gerolamo Cardano is credited with introducing complex numbers in his attempts to find solutions to cubic equations.

Geometrically, complex numbers extend the concept of the one-dimensional number line to the two-dimensional complex plane by using the horizontal axis for the real part and the vertical axis for the imaginary part.

Engineers reserve the letter i for electric current - the derivative of electric charge with respect to time. We will therefore be using the letter j instead of the letter i .

1.1.1 Cartesian form

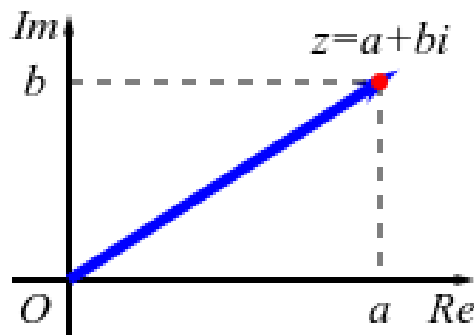


Figura 1.1: A Complex Number in Cartesian Form.

A complex number can thus be identified with an ordered pair $(\Re(z), \Im(z))$ in the Cartesian plane, an identification sometimes known as the Cartesian form of z . A complex number can be viewed as a point or position vector in a two-dimensional Cartesian coordinate system called the complex plane or Argand diagram, named after Jean-Robert Argand. The numbers are conventionally plotted using the real part as the horizontal component, and imaginary part as vertical (see Figure 1.1). In

fact, a complex number can be defined as an ordered pair (a, b) , but then

rules for addition and multiplication must also be included as part of the definition. William Rowan Hamilton introduced this approach to define the complex number system.

1.1.2 Polar form



Figura 1.2: A Complex Number in Polar Form

An alternative way of defining a point P in the complex plane, other than using the a - and b -coordinates, is to use the distance of the point from O , the point whose coordinates are $(0, 0)$ (the origin), together with the angle subtended between the positive real axis and the line segment OP in a counterclockwise direction. This idea leads to the polar form of complex numbers. (see Figure 1.2 where x and y were used instead of a and b).

The absolute value (or modulus or magnitude) of a complex number $z = a + bj$ is

$$c = |z| = \sqrt{a^2 + b^2}$$

If z is a real number (that is, if $b = 0$), then $c = |a|$. That is, the absolute value of a real number equals its absolute value as a complex number. By Pythagoras' theorem, the absolute value of complex number is the distance to the origin of the point representing the complex number in the complex plane.

The argument of z (in many applications referred to as the "phase") is the angle of the radius OP with the positive real axis, and is written as $\arg(z)$. As with the modulus, the argument can be found from the

rectangular form $a + bj$:

$$\varphi = \arg(z) = \begin{cases} \arctan\left(\frac{b}{a}\right) & \text{if } a > 0 \\ \arctan\left(\frac{b}{a}\right) + \pi & \text{if } a < 0 \text{ and } b \geq 0 \\ \arctan\left(\frac{b}{a}\right) - \pi & \text{if } a < 0 \text{ and } b < 0 \\ \frac{\pi}{2} & \text{if } a = 0 \text{ and } b > 0 \\ -\frac{\pi}{2} & \text{if } a = 0 \text{ and } b < 0 \\ \text{indeterminate} & \text{if } a > 0 \end{cases}$$

The value of φ is expressed in radians in this article. It can increase by any integer multiple of 2π and still give the same angle. Hence, the $\arg()$ function is sometimes considered as multivalued. The polar angle for the complex number 0 is indeterminate, but arbitrary choice of the angle 0 is common. Together, c and φ give another way of representing complex numbers, the polar form, as the combination of modulus and argument fully specify the position of a point on the plane.

If we are given the polar form to start with, the following formulas can be used to retrieve the cartesian coordinates:

$$\begin{cases} a = c \cdot \cos(\varphi) \\ b = c \cdot \sin(\varphi) \end{cases}$$

1.1.3 Trigonometric form

The trigonometric form of a complex number $z = a + bj$ can be easily obtain by substitution in our previous equations:

$$z = a + bj = c \cdot \cos(\varphi) + c \cdot \sin(\varphi) \cdot j = c \cdot (\cos(\varphi) + j \cdot \sin(\varphi)).$$

1.1.4 Euler's formula

Euler's formula, named after Leonhard Euler, is a mathematical formula in complex analysis that establishes the fundamental relationship between the trigonometric functions and the complex exponential function. Euler's formula states that for any real number φ :

$$e^{j\varphi} = \cos(\varphi) + j \cdot \sin(\varphi)$$

where e is the base of the natural logarithm, j is the imaginary unit, and \cos and \sin are the trigonometric functions cosine and sine respectively, with the argument φ given in radians.

When $\varphi = \pi$, Euler's formula evaluates to $e^{j\pi} + 1 = 0$, which is known as Euler's identity.



Figura 1.3: Euler's formula Interpretation

This formula can be interpreted as saying that the function $e^{j\varphi}$ is a unit complex number, i.e., it traces out the unit circle in the complex plane as φ ranges through the real numbers. Here φ is the angle that a line connecting the origin with a point on the unit circle makes with the positive real axis, measured counterclockwise and in radians.

The original proof is based on the Taylor series expansions of the exponential function e^z (where z is a complex number) and of $\sin(x)$ and $\cos(x)$ for real numbers x . In fact, the same proof shows that Euler's formula is even valid for all complex numbers z .

1.1.5 Euler's formula and Complex Numbers

Using Euler's formula we can now write:

$$z = a + jb = c \cdot \cos(\varphi) + c \cdot \sin(\varphi) \cdot j = c \cdot (\cos(\varphi) + j \cdot \sin(\varphi)) = e^{j\varphi}.$$

1.1.6 Elementary operations

1.1.6.1 Conjugate

The complex conjugate of the complex number $z = a + jb$ is given by $a - jb$. It is denoted by either \bar{z} or z^* . This unary operation on complex numbers cannot be expressed by applying only their basic operations addition, subtraction, multiplication and division.

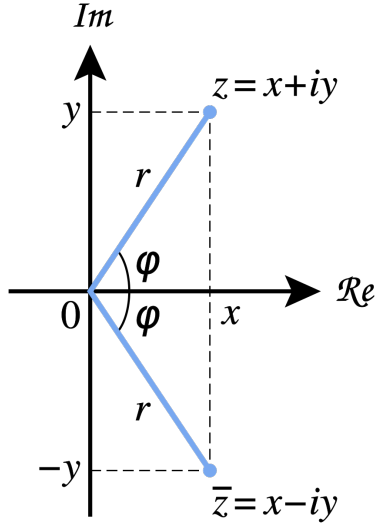


Figura 1.4: Geometric representation of z and its conjugate \bar{z}

Geometrically, \bar{z} is the "reflection" of z about the real axis. Conjugating twice gives the original complex number

$$\bar{\bar{z}},$$

which makes this operation an involution. The reflection leaves both the real part and the magnitude of z unchanged, that is

$$\Re(\bar{z}) = \Re(z) \quad \text{and} \quad |\bar{z}| = |z|.$$

The imaginary part and the argument of a complex number z change their sign under conjugation

$$\Im(\bar{z}) = -\Im(z) \quad \text{and} \quad \arg(\bar{z}) = -\arg(z).$$

The real and imaginary parts of a complex number $z = a + jb$ can be extracted using the conjugation:

$$\Re(z) = a = \frac{z + \bar{z}}{2} = \frac{a + jb + a - jb}{2} = \frac{2a}{2} = a.$$

$$\Im(z) = b = \frac{z - \bar{z}}{2j} = \frac{a + jb - a + jb}{2j} = \frac{2jb}{2j} = b.$$

Moreover, a complex number is real if and only if it equals its own conjugate.

$$z = \bar{z} \quad \rightarrow \quad z \in \mathbb{R}$$

1.1.6.2 Addition and subtraction

Two complex numbers z_1 and z_2 are most easily added by separately adding their real and imaginary parts of the summands. That is to say:

$$z_1 + z_2 = a_1 + jb_1 + a_2 + jb_2 = (a_1 + a_2) + j(b_1 + b_2).$$

Similarly, subtraction can be performed as

$$z_1 - z_2 = a_1 + jb_1 - (a_2 + jb_2) = (a_1 - a_2) + j(b_1 - b_2).$$

Please keep in mind that this is completely wrong:

$$\begin{aligned} z_1 &= c_1 \cdot e^{j\varphi_1} \quad , \quad z_2 = c_2 \cdot e^{j\varphi_2} \\ z_1 + z_2 &= c_1 \cdot e^{j\varphi_1} + c_2 \cdot e^{j\varphi_2} = (c_1 + c_2) \cdot e^{j(\varphi_1 + \varphi_2)} \end{aligned}$$

As a matter of fact:

$$\begin{aligned} c_1 \cdot e^{j\varphi_1} &= c_1 \cdot \cos(\varphi_1) + j \cdot c_1 \cdot \sin(\varphi_1), \\ c_2 \cdot e^{j\varphi_2} &= c_2 \cdot \cos(\varphi_2) + j \cdot c_2 \cdot \sin(\varphi_2), \\ c_1 \cdot e^{j\varphi_1} + c_2 \cdot e^{j\varphi_2} &= c_1 \cdot \cos(\varphi_1) + c_2 \cdot \cos(\varphi_2) + j \cdot (c_1 \cdot \sin(\varphi_1) + c_2 \cdot \sin(\varphi_2)), \end{aligned}$$

while:

$$\begin{aligned} (c_1 + c_2) \cdot e^{j(\varphi_1 + \varphi_2)} &= (c_1 + c_2) \cdot (\cos(\varphi_1 + \varphi_2) + j \cdot \sin(\varphi_1 + \varphi_2)) = \\ &= c_1 \cdot \cos(\varphi_1 + \varphi_2) + c_2 \cdot \cos(\varphi_1 + \varphi_2) + j \cdot (c_1 \cdot \sin(\varphi_1 + \varphi_2) + c_2 \cdot \sin(\varphi_1 + \varphi_2)), \end{aligned}$$

and:

$$\cos(\varphi_1 + \varphi_2) \neq \cos(\varphi_1) + \cos(\varphi_2).$$

1.1.6.3 Multiplication

Since the real part, the imaginary part, and the indeterminate i in a complex number are all considered as numbers in themselves, two complex numbers, given as $z_1 = a_1 + jb_1$ and $z_2 = a_2 + jb_2$ are multiplied under the rules of the distributive property, the commutative properties and the defining property $i^2 = -1$ in the following way

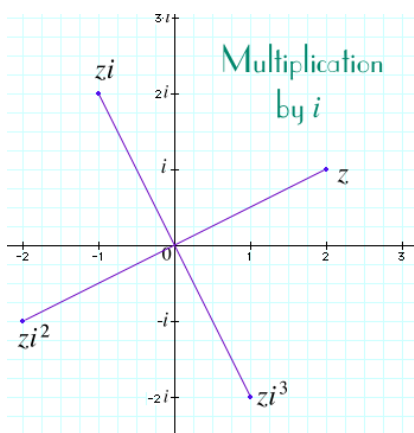
$$\begin{aligned} z_1 \cdot z_2 &= (a_1 + jb_1) \cdot (a_2 + jb_2) = \\ &= a_1a_2 + ja_1b_2 + jb_1a_2 + (jj)b_1b_2 = (a_1a_2 + b_1b_2) + j \cdot (a_1b_2 + b_1a_2). \end{aligned}$$

The cartesian form is convenient for additions and subtractions but not for multiplications.

1.1.6.4 Multiplying a complex number by j

In our goal toward finding a geometric interpretation of complex multiplication, let's consider next multiplying an arbitrary complex number $z = a + jb$ by j :

$$z \cdot j = (a + jb) \cdot j = -b + ja$$

Figura 1.5: Multiplying by i

Let's interpret this statement geometrically. The point z in \mathbb{C} is located a units to the right of the imaginary axis and b units above the real axis. The point $z \cdot j$ is located b units to the left, and a units above. What has happened is that multiplying by j has rotated the point z 90° counterclockwise around the origin to the point zj . Stated more briefly, multiplication by j gives a 90° counterclockwise rotation about 0. You can analyze what multiplication by $-j$ does in the same way. You'll find that multiplication by $-j$ gives a 90° clockwise rotation about 0. When

we don't specify counterclockwise or clockwise when referring to rotations or angles, we'll follow the standard convention that counterclockwise is intended. Then we can say that multiplication by $-j$ gives a -90° rotation about 0, or if you prefer, a 270° rotation about 0.

1.2 The Field \mathbb{C} of Complex Numbers

Before continuing with signal processing, I want to spend some time talking about the field of complex numbers \mathbb{C} . The motivation for this is to try and provide a much more formal definition of the field \mathbb{C} than the one roughly introduced in the previous section which represents the minimal concepts required for the contents of the following pages. You can simply skip over this section if you are not interested or have previous knowledge.

1.2.1 Naive introduction to the field \mathbb{C}

The usual way to quickly start with complex numbers is to say that we introduce a new object, which I will call j (mathematicians use i), such that the following *characteristic* property holds:

$$j^2 = -1.$$

Now, having this object at my disposal, I can easily define the set of complex numbers as the set with elements of the form $x + jy$ where x, y are our familiar real numbers:

$$\mathbb{C} := \{x + jy : x, y \in \mathbb{R}, j^2 = -1\}.$$

After this, using the usual rules of arithmetic operations as applied to the real numbers, I can define the four fundamental operations for the complex numbers as well. And I therefore have arithmetic in the set of complex numbers.

The definition we just saw and the one used in the previous section are, however, not really satisfactory, because they *do not explain* what j is, and hence we get a sense of mystery here (and hence the name "imaginary" numbers). But there is actually nothing imaginary about complex numbers, as was realized by Gauss and others, if we identify them with the elements of our familiar \mathbb{R}^2 and add a little more. This is the first formal introduction for the set of complex numbers \mathbb{C} I will provide in the subsection **Definition of the field \mathbb{C}** (as a side remark I note that there are other ways to define complex numbers, but this one is arguably the most natural). A second rigorous definition using matrices is provided in the section **Constructing the complex numbers via the arithmetic of 2x2 matrices**.

1.2.2 Definition of the field \mathbb{C}

The set of complex numbers, which is denoted by \mathbb{C} , is, by definition, \mathbb{R}^2 , this is, the set of all vectors with two real coordinates, on which the operation of addition and multiplication are defined as follows

$$(x_1, y_1) + (x_2, y_2) = (x_1 + x_2, y_1 + y_2),$$

$$(x_1, y_1) \cdot (x_2, y_2) = (x_1x_2 - y_1y_2, x_1y_2 + y_1x_2).$$

Definitely, the multiplication rule should look a little strange at the beginning, but of course the motivation comes from the previous subsection.

The set \mathbb{C} , defined with such an addition and multiplication, is a field. That is, it can be proved that for any $z_1, z_2, z_3 \in \mathbb{C}$, we have

$$z_1 + z_2 = z_2 + z_1,$$

$$(z_1 + z_2) + z_3 = z_1 + (z_2 + z_3),$$

$$z_1z_2 = z_2z_1,$$

$$(z_1z_2)z_3 = z_1(z_2z_3),$$

there is a unique element $0 \in \mathbb{C}$ such that

$$z_1 + 0 = z_1,$$

for any $z_1 \in \mathbb{C}$ there is $-z_1 \in \mathbb{C}$ such that

$$z_1 + (-z_1) = 0,$$

for any nonzero $z \in \mathbb{C}$ there is $z^{-1} \in \mathbb{C}$ such that

$$zz^{-1} = 1.$$

It should be clear that above $0 = (0, 0)$, where the 0 on the left of the equal sign is the complex zero, whereas the ones used in the round brackets are in \mathbb{R} .

Now, consider the following equation

$$z^2 + 1 = 0.$$

Here 1 and 0 and the complex unit and the complex zero. We all know that this equation has no real roots. But I claim that it has two complex roots being $(0, 1)$ and $-(0, 1)$. This can easily be checked by substitution according to the definition we provided for our addition and multiplication (just keep in mind that .

1.2.3 Constructing the complex numbers via the arithmetic of 2×2 matrices

To be continued.

Capitolo 2

Concetti Preliminari

"Anyone who has never made a mistake has never tried anything new."

— Albert Einstein

Di seguito alcune definizioni essenziali necessarie per poter comprendere i contenuti presentati nei capitoli successivi.

2.1 Introduzione allo studio dei segnali

La teoria dei segnali studia le proprietà matematiche e statistiche dei segnali, definiti come funzioni matematiche del tempo. In generale, un segnale è una variazione temporale dello stato fisico di un sistema o di una grandezza fisica (potenziale o corrente elettrica per segnali elettrici, parametri di campo elettromagnetico per segnali radio) che serve per rappresentare e trasmettere messaggi ovvero informazione a distanza; il sistema in questione può essere il più disparato. In elettronica un segnale viene dunque studiato attraverso un modello matematico o funzione in cui il tempo (o il suo inverso, la frequenza) è considerato variabile indipendente.

Un segnale è *una qualunque grandezza fisica variabile cui è associata una informazione*.

In generale esistono diversi tipi di segnali, ma tutti sono accomunati dall'essere in natura segnali casuali e continui e quasi mai deterministici.

La teoria dei segnali studia la rappresentazione dei segnali in modo da poter poi manipolarli e trattarli matematicamente. Questa rappresentazione richiede l'uso di matematica astratta e, nel caso di segnali stocastici, della teoria della probabilità.

La teoria si suddivide in due grandi branche a seconda del tipo di segnale in esame: i "segnali determinati" o deterministici, di cui è possibile predire il valore in un qualunque istante a piacere, e i "segnali stocastici" o aleatori, il cui valore non è prevedibile, ma su cui è possibile ottenere soltanto delle proprietà statistiche e che rientrano nella più vasta tematica dei processi aleatori o stocastici.

Nella trasmissione di informazione a distanza (telecomunicazione) i segnali determinati vengono utilizzati per la modulazione tramite portante, mentre i segnali contenenti l'informazione sono invece segnali aleatori, quindi processi stocastici, dal momento che l'informazione viaggia sotto forma di "innovazione" ovvero varia in maniera aleatoria nel tempo.

I segnali periodici possono essere trattati mediante l'astrazione in uno spazio vettoriale lineare quale lo spazio di Hilbert e quindi con l'utilizzo della serie di Fourier. Per quanto riguarda i segnali non periodici, questi necessitano della trasformata di Fourier.

Altra suddivisione è quella in "segnali continui" e "segnali discreti". Ad essi si associano rispettivamente le comunicazioni analogiche e le comunicazioni digitali.

Parte della teoria dei segnali è intimamente connessa con la teoria dei sistemi giacché molti segnali transitano come input in sistemi che elaborano ovvero trasformano il segnale in ingresso restituendo in uscita un certo output. Centrale è anche l'analisi di Fourier ovvero l'analisi spettrale.

2.1.1 Proprietà elementari dei segnali determinati

Limitiamo per il momento la nostra attenzione ai segnali determinati e definiamo alcune grandezze di fondamentale importanza per il prosieguo dello studio. Supponiamo di disporre di un resistore di resistenza R

attraversato da una corrente $i(t)$; l'espressione della potenza istantanea dissipata sul resistore per effetto Joule è, come è noto, $Ri^2(t)$. Osserviamo quindi la proporzionalità tra la potenza istantanea e il *quadrato* del segnale; il coefficiente di proporzionalità è legato al particolare esempio. Estendendo in maniera astratta tale definizione, diremo che al segnale $x(t)$ è associata una potenza istantanea *normalizzata* (aggettivo che verrà poi sistematicamente omissso) pari a

$$P_x(t) = P_x \triangleq |x(t)|^2. \quad (2.1.1.1)$$

Inoltre, tornando all'esempio del resistore, l'energia totale dissipata per effetto del passaggio della corrente $i(t)$ è pari a $\int_{-\infty}^{+\infty} Ri^2(t) dt$. Conseguentemente, definiremo l'*energia* associata al segnale $x(t)$ come

$$E_x(t) = E_x \triangleq \int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} P_x(t) dt \quad (2.1.1.2)$$

purchè l'integrale risulti convergente (cioè $E_x < \infty$). La definizione di energia, benchè meno intuitiva, viene banalmente estesa anche ai segnali a tempo discreto:

$$E_x \triangleq \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |x[n]|^2 < \infty. \quad (2.1.1.3)$$

Per tutti i segnali *fisici* (cioè effettivamente osservati) l'integrale (o la sommatoria) che definisce l'energia risulta convergente, poichè ogni segnale proveniente da un sistema fisico è portatore di *energia finita*. Molto spesso però conviene considerare *modelli ideali* di segnale, ovvero segnali idealizzati non esistenti in natura, ma assai utili per approssimare casi reali.

Consideriamo ora un generico segnale $x(t)$ a valori limitati ma energia infinita, e costruiamo il segnale $x_T(t)$ con una operazione di *troncamento* come segue:

$$x_T(t) = \begin{cases} x(t) & |t| \leq T/2 \\ 0 & \text{altrove} \end{cases} \quad (2.1.1.4)$$

Se indichiamo con E_{x_T} l'energia di $x_T(t)$, è chiaro che in generale $E_{x_T} < \infty$ poichè il segnale è diverso da zero e assume valori finiti solo su di un

intervallo limitato. Altrettanto chiaro è che se ingrandiamo l'intervallo di osservazione per comprendere l'andamento di tutto il segnale $x(t)$ (imponiamo cioè $T \rightarrow \infty$) otteniamo $E_{x_T} \rightarrow \infty$. Introduciamo allora il concetto di *potenza* di un segnale: la potenza media del segnale $x_T(t)$ valutata sull'intervallo di osservazione $[-T/2, T/2]$ è per definizione pari all'energia di $x_T(t)$ rapportata alla durata dell'intervallo stesso:

$$P_{x_T} \triangleq \frac{E_{x_T}}{T}. \quad (2.1.1.5)$$

Siamo ora in grado di estendere a $x(t)$ questa definizione di *potenza media* attraverso un'operazione di passaggio al limite:

$$P_x \triangleq \lim_{T \rightarrow \infty} P_{x_T} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{E_{x_T}}{T} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |x(t)|^2 dt. \quad (2.1.1.6)$$

Analogamente a quanto visto per l'energia di un segnale, per i segnali a tempo discreto abbiamo

$$P_x \triangleq \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N |x[n]|^2 \quad (2.1.1.7)$$

dove la notazione è autoesplicativa. Talvolta torna utile usare il *valore efficace* di un segnale a potenza finita, definito sia per i segnali a tempo continuo, sia per quelli a tempo discreto come

$$x_{eff} \triangleq \sqrt{P_x}. \quad (2.1.1.8)$$

Ricordiamo che il valore efficace di un dato segnale (chiamato nei paesi anglosassoni RMS, *Root Mean Square*) si può interpretare come quel valore che dovrebbe assumere un segnale costante per avere la stessa potenza del segnale dato.

Definiamo infine il *valore medio temporale* di un segnale, che richiede un procedimento al limite simile a quello appena visto relativamente alla potenza:

$$x_m \triangleq \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) dt, \quad (2.1.1.9)$$

$$x_m \triangleq \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N x[n]. \quad (2.1.1.10)$$

Nell'ingegneria elettrica, il valore medio rappresenta la "componente continuo" (cioè costante) attorno alla quale si svolge l'evoluzione del segnale.

2.1.1.1 Esercizio Lezione 12 Marzo 2018

Calcolare E_y , P_y , y_{eff} e y_m per la funzione $y(t)$ definita come

$$y(t) = x(t) - x(-t), \quad (2.1.1.11)$$

dove $x(t)$ è definita come

$$x(t) = Ae^{-t} \cdot u(t)^1.$$

Infine quindi

$$y(t) = Ae^{-t} \cdot u(t) - Ae^t \cdot u(-t). \quad (2.1.1.12)$$



Figura 2.1: Grafico di $y(t)$ con $A = 1$.

¹Il segnale canonico "gradino unitario" è presente nell'Appendice A: Segnali Canonici.

Come possiamo vedere graficamente, il segnale gradino $u(t)$ fa sì che la funzione complessiva $y(t)$ si ottenga come contributo delle due funzioni

$$Ae^{-t} \quad t \rightarrow +\infty,$$

e

$$-Ae^t \quad t \rightarrow -\infty.$$

Calcolo di E_y

$$\begin{aligned} E_y &= \int_{-\infty}^{+\infty} |y(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |x(t) - x(-t)|^2 dt = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} |Ae^{-t} \cdot u(t) - Ae^t \cdot u(-t)|^2 dt = \\ &= \int_{-\infty}^0 |Ae^{-t} \cdot u(t) - Ae^t \cdot u(-t)|^2 dt + \int_0^{+\infty} |Ae^{-t} \cdot u(t) - Ae^t \cdot u(-t)|^2 dt = \\ &^2 = \int_{-\infty}^0 |-Ae^t \cdot u(-t)|^2 dt + \int_0^{+\infty} |Ae^{-t} \cdot u(t)|^2 dt = \\ &^3 = \int_{-\infty}^0 |-Ae^t|^2 dt + \int_0^{+\infty} |Ae^{-t}|^2 dt = \int_{-\infty}^0 A^2 e^{2t} dt + \int_0^{+\infty} A^2 e^{-2t} dt = \\ &= \int_{-\infty}^0 A^2 e^{2t} dt + \int_0^{+\infty} A^2 e^{-2t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} A^2 e^{-2|t|} dt = \\ &= 2 \int_0^{+\infty} A^2 e^{-2t} dt = 2A^2 \int_0^{+\infty} e^{-2t} dt = 2A^2 \cdot \left(-\frac{1}{2} [e^{-2t}]_0^{\infty} \right) = \\ &2A^2 \cdot \left(-\frac{1}{2} e^{-2 \cdot (\infty)} - \left(-\frac{1}{2} e^{-2 \cdot (0)} \right) \right) = 2A^2 \cdot \frac{1}{2} = A^2. \end{aligned}$$

²Notiamo che $u(t) = 0$ $[-\infty, 0]$ e $u(-t) = 0$ $[0, +\infty]$.

³Notiamo che $|u(t)|^2 = |u(-t)|^2 = 1$.

Calcolo di P_y , y_{eff} e y_y

Dato che $E_y = A^2 = K < \infty$ allora

$$P_y = 0,$$

$$y_{eff} = 0,$$

$$y_m = 0.$$

Dimostrazione.

$$\begin{aligned}
 P_y &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |y(t)|^2 dt = \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |Ae^{-t}u(t) - Ae^t u(-t)|^2 dt = \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left[\int_{-T/2}^0 |Ae^{-t}u(t) - Ae^t u(-t)|^2 dt + \int_0^{T/2} |Ae^{-t}u(t) - Ae^t u(-t)|^2 dt \right] = \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left[\int_{-T/2}^0 |-Ae^t u(-t)|^2 dt + \int_0^{T/2} |Ae^{-t}u(t)|^2 dt \right] = \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left[\int_{-T/2}^0 A^2 e^{2t} dt + \int_0^{T/2} A^2 e^{-2t} dt \right] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} A^2 e^{-2|t|} dt = \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} 2 \int_0^{T/2} A^2 e^{-2t} dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} 2A^2 \int_0^{T/2} e^{-2t} dt = \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} 2A^2 \int_0^{T/2} \frac{1}{2} \cdot 2 \cdot e^{-2t} dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} A^2 \int_0^{T/2} 2 \cdot e^{-2t} dt = \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} A^2 \left[e^{-2t} \right]_0^{T/2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{A^2}{T} \left[e^{-T} - 1 \right] = 0.
 \end{aligned} \tag{2.1.1.13}$$

$$y_{eff} = \sqrt{P_y} = 0. \tag{2.1.1.14}$$

$$\begin{aligned}
y_m &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} y(t) \, dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) - x(-t) \, dt = \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} Ae^{-t}u(t) - Ae^t u(-t) \, dt = \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left[\int_{-T/2}^0 Ae^{-t}u(t) - Ae^t u(-t) \, dt + \int_0^{T/2} Ae^{-t}u(t) - Ae^t u(-t) \, dt \right] = \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left[\int_{-T/2}^0 -Ae^t u(-t) \, dt + \int_0^{T/2} Ae^{-t}u(t) \, dt \right] = \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left[\int_{-T/2}^0 -Ae^t \, dt + \int_0^{T/2} Ae^{-t} \, dt \right] = \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left[-A \left(e^0 - e^{-T/2} \right) + A \left(-e^{-T/2} + e^0 \right) \right] = \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left[-A + Ae^{-T/2} - Ae^{-T/2} + A \right] = 0.
\end{aligned}
\tag{2.1.1.15}$$

□

2.2 Segnali periodici a tempo continuo

Un segnale $x(t)$ è periodico se soddisfa la seguente relazione

$$x(t) = x(t + T_0) \quad (2.2.0.1)$$

per ogni valore della variabile t . La grandezza T_0 rappresenta il *periodo* del segnale che è legato alla *frequenza di ripetizione* f_0 del segnale stesso dalla relazione

$$f_0 = \frac{1}{T_0}. \quad (2.2.0.2)$$

L'energia E_x del segnale periodico è infinita:

$$\begin{aligned} E_x &= \int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \int_{-T_0/2+kT_0}^{T_0/2+kT_0} |x(t)|^2 dt = \\ &= \sum_{k=-\infty}^{+\infty} E_{T_0} = \lim_{k \rightarrow \infty} k \cdot E_{T_0} = \infty. \end{aligned} \quad (2.2.0.3)$$

Dove si è posto

$$E_{T_0} = \int_{-T_0/2+kT_0}^{T_0/2+kT_0} |x(t)|^2 dt. \quad (2.2.0.4)$$

Per la precedente (2.13) è di fondamentale importanza la seguente considerazione:

Lemma 2.2.1. *L'integrale di una funzione periodica lungo intervalli pari al periodo stesso della funzione è uguale indipendentemente dall'intervallo considerato.*

Ovvero, sia $x(t) = x(t + T_0) \forall t$ un funzione periodica di periodo T_0 , allora

$$\int_0^{T_0} x(t) dt = \int_b^{b+T_0} x(t) dt. \quad (2.2.0.5)$$

Dimostrazione. Poniamo

$$H(b) = \int_b^{b+T_0} x(t) dt. \quad (2.2.0.6)$$

Calcoliamo la derivata di $H(b)$:

$$\frac{dH(b)}{db} = x(b + T_0) - x(b) \stackrel{4}{=} 0.$$

Ne segue che $H(b)$ è costante, in particolare $H(b) = H(0)$. \square

In generale invece $x(t)$ ha *potenza* P_x finita, per calcolare la quale, non è necessario il procedimento di passaggio al limite definito dalla (2.1.1.6), ma è sufficiente calcolare

$$P_x = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} |x(t)|^2 dt. \quad (2.2.0.7)$$

Dimostrazione.

$$\begin{aligned} P_x &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |x(t)|^2 dt = \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{1}{kT_0} \cdot \int_{-kT_0/2}^{kT_0/2} |x(t)|^2 dt = \\ &= \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{1}{kT_0} \cdot k \cdot \int_{-T_0/2}^{T_0/2} |x(t)|^2 dt = \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{1}{T_0} \cdot \int_{-T_0/2}^{T_0/2} |x(t)|^2 dt = \quad (2.2.0.8) \\ &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} |x(t)|^2 dt. \end{aligned}$$

\square

Con segnali periodici è bene fare attenzione a non confondere il periodo T_0 della funzione $x(t)$ con il troncamento T della funzione stessa.

Mentre il *valore efficace* di un segnale periodico segue dalla definizione della potenza P_x

$$x_{eff} = \sqrt{P_x}, \quad (2.2.0.9)$$

⁴Essendo $x(t)$ periodica infatti risulta $x(b + T_0) = x(b)$.

analogamente a quanto visto per la potenza, l'espressione del *valor medio* si semplifica, per il segnale periodico $x(t)$, come segue:

$$x_m = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) dt. \quad (2.2.0.10)$$

Dimostrazione.

$$\begin{aligned} x_m &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) dt = \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{1}{kT_0} \int_{-kT_0/2}^{kT_0/2} x(t) dt = \\ &= \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{1}{kT_0} k \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) dt = \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) dt = \\ &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) dt. \end{aligned} \quad (2.2.0.11)$$

□

2.2.1 Sviluppo in serie di Fourier in forma reale polare

Ciò premesso, ci poniamo una domanda: qual è il modo più appropriato di procedere quando il segnale $x(t)$ è periodico con *andamento arbitrario*, e in particolare *non sinusoidale*? La risposta a questo quesito sta nella cosiddetta *analisi di Fourier* che costituisce la base della moderna teoria dei segnali. Infatti, sotto ipotesi piuttosto ampie, che in seguito elencheremo, un segnale reale periodico qualunque può essere espresso come *somma di oscillazioni sinusoidali di ampiezza, frequenza e fase opportune* cioè in una forma che richiami:

$$x(t) = a_0 + a_1 \cos(2\pi f_1 t + \vartheta_1) + a_2 \cos(2\pi f_2 t + \vartheta_2) + \dots \quad (2.2.1.1)$$

In particolare, le frequenze di oscillazione includono in generale la "frequenza zero" relative al termine costante, e sono *multiple intere della fre-*

quenza fondamentale f_0 , cosicché la (2.2.1.1) diventa:⁵

$$x(t) = A_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(2\pi n f_0 t + \vartheta_n) \quad (2.2.1.2)$$

dove per comodità di notazione si è anche posto $A_0 = a_0$ e $2A_n = a_n$ per $n \geq 1$. Questa rappresentazione del segnale prende il nome di *sviluppo in serie di Fourier*; più precisamente la relazione (2.2.1.2) costituisce l'espressione in forma polare dello sviluppo in serie di Fourier. Essa permette dunque di rappresentare un segnale reale $x(t)$ come somma di una costante A_0 e di una serie il cui n -esimo termine, detto n -esima oscillazione armonica (o *armonica tout-court*), ha ampiezza $A_n > 0$, frequenza $n f_0$ (la n -esima frequenza armonica) e fase iniziale ϑ_n .

Prima di procedere ulteriormente, da un punto di vista formale, è bene dimostrare che la funzione $A_n \cos(2\pi n f_0 t + \vartheta_n)$ sia effettivamente periodica:

$$A_n \cos(2\pi n f_0 t + \vartheta_n) = A_n \cos(2\pi n f_0 (t - m T_0) + \vartheta_n) \quad \forall m \in \mathbb{Z}.$$

Dimostrazione. Ricordando che $f_0 \cdot T_0 = 1$ e che $T_{\cos(x)} = 2\pi$,

$$\begin{aligned} A_n \cos(2\pi n f_0 (t - m T_0) + \vartheta_n) &= \\ &= A_n \cos(2\pi n f_0 t + \vartheta_n - 2\pi n f_0 m T_0) = \\ &= A_n \cos(2\pi n f_0 t + \vartheta_n - 2\pi n m) = A_n \cos(2\pi n f_0 t + \vartheta_n). \end{aligned} \quad (2.2.1.3)$$

□

Evidentemente, ogni particolare segnale $x(t)$ sarà caratterizzato da particolari insiemi di valori di A_n e ϑ_n . Dovremo quindi ricavare formule utili per il calcolo delle ampiezze e delle fasi delle varie armoniche e indicare condizioni matematiche che garantiscano la convergenza della serie (2.2.1.2). Il primo di questi problemi fu risolto dal matematico L. Eulero attorno alla fine del 1700 in connessione con lo studio delle corde vibranti. e fu ripreso alcuni anni più tardi da J.B. Fourier. Quest'ultimo fu il primo a intuire l'importanza e la potenza della rappresentazione (2.2.1.2), che usò per risolvere questioni di trasmissione del calore. La convergenza della (2.2.1.2) fu dimostrata in seguito in maniera rigorosa da P.D. Dirichlet.

⁵Il termine A_0 è dato dal fatto che il coseno in 0 valore 1 mentre il seno vale 0.

2.2.2 Sviluppo in serie di Fourier in forma complessa

Per semplificare gli sviluppi analitici si preferisce usare una forma alternativa della serie di Fourier. Richiamando le formule di Eulero delle funzioni trigonometriche

$$\cos(x) = \frac{e^{jx} + e^{-jx}}{2} \quad , \quad \sin(x) = \frac{e^{jx} - e^{-jx}}{2j}, \quad (2.2.2.1)$$

la (2.2.1.2) può essere riscritta come segue:

$$\begin{aligned} x(t) &= A_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(2\pi n f_0 t + \vartheta_n) = \\ &= A_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{e^{j(2\pi n f_0 t + \vartheta_n)} + e^{-j(2\pi n f_0 t + \vartheta_n)}}{2} = \\ &= A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left(e^{j(2\pi n f_0 t + \vartheta_n)} + e^{-j(2\pi n f_0 t + \vartheta_n)} \right) = \\ &= A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{j(2\pi n f_0 t + \vartheta_n)} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-j(2\pi n f_0 t + \vartheta_n)} = \\ &= A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{j\vartheta_n} e^{j2\pi n f_0 t} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-j\vartheta_n} e^{-j2\pi n f_0 t} = \\ &= A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{j\vartheta_n} e^{j2\pi n f_0 t} + \sum_{n=-\infty}^{-1} A_{-n} e^{-j\vartheta_{-n}} e^{j2\pi n f_0 t} = \end{aligned} \quad (2.2.2.2)$$

Definiamo ora le quantità

$$\begin{aligned} X_0 &\triangleq A_0 \\ X_n &\triangleq A_n e^{j\vartheta_n} \quad , \quad n = 1, 2, 3, \dots \\ X_n &\triangleq A_{-n} e^{-j\vartheta_{-n}} \quad , \quad n = \dots, -2, -1. \end{aligned} \quad (2.2.2.3)$$

Se si effettuano le opportune sostituzioni nella (2.2.2.2) si ricava

$$x(t) = X_0 + \sum_{n=1}^{\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} - \sum_{n=-\infty}^{-1} X_n e^{j2\pi n f_0 t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} \quad (2.2.2.4)$$

che rappresenta l'espressione in forma complessa della serie di Fourier⁶.

⁶Tale rappresentazione può essere estesa nella stessa forma anche al caso di segnale $x(t)$ complesso.

Determiniamo ora una espressione per il calcolo del generico coefficiente di Fourier X_k , dove k deve intendersi *fissato*. A tal fine moltiplichiamo entrambi i membri della (2.2.7.1) per il fattore $e^{-j2\pi k f_0 t}$

$$x(t) \cdot e^{-j2\pi k f_0 t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} \cdot e^{-j2\pi k f_0 t} \quad (2.2.2.5)$$

e integriamo il risultato in un intervallo pari al periodo T_0 del segnale stesso:

$$\int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) \cdot e^{-j2\pi k f_0 t} dt = \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} \cdot e^{-j2\pi k f_0 t} dt. \quad (2.2.2.6)$$

Supponendo che la serie a secondo membro converga *uniformemente* (cosa che peraltro non è stata dimostrata fino a questo momento), possiamo considerare il termine $\sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n$ una costante:

$$\int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) \cdot e^{-j2\pi k f_0 t} dt = \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n \int_{-T_0/2}^{T_0/2} e^{j2\pi n f_0 t} \cdot e^{-j2\pi k f_0 t} dt. \quad (2.2.2.7)$$

Ovvero

$$\int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) \cdot e^{-j2\pi k f_0 t} dt = \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n \int_{-T_0/2}^{T_0/2} e^{j2\pi(n-k)f_0 t} dt. \quad (2.2.2.8)$$

Procediamo adesso con il calcolo dell'integrale a secondo membro. Ricordando che $f_0 \cdot T_0 = 1$ si ha:

$$\begin{aligned} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} e^{j2\pi(n-k)f_0 t} dt &= \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \frac{1}{j2\pi(n-k)f_0} \frac{d}{dt} e^{j2\pi(n-k)f_0 t} dt = \\ &= \frac{1}{j2\pi(n-k)f_0} \left[e^{j2\pi(n-k)f_0 t} \right]_{-T_0/2}^{T_0/2} = \frac{e^{j2\pi(n-k)f_0(T_0/2)} - e^{j2\pi(n-k)f_0(-T_0/2)}}{j2\pi(n-k)f_0} = \\ &= \frac{1}{j2\pi(n-k)f_0} \left[e^{j\pi(n-k)} - e^{-j\pi(n-k)} \right] = \frac{2j \sin(\pi(n-k))}{j2\pi(n-k)f_0} = \frac{\sin(\pi(n-k))}{\pi(n-k)f_0} \end{aligned}$$

⁷ $\int f(t) e^{f(t)} dt = e^{f(t)}$ quindi si moltiplica e divide per $\frac{d}{dt} (j2\pi(n-k)f_0 t) = j2\pi(n-k)f_0$.

$$= \frac{e^{j\pi(n-k)} - e^{-j\pi(n-k)}}{j2\pi(n-k)f_0} = \frac{\sin[\pi(n-k)]}{\pi(n-k)f_0}$$

Il valore dell'integrale è pertanto nullo se $n \neq k$, essendo $\sin[\pi(n-k)] = 0$. Se $n = k$ allora si ottiene $\sin[0] = 0$ e il risultato perde di significato in quanto si ottiene una forma $\frac{0}{0}$. Tuttavia, ponendo $n = k$ direttamente nell'espressione di partenza si ricava che l'integrale cercato vale in questo caso T_0 :

$$\int_{-T_0/2}^{T_0/2} e^{j2\pi(n-k)f_0 t} dt = \begin{cases} T_0 & n = k \\ 0 & n \neq k \end{cases}$$

Riprendendo quindi da dove avevamo lasciato la nostra ricerca per una espressione per il generico coefficiente di Fourier,

$$\int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) \cdot e^{-j2\pi k f_0 t} dt = \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n \int_{-T_0/2}^{T_0/2} e^{j2\pi(n-k)f_0 t} dt.$$

$$\int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) \cdot e^{-j2\pi k f_0 t} dt = X_k T_0.$$

Dalla quale si deduce infine, l'espressione del generico coefficiente di Fourier X_k data da:

$$X_k = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi k f_0 t} dt \quad (2.2.2.9)$$

Questa relazione permette quindi di effettuare il calcolo dei *coefficienti della serie di Fourier* di un segnale $x(t)$ dato. In particolare, per $k = 0$ si ha

$$X_0 = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) dt \quad (2.2.2.10)$$

che coincide con l'espressione del valore medio x_m del segnale.

$$\frac{8 \frac{e^{j\pi(n-k)} - e^{-j\pi(n-k)}}{j^2}}{2j} = \frac{\sin[\pi(n-k)]}{2j}.$$

2.2.3 Sviluppo in serie di Fourier in forma reale rettangolare

Abbiamo dunque ricavato due possibili espressioni per la serie di Fourier, e precisamente quella in forma polare (2.2.1.2) e quella in forma complessa (2.2.7.1); ne esiste anche una terza, detta *espressione in forma rettangolare*, che ricaviamo di seguito. Sviluppando le funzioni cosinusoidali della (2.2.1.2) si ha

$$\begin{aligned} x(t) &= A_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(2\pi n f_0 t + \vartheta_n) = \\ &= A_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n [\cos(2\pi n f_0 t) \cos \vartheta_n - \sin(2\pi n f_0 t) \sin \vartheta_n], \end{aligned} \quad (2.2.3.1)$$

dove è stata sfruttata l'identità $\cos(\alpha + \beta) = \cos \alpha \cos \beta - \sin \alpha \sin \beta$.

Se adesso si definiscono le quantità $a_0 \triangleq A_0$, $a_n \triangleq A_n \cos \vartheta_n$ e $b_n \triangleq A_n \sin \vartheta_n$, con $n = 1, 2, \dots$, si ricava la relazione cercata:

$$x(t) = a_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(2\pi n f_0 t) - b_n \sin(2\pi n f_0 t)]. \quad (2.2.3.2)$$

I coefficienti dell'espressione in forma rettangolare a_n , b_n sono legati a quelli relativi all'espansione in forma complessa X_n della relazioni

$$a_n = \Re[X_n] = \frac{1}{T_0} \int_{[T_0]} x(t) \cos(2\pi n f_0 t) dt, \quad (2.2.3.3)$$

$$b_n = \Im[X_n] = -\frac{1}{T_0} \int_{[T_0]} x(t) \sin(2\pi n f_0 t) dt. \quad (2.2.3.4)$$

Nelle equazioni precedenti, la notazione $\int_{[T_0]}$ sta a indicare che l'integrale può essere esteso a un qualunque intervallo temporale di ampiezza T_0 . Per ragioni di simmetria, è buona norma scegliere l'intervallo $[-T_0/2, T_0/2]$.

2.2.4 Il criterio di Dirichlet

Ricordiamo che negli sviluppi analitici necessari per ottenere l'espressione del generico coefficiente di Fourier (2.2.2.9)

$$X_k = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi k f_0 t} dt \quad (2.2.4.1)$$

è stata ipotizzata la convergenza uniforme della serie ottenuta in (2.2.7.1)

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t}. \quad (2.2.4.2)$$

Per i segnali che si incontrano comunemente nella applicazioni pratiche, questa ipotesi è sempre verificata; spesso però, per schematizzare fenomeni fisici, si fa ricorso a funzioni che non rappresentano esattamente i segnali in esame, ma che offrono il vantaggio non indifferente di una maggiore *semplicità*. Per tali funzioni, tuttavia, non è più assicurata in generale la possibilità di uno sviluppo in serie di Fourier e diventa quindi necessario disporre di criteri che garantiscano la correttezza di tale sviluppo.

Un insieme di condizioni sufficienti che garantiscano la possibilità di sviluppare un segnale in serie di Fourier è il cosiddetto *criterio di Dirichlet* che può essere enunciato come segue:

- se $x(t)$ è assolutamente integrabile⁹ sul periodo T_0 , vale a dire se verifica la condizione

$$\int_{-T_0/2}^{T_0/2} |x(t)|^2 dt < \infty. \quad (2.2.4.3)$$

- se $x(t)$ è continuo o presenta in un periodo un numero finito di discontinuità di prima specie;

⁹Una funzione assolutamente integrabile su un intervallo è una funzione per la quale esiste finito l'integrale del valore assoluto della funzione sull'intervallo di integrazione considerato.

- se $x(t)$ è derivabile rispetto al tempo nel periodo, escluso al più un numero finito di punti nei quali esistono finite la derivata destra e sinistra,

allora la serie di Fourier converge al valore assunto dalla funzione $x(t)$ nei punti in cui questa è continua, e alla semisomma dei limiti destro e sinistro nei punti in cui $x(t)$ presenta le eventuali discontinuità di prima specie.

La terza ipotesi del criterio può anche essere sostituita con la seguente, che risulta del tutto equivalente:

- se il segnale presenta un numero finito di massimi e minimi nel periodo.

2.2.5 Spettri di ampiezza e di fase

Dunque, ogni segnale $x(t)$ che soddisfi il criterio di Dirichlet può essere rappresentato con lo sviluppo in serie di Fourier

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t}, \quad (2.2.5.1)$$

dove il particolare coefficiente X_k della serie è dato da

$$X_k = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi k f_0 t} dt. \quad (2.2.5.2)$$

Naturalmente, la sequenza X_n è in generale *complessa*; per rappresentarla è conveniente tracciare due grafici che prendono il nome di *spettro di ampiezza* e *spettro di fase*¹⁰. Il primo illustra l'andamento dell'ampiezza (modulo) dei coefficienti X_k , il secondo ne illustra l'andamento della fase, entrambi in funzione dell'ordine k del coefficiente o del valore della k -esima frequenza armonica $k f_0$. Esempi stilizzati di queste rappresentazioni sono riportati nelle seguenti figure:

¹⁰Il termine "spettro" deve intendersi nel significato di "gamma di rappresentazione, gamma di visione" e nasce in fisica nel campo della spettroscopia in cui si *analizza* la composizione dei materiali attraverso le "righe" di emissione caratteristiche dei diversi elementi chimici.

Spettro di ampiezza e di fase



Figura 2.2: Spettro di ampiezza e di fase.

2.2.5.1 Spettro di un coseno

Consideriamo il segnale

$$x(t) = A \cos(2\pi f_0 t). \quad (2.2.5.3)$$

Esso rappresenta un'oscillazione cosinusoidale di frequenza f_0 ; il periodo del segnale è $T_0 = 1/f_0$. Ricaviamo i coefficienti di Fourier:

$$\begin{aligned}
 X_n &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} A \cos(2\pi f_0 t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \\
 &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} A \frac{e^{j2\pi f_0 t} + e^{-j2\pi f_0 t}}{2} e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \\
 &= \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} e^{j2\pi f_0(1-n)t} dt + \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} e^{j2\pi f_0(1+n)t} dt = \\
 &= \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} (\cos[2\pi f_0(1-n)t] + j \sin[2\pi f_0(1-n)t]) dt + \\
 &+ \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} (\cos[2\pi f_0(1+n)t] - j \sin[2\pi f_0(1+n)t]) dt = \\
 &= \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi f_0(1-n)t] dt + \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} j \sin[2\pi f_0(1-n)t] dt + \\
 &+ \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi f_0(1+n)t] dt - \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} j \sin[2\pi f_0(1+n)t] dt =
 \end{aligned} \tag{2.2.5.4}$$

Osserviamo a questo punto che

$$\begin{aligned}
 \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi f_0(1-n)t] dt &= \begin{cases} \frac{A}{2T_0} \cdot T_0 = \frac{A}{2} & n = 1 \\ \frac{A}{2T_0} \cdot 0 = 0 & n \neq 1 \end{cases} , \\
 \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} j \sin[2\pi f_0(1-n)t] dt &= \begin{cases} \frac{A}{2T_0} \cdot 0 = 0 & n = 1 \\ \frac{A}{2T_0} \cdot 0 = 0 & n \neq 1 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{2.2.5.5}$$

$$\begin{aligned}
\frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi f_0(1+n)t] dt &= \begin{cases} \frac{A}{2T_0} \cdot T_0 = \frac{A}{2} & n = -1 \\ \frac{A}{2T_0} \cdot 0 = 0 & n \neq -1 \end{cases} , \\
-\frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} j \sin[2\pi f_0(1+n)t] dt &= \begin{cases} -\frac{A}{2T_0} \cdot 0 = 0 & n = -1 \\ -\frac{A}{2T_0} \cdot 0 = 0 & n \neq -1 \end{cases}
\end{aligned}
\tag{2.2.5.6}$$

Ne segue quindi che

$$\begin{aligned}
&= \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi f_0(1-n)t] dt + \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} j \sin[2\pi f_0(1-n)t] dt + \\
&+ \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi f_0(1+n)t] dt - \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} j \sin[2\pi f_0(1+n)t] dt = \\
&= \begin{cases} \frac{A}{2} & n = \pm 1 \\ 0 & n \neq \pm 1 \end{cases} .
\end{aligned}
\tag{2.2.5.7}$$

In conclusione,

$$\begin{aligned}
|X_{\pm 1}| &= \frac{A}{2} , \\
\angle X_{\pm 1} &= 0.
\end{aligned}
\tag{2.2.5.8}$$

Gli spettri di ampiezza e fase del segnale sono mostrati nella seguente figura:



Figura 2.3: Spettri di ampiezza e fase dei segnali cosinusoidale.

Il calcolo può essere effettuato anche tramite un rapido ragionamento: se si confronta l'espressione in forma polare della serie di Fourier di un segnale generico

$$x(t) = A_0 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cos(2\pi k f_0 t + \vartheta_k), \quad (2.2.5.9)$$

comparandola a

$$x(t) = A \cos(2\pi f_0 t). \quad (2.2.5.10)$$

è possibile vedere immediatamente che

$$A_0 = 0$$

$$2 \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cos(2\pi k f_0 t + \vartheta_k) = A \cos(2\pi f_0 t)^{11} \implies \begin{cases} A_1 = \frac{A}{2}, \vartheta_1 = 0 \\ A_k, \vartheta_k = 0 \quad \forall k \neq 1 \end{cases}$$

ovvero

$$X_1 = \frac{A}{2}, X_{-1} = \frac{A}{2}; \quad X_k = 0 \quad \forall k \neq \pm 1.$$

2.2.5.2 Spettro di un seno

Consideriamo il segnale

$$x(t) = A \sin(2\pi f_0 t). \quad (2.2.5.11)$$

¹¹Notare che $\cos(2\pi f_0 t)$ ha fase iniziale nulla.

Esso rappresenta un'oscillazione sinusoidale di frequenza f_0 ; il periodo del segnale è $T_0 = 1/f_0$. Ricaviamo i coefficienti di Fourier:

$$\begin{aligned}
 X_n &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} A \sin(2\pi f_0 t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \\
 &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} A \frac{e^{j2\pi f_0 t} - e^{-j2\pi f_0 t}}{2j} e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \\
 &= \frac{A}{j2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} e^{j2\pi f_0(1-n)t} dt - \frac{A}{j2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} e^{j2\pi f_0(1+n)t} dt = \\
 &= \frac{A}{j2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} (\cos[2\pi f_0(1-n)t] + j \sin[2\pi f_0(1-n)t]) dt + \\
 &\quad - \frac{A}{j2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} (\cos[2\pi f_0(1+n)t] - j \sin[2\pi f_0(1+n)t]) dt = \\
 &= \frac{A}{j2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi f_0(1-n)t] dt + \frac{A}{j2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} j \sin[2\pi f_0(1-n)t] dt + \\
 &\quad - \frac{A}{j2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi f_0(1+n)t] dt + \frac{A}{j2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} j \sin[2\pi f_0(1+n)t] dt =
 \end{aligned} \tag{2.2.5.12}$$

Osserviamo a questo punto che

$$\begin{aligned}
 \frac{A}{j2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi f_0(1-n)t] dt &= \begin{cases} \frac{A}{j2T_0} \cdot T_0 = \frac{A}{j2} & n = 1 \\ \frac{A}{j2T_0} \cdot 0 = 0 & n \neq 1 \end{cases} , \\
 \frac{A}{j2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} j \sin[2\pi f_0(1-n)t] dt &= \begin{cases} \frac{A}{j2T_0} \cdot 0 = 0 & n = 1 \\ \frac{A}{j2T_0} \cdot 0 = 0 & n \neq 1 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{2.2.5.13}$$

$$\begin{aligned}
-\frac{A}{j2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi f_0(1+n)t] dt &= \begin{cases} -\frac{A}{j2T_0} \cdot T_0 = -\frac{A}{j2} & n = -1 \\ -\frac{A}{j2T_0} \cdot 0 = 0 & n \neq -1 \end{cases} , \\
\frac{A}{j2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} j \sin[2\pi f_0(1+n)t] dt &= \begin{cases} \frac{A}{j2T_0} \cdot 0 = 0 & n = -1 \\ \frac{A}{j2T_0} \cdot 0 = 0 & n \neq -1 \end{cases}
\end{aligned}
\tag{2.2.5.14}$$

Ne segue quindi che

$$\begin{aligned}
&= \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi f_0(1-n)t] dt + \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} j \sin[2\pi f_0(1-n)t] dt + \\
&+ \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi f_0(1+n)t] dt - \frac{A}{2T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} j \sin[2\pi f_0(1+n)t] dt = \\
&= \begin{cases} \frac{A}{j2} & n = 1 \\ 0 & n \neq \pm 1 \\ -\frac{A}{j2} & n = -1 \end{cases} .
\end{aligned}
\tag{2.2.5.15}$$

In conclusione, ricordando che

$$\begin{aligned}
\frac{A}{j2} \cdot \frac{j}{j} &= -j \cdot \frac{A}{2}, \\
-\frac{A}{j2} \cdot \frac{j}{j} &= j \cdot \frac{A}{2},
\end{aligned}$$

possiamo scrivere che

$$|X_{\pm 1}| = |\pm j \cdot \frac{A}{2}| = \frac{A}{2}, \tag{2.2.5.16}$$

$$\angle X_{\pm 1} = \begin{cases} \angle -j \cdot \frac{A}{2} = \angle \frac{A}{2} e^{-j} = -\frac{\pi}{2} \\ \angle j \cdot \frac{A}{2} = \angle \frac{A}{2} e^j = \frac{\pi}{2} \end{cases} . \tag{2.2.5.17}$$

Gli spettri di ampiezza e fase del segnale sono mostrati nella seguente figura:

Lo spettro di ampiezza è ovviamente uguale a quello del coseno visto precedentemente, mentre lo spettro di fase è differente.



Figura 2.4: Spettro di fase del segnale sinusoidale.

Il calcolo può essere effettuato anche tramite un rapido ragionamento: riscriviamo il segnale come

$$x(t) = A \sin(2\pi f_0 t) = A \cos(2\pi f_0 t - \frac{\pi}{2}), \quad (2.2.5.18)$$

ora, se si confronta l'espressione in forma polare della serie di Fourier di un segnale generico

$$x(t) = A_0 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cos(2\pi k f_0 t + \vartheta_k), \quad (2.2.5.19)$$

comparandola a

$$x(t) = A \cos(2\pi f_0 t - \frac{\pi}{2}). \quad (2.2.5.20)$$

è possibile vedere immediatamente che

$$A_0 = 0$$

$$2 \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cos(2\pi k f_0 t + \vartheta_k) = A \cos(2\pi f_0 t - \frac{\pi}{2})^{12} \implies \begin{cases} A_1 = \frac{A}{2}, \vartheta_1 = -\frac{\pi}{2} \\ A_k, \vartheta_k = 0 \forall k \neq 1 \end{cases}$$

ovvero

$$X_1 = \frac{A}{2} e^{-j\frac{\pi}{2}}, X_{-1} = \frac{A}{2} e^{j\frac{\pi}{2}}; \quad X_k = 0 \forall k \neq \pm 1.$$

¹²Notare che $\cos(2\pi f_0 t - \frac{\pi}{2})$ ha fase iniziale $-\frac{\pi}{2}$.

2.2.6 MATLAB 2.1

Verifichiamo le proprietà della serie di Fourier (simmetria e linearità) considerando un esempio di segnale periodico tratto dalla realtà. Prendiamo, in particolare, il tracciato di un *elettrocardiogramma*, che è stato acquisito registrando l'attività elettrica del cuore di un paziente al variare del tempo. Come è noto, la differenza di potenziale tra gli elettrodi applicati sul corpo del paziente (cioè l'elettrocardiogramma) ha un andamento tipo (pressoché) periodico, in virtù della regolarità temporale con la quale vengono prodotti gli impulsi da parte del miocardio.

Per verificare sperimentalmente quanto abbiamo appena introdotto, facciamo ricorso al pacchetto software per l'analisi e la simulazione di segnali Matlab. Riguardo all'uso di Matlab occorre fare alcune precisazioni: innanzitutto osserviamo che fino ad ora abbiamo sempre ragionato in termini di segnali *analogici*, e in particolare di segnali a *tempo continuo*. Matlab è invece un simulatore a *tempo discreto*, che fa uso di segnali numerici o *digitali*. Questi segnali a tempo discreto vengono introdotti per *emulare* o *simulare* segnali a tempo continuo (che non possono essere trattati dai computer digitali). Dunque in luogo di una forma d'onda continua nel tempo $x(t)$, Matlab elabora un vettore temporale x ottenuto, come nelle classiche procedure di calcolo numerico, raccogliendo una successione di N valori consecutivi ed equispaziati di $x(t)$. Tali campioni vengono estratti da $x(t)$ su di un dato intervallo (dominio) temporale con un certo quanto temporale Δt ; in breve, si ha che $x = [x(0), x(\Delta t), x(2\Delta t), \dots, x((N-1)\Delta t)]$. Un vettore N -dimensionale come quello appena definito rappresenta la tipica entità trattata da Matlab per emulare un segnale analogico.

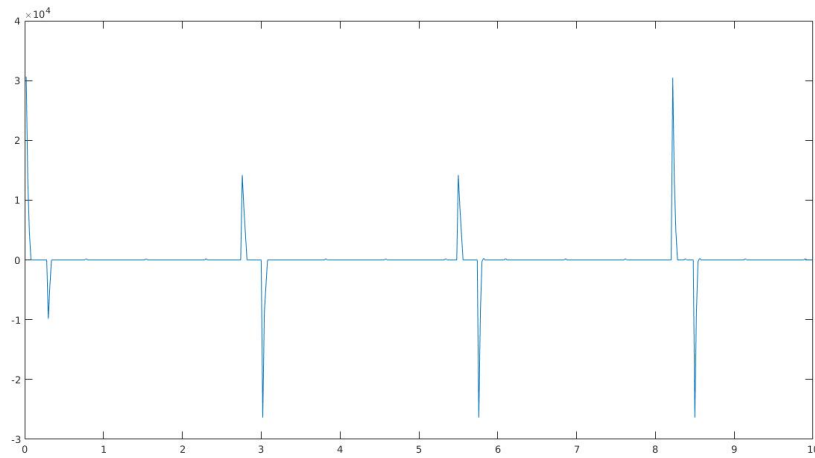


Figura 2.5: Elettrocardiogramma.

La figura precedente riporta l'andamento nel tempo della differenza di potenziale prodotta dall'attività cardiaca, registrata su di un paziente che nel passato ha subito un infarto miocardico (segnali di questo tipo sono facilmente estraibili da database disponibili online ¹³). Nel caso specifico, i dati sono immagazzinati nel file binario 'ecg.dat', che utilizza 16 bit per rappresentare ciascun campione temporale, con una spaziatura temporale pari a $\Delta t = 20ms$. Si consideri il seguente script Matlab

```

1 %%%
2 %
3 % File:          ecg.m
4 % Author:        Rambod Rahmani <rambodrahmani@autistici.org>
5 % Date:          18/01/2019
6 %
7 %%%
8
9 % apertura del file in lettura
10 fOut = fopen('ecg.dat');
11
12 % numeri di campioni da memorizzare
13 numeroCampioni = 500;
14
15 % segnale ECG
16 x = fread(fOut, numeroCampioni, 'int16');
17
18 % spaziatura temporale dei campioni [s]
19 deltaT = 0.02;

```

¹³<https://www.physionet.org/physiobank/database/mitdb/>


```

20
21 % scala dei tempi
22 tempo = (1:numeroCampioni)*deltaT;
23
24 % rappresentiamo graficamente il segnale
25 figure
26 plot(tempo, x);
27
28 % lunghezza dei punti su cui calcola la FFT
29 lunghezzaFft = 2^nextpow2(numeroCampioni);
30
31 % serie di Fourier del segnale
32 X=fft(x, lunghezzaFft);
33
34 % rendiamo la serie di Fourier ottenuta simmetrica rispetto all'origine
35 X=[X(lunghezzaFft/2+1:lunghezzaFft) X(1:lunghezzaFft/2)];
36
37 % calcolo del vettore delle frequenze
38 frequenza = linspace(-0.5, 0.5, length(X))/deltaT;
39
40 % rappresentiamo graficamente la serie di Fourier del segnale
41 figure
42 plot(frequenza, abs(X));

```

Le righe di codice

```

1 fOut = fopen('ecg.dat');
2 numeroCampioni = 5000;
3 x = fread(fOut, numeroCampioni, 'int16');

```

servono a leggere 500 campioni dall'elettrocardiogramma e memorizzarli nel vettore x . A questo punto, è possibile visualizzare l'andamento temporale del segnale con

```

1 deltaT = 0.02;
2 tempo = (1:numeroCampioni)*deltaT;
3 figure
4 plot(tempo, x);

```

Utilizzando la funzione `fft` in dotazione a Matlab, è possibile valutare sperimentalmente lo spettro del segnale in esame:

```

1 lunghezzaFft = 2^nextpow2(numeroCampioni);
2 X=fft(x, lunghezzaFft);
3 X=[X(lunghezzaFft/2+1:lunghezzaFft) X(1:lunghezzaFft/2)];
4 frequenza = linspace(-0.5, 0.5, length(X))/deltaT;
5 figure
6 plot(frequenza, abs(X));

```

Il risultato delle precedenti operazioni è lo spettro di ampiezza illustrato di seguito. Come possiamo facilmente vedere, sono presenti righe abbastanza marcate (e simmetriche rispetto all'origine), che ci consentono di affermare che lo spettro calcolato è quello di un segnale periodico.

Possiamo identificare l'armonica fondamentale f_0 a una frequenza praticamente uguale a 1Hz ; ciò suggerisce che la pulsazione cardiaca del paziente al momento dell'elettrocardiogramma è pari a 60 battiti al minuto, come del resto ci potevamo aspettare valutando la distanza temporale T_0 tra due picchi consecutivi del segnale. Tuttavia, lo spettro ottenuto non è esattamente a righe come ci aspetteremo da un segnale periodico: le righe non sono isolate, in quanto si manifestano componenti frequenziali anche tra un'armonica e l'altra, e non sono neanche infinitamente strette. Questi fenomeni sono dovuti al fatto che il battito cardiaco è soltanto *approssimativamente* periodico. In realtà anche su piccola scala temporale, l'attività miocardica ha leggere irregolarità temporali e quindi lo spettro risultante non è perfettamente a righe.

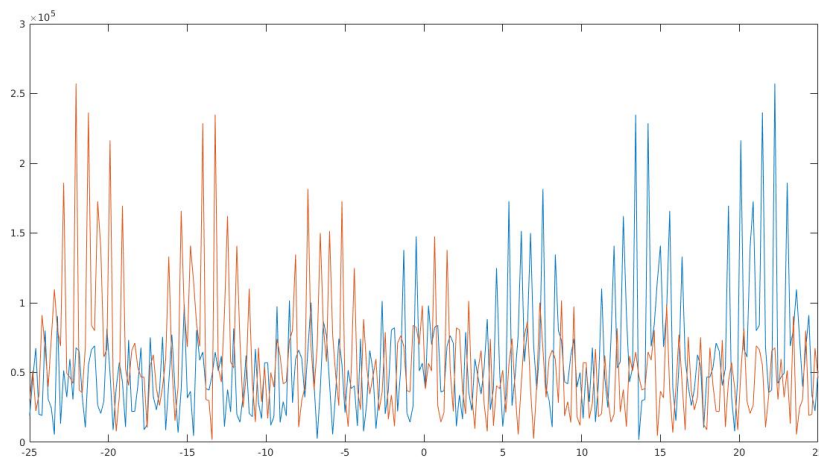


Figura 2.6: Elettrocardiogramma.

2.2.7 MATLAB 2.2

L'equazione di sintesi

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} \quad (2.2.7.1)$$

richiede un numero illimitato di armoniche per ricostruire il segnale periodico $x(t)$. Le considerazioni fatte però suggeriscono che una approssimazione soddisfacente del segnale può essere conseguita anche con un numero *finito* di armoniche. Possiamo verificare "sperimentalmente" l'effetto che il troncamento a un numero finito K di armoniche produce sulla sintesi del segnale *treno di impulsi*

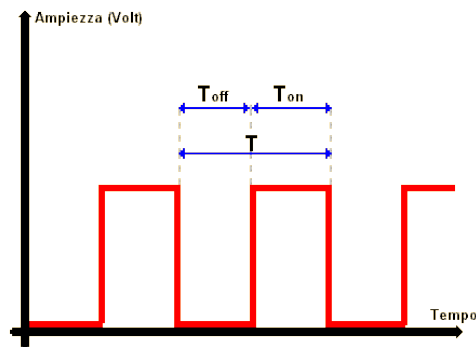


Figura 2.7: Rappresentazione grafica del segnale treno di impulsi.

sfruttando nuovamente il pacchetto software Matlab. Per riprodurre l'equazione di sintesi dobbiamo generare una rappresentazione vettoriale delle forme d'onda $\cos(2\pi k f_0 t)$ al variare di k . In altre parole, occorre calcolare i punti di queste curve utilizzando come supporto dei vettori temporali sufficientemente "fitti" (cioè con Δt sufficientemente piccolo), che siano in grado di approssimare in maniera accurata l'andamento dei segnali a tempo continuo. Si consideri il seguente script Matlab

```

1 % numero di campioni per periodo
2 N = 51;
3
4 % numero di armoniche da utilizzare
5 K = 30000;
6
7 % limite inferiore della scala dei tempi

```

```

8 | tempoNormalizzatoMin = -1.0;
9 |
10 | % limite superiore della scala dei tempi
11 | tempoNormalizzatoMax = +1.0;
12 |
13 | % vettore tempo
14 | tempoNormalizzato = linspace(tempoNormalizzatoMin, tempoNormalizzatoMax, N*(
    |     tempoNormalizzatoMax - tempoNormalizzatoMin));
15 |
16 | % X_0 = 1/2
17 | componentContinua = 0.5;
18 |
19 | % vettore degli indici k
20 | k = (1:2:K);
21 |
22 | % vettore dei coefficienti X_k per ciascun valore di k
23 | coefficienti = 2/pi*(-1).^((k-1)/2)./k;
24 |
25 | % vettore dei coseni per ciascun valore di k
26 | coseni = cos(2*pi*tempoNormalizzato'*k);
27 |
28 | % equazione di sintesi
29 | xApprossimante = componentContinua + sum(coseni*coefficienti', 2);
30 |
31 | % rappresentazione grafica dei coefficienti
32 | plot(xApprossimante);

```

Di seguito i grafici del seguente script per $K = 3, K = 7, K = 15, K = 30$.

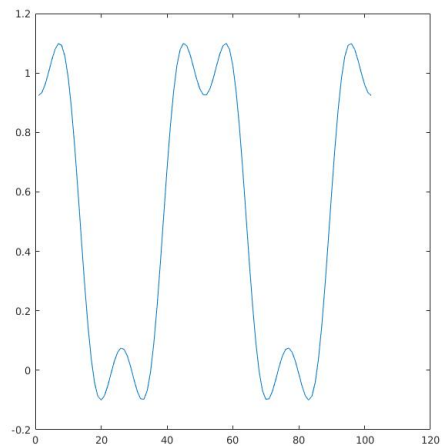


Figura 2.8: Approssimazione del treno di impulsi per $K = 3$.



Figura 2.9: Approssimazione del treno di impulsi per $K = 7$.



Figura 2.10: Approssimazione del treno di impulsi per $K = 15$.

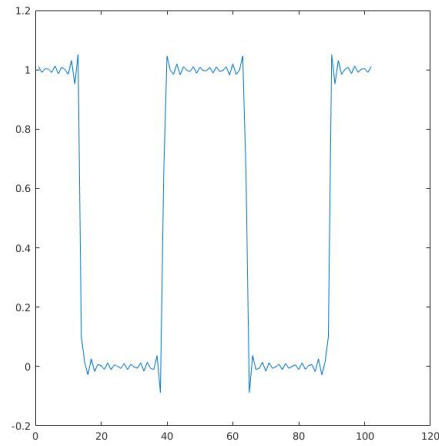


Figura 2.11: Approssimazione del treno di impulsi per $K = 30$.

È interessante fornire la rappresentazione grafica dell'approssimazione che si ottiene per un valore crescente di K sino ad ottenere una quasi perfetta rappresentazione del segnale treno di impulsi.

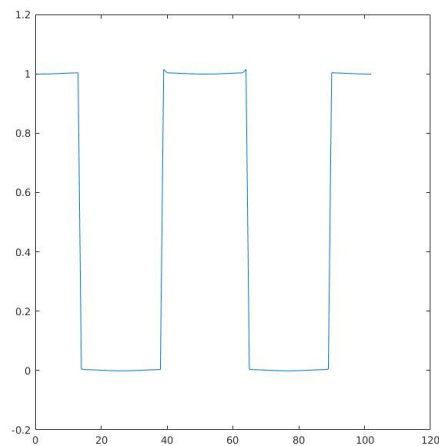


Figura 2.12: Approssimazione del treno di impulsi per $K = 300$.



Figura 2.13: Approssimazione del treno di impulsi per $K = 3000$.

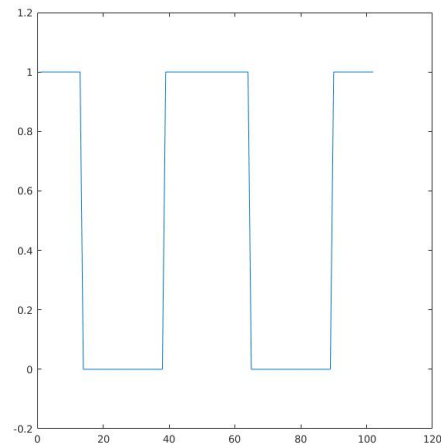


Figura 2.14: Approssimazione del treno di impulsi per $K = 30000$.

In tutto questo volume gli esperimenti Matlab vengono usati come semplici strumenti per chiarire ulteriormente i concetti esposti nel testo. Non vi è nessuna pretesa di *far apprendere* Matlab con le sue regole e/o i suoi trucchi. Non possiamo però sottrarci, di quando in quando, a qualche osservazione di carattere generale sulla programmazione. In parti-

colare, il codice presentato qui sopra merita alcune precisazioni riguardo allo stile di scrittura. Come è possibile notare soprattutto nelle ultime righe, l'approccio adottato fa un uso apprezzabile di *matrici* e *vettori*, a scapito talvolta della leggibilità del codice. Per esempio, invece di utilizzare un ciclo `for` in funzione dei coefficienti k per l'equazione di sintesi come in

```
1 % X_0 = 1/2
2 componenteContinua = 0.5;
3
4 % inizializzazione del vettore del segnale approssimante
5 ones(1, length(tempoNormalizzato));
6
7 % ciclo sui vari indici k
8 for k = 1:2:K
9     % X_k
10    coefficienteK = 2/(k*pi)*(-1)^((k-1)/2);
11
12    % aggiornamento del vettore segnale approssimante mediante l'equazione
13    % di sintesi
14    xApprossimante = xApprossimante + coefficienteK * cos(2*pi*k*
        tempoNormalizzato);
15 end
```

(e come si farebbe utilizzando un linguaggio di programmazione general-purpose, per esempio C o C++), abbiamo usato il prodotto matriciale tra vettore coseni e coefficienti. Il motivo di tale scelta risiede nel fatto che Matlab, a differenza di altri ambienti di simulazione numerica e altri linguaggi di programmazione, è ottimizzato per il calcolo matriciale. È buona regola, quindi, sfruttare questa caratteristica, adottando uno stile di programmazione conseguente, per ottenere un codice efficiente che venga eseguito velocemente sulla piattaforma di calcolo utilizzata.

2.3 Segnali aperiodici a tempo continuo

Consideriamo il segnale detto *treno di impulsi rettangolari di durata T e periodo T_0 ($T < T_0$)* rappresentato nella seguente figura



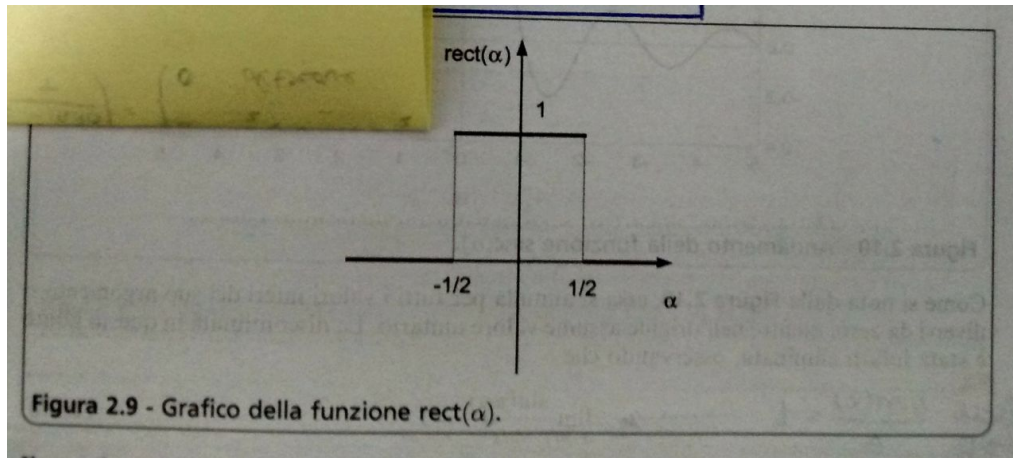
Figura 2.15: Treno di impulsi rettangolari.

Per questo segnale si definisce il parametro *duty-factor* (o *duty-cycle*) $\delta = T/T_0$ che esprime il rapporto tra la durata T di ciascun impulso e il periodo di ripetizione del segnale T_0 .

Per rappresentare più comodamente il treno di impulsi rettangolari è utile definire la funzione

$$rect(\alpha) \triangleq \begin{cases} 1 & |\alpha| < \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & |\alpha| = \frac{1}{2} \\ 0 & \text{altrove} \end{cases} \quad (2.3.0.1)$$

il cui andamento (impulso rettangolare) è rappresentato nella seguente figura

Figura 2.16: Grafico della funzione $rect(\alpha)$.

Ancora una volta, questa semplice funzione rappresenta un'astrazione matematica utile per schematizzare impulsi che hanno *tempo di salita* molto breve rispetto alla propria *durata*. Utilizzando questa funzione è possibile scrivere la seguente espressione per il treno di impulsi rettangolari

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a \cdot rect\left(\frac{t - nT_0}{T}\right). \quad (2.3.0.2)$$

Il segnale periodico *treno di impulsi rettangolari* è infatti rappresentato come la *sovrapposizione* di infiniti impulsi di durata T ottenuti ciascuno ritardando l'impulso "base" non periodico $rect(t/T)$ di nT_0 secondi con $n = 0, \pm 1, \dots$. In questo caso diremo che l'impulso-base $rect(t/T)$ è stato *periodicizzato* con periodo di ripetizione T_0 per ottenere il segnale $x(t)$.

Calcoliamo ora i coefficienti dello sviluppo in serie del segnale in esame:

$$X_n = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} a \cdot rect(t/T) e^{-j2\pi n f_0 t} dt$$

$$\begin{aligned}
&= \underbrace{\frac{1}{T_0} \int_{-T/2}^{T/2} a \cdot e^{-j2\pi n f_0 t} dt}_{\text{rect}(t/T) = 1 \forall t \in [-T/2, T/2]} = \frac{1}{T_0} \int_{-T/2}^{T/2} a \cdot \frac{-j2\pi n f_0}{-j2\pi n f_0} \cdot e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \\
&= \frac{a}{T_0} \cdot \frac{1}{-j2\pi n f_0} \int_{-T/2}^{T/2} (-j2\pi n f_0) \cdot e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \\
&= \frac{a}{T_0} \cdot \left[\frac{e^{-j2\pi n f_0 t}}{(-j2\pi n f_0)} \right]_{-T/2}^{T/2} = \frac{a}{T_0} \cdot \frac{e^{-j2\pi n f_0 T/2} - e^{j2\pi n f_0 T/2}}{(-j2\pi n f_0)} = \\
&= \frac{a}{T_0} \frac{e^{-j2\pi n f_0 T/2} - e^{j2\pi n f_0 T/2}}{(-j2\pi n f_0)} = \frac{a}{T_0} \frac{\sin(\pi n f_0 T)}{\pi n / T_0} = \\
&= \frac{aT}{T_0} \cdot \frac{\sin(\pi n T / T_0)}{\pi n T / T_0}
\end{aligned} \tag{2.3.0.3}$$

Per esprimere X_n in una forma più concisa, definiamo una ulteriore funzione notevole

$$\text{sinc}(\alpha) \triangleq \frac{\sin(\pi\alpha)}{\pi\alpha}, \tag{2.3.0.4}$$

per cui

$$X_n = \frac{aT}{T_0} \text{sinc}\left(\frac{kT}{T_0}\right) = a\delta \text{sinc}(k\delta), \tag{2.3.0.5}$$

dove si è posto $\delta = T/T_0$ e $\alpha = kT/T_0$.

2.3.1 Dalla serie all'integrale di Fourier

Il significato e l'importanza della rappresentazione in serie di Fourier di un segnale periodico a tempo continuo sono stati ampiamente discussi nella sezione precedente. Molti segnali che si osservano nei fenomeni naturali non sono però periodici. Sorge allora immediata la questione della possibilità di ottenere una scomposizione simile alla serie di Fourier *anche per i segnali aperiodici*. **È possibile cioè rappresentare anche un segnale non periodico come una opportuna sovrapposizione di segnali elementari, in particolare sinusoidali?**

Per rispondere a questa domanda, consideriamo come caso di studio il segnale aperiodico appena introdotto impulso rettangolare:

$$x(t) = \text{rect}\left(\frac{t}{T}\right).$$

Mettiamo ora in relazione questo segnale con il treno di impulsi rettangolari *periodico*

$$x_p(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x(t - nT_0) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \text{rect}\left(\frac{t - nT_0}{T}\right) \quad (2.3.1.1)$$

di cui già conosciamo la rappresentazione in serie di Fourier. Come è chiaro, $x_p(t)$ è ottenuto *periodicizzando* $x(t)$ con periodo di ripetizione T_0 , come suggerito nella seguente figura

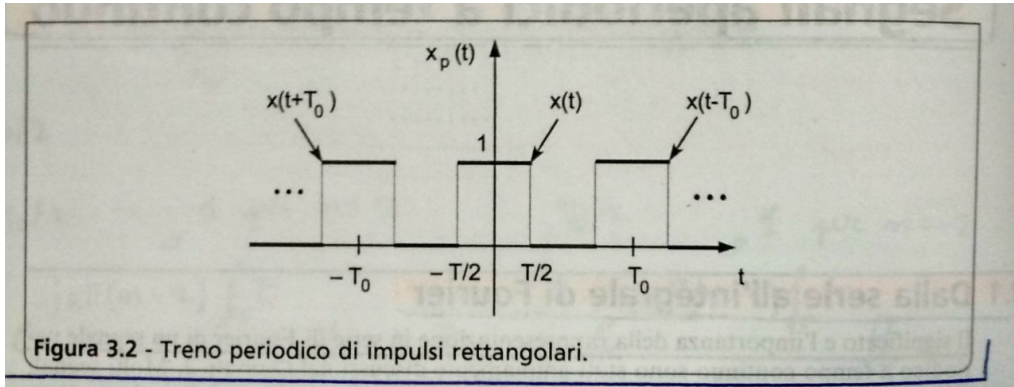


Figura 2.17: Treno di impulsi rettangolari.

Il segnale originario $x(t)$ può essere considerato come una sorta di caso-limite di un segnale periodico: partendo da $x_p(t)$, si riottiene l'impulso "base" $x(t)$ centrato in $t = 0$ se si pensa di fare una *periodicizzazione di periodo* $T - 0 \rightarrow \infty$. Al di là del particolare esempio, se si costruisce un segnale periodico $x_p(t)$ per periodicizzazione del segnale aperiodico $x(t)$ è vero in generale che

$$x(t) = \lim_{T_0 \rightarrow \infty} x_p(t). \quad (2.3.1.2)$$

Naturalmente, il segnale $x_p(t)$, essendo periodico di periodo T_0 , può essere rappresentato mediante serie di Fourier tramite la ben nota relazione

$$x_p(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t}$$

con $f_0 = 1/T_0$ e con i coefficienti di Fourier X_n dati da

$$X_n = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x_p(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt.$$

Questo ci fa già intuire che, dato che il segnale $x(t)$ rappresenta un caso limite del segnale $x_p(t)$, sia possibile ottenere una espressione tramite i coefficienti di Fourier anche per il segnale aperiodico $x(t)$ come caso limite dei coefficienti di Fourier del segnale periodico $x_p(t)$.

Nase adesso l'esigenza di stabilire il comportamento della serie di Fourier e dei relativi coefficienti X_n quando $T_0 \rightarrow \infty$.

Osserviamo innanzitutto che aumentando il periodo di ripetizione T_0 si riduce la frequenza fondamentale $f_0 = 1/T_0$, e quindi si riduce la differenza tra due generiche frequenze armoniche consecutive. Ciò determina un infittimento dello spettro del segnale se la scala di rappresentazione delle frequenze resta la stessa. Inoltre, dalla relazione

$$X_n = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x_p(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt$$

è facile vedere che l'ampiezza dei coefficienti tende a ridursi man mano che T_0 cresce; al limite, per $T_0 \rightarrow \infty$, lo spettro di $x_p(t)$ tende a divenire sempre più fitto e ad assumere valori sempre più piccoli per tutte le frequenze armoniche.

Si può facilmente ovviare al problema della riduzione delle ampiezze delle righe spettrali definendo, per ciascuna delle frequenze armoniche nf_0 , una sorta di "coefficiente di Fourier modificato"

$$X(nf_0) \triangleq T_0 \cdot X_n \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x_p(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt \quad (2.3.1.3)$$

che evidentemente non è una quantità che tende a zero per $T_0 \rightarrow \infty$. Riscriviamo dunque l'espansione in serie di Fourier di $x_p(t)$ usando il coefficiente modificato¹⁴

$$x_p(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} X(nf_0) e^{j2\pi n f_0 t} \cdot f_0. \quad (2.3.1.4)$$

Possiamo adesso effettuare il passaggio cruciale al limite per $T_0 \rightarrow \infty$ (ovvero per $f_0 \rightarrow 0$). Il segnale periodico $x_p(t)$ al primo membro si trasforma nel segnale aperiodico $x(t)$. La somma al secondo membro invece, per definizione, si trasforma in un *integrale* e si ottiene uno *sviluppo* del segnale aperiodico $x(t)$ tramite

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f) e^{j2\pi f t} df. \quad (2.3.1.5)$$

Il segnale aperiodico è dunque rappresentabile attraverso il cosiddetto **integrale di Fourier**. Resta da determinare l'espressione della funzione $X(f)$ che compare nell'integrando della (2.3.1.5). Innanzitutto, è chiaro che tale quantità risulta una funzione complessa della variabile continua f , che mantiene il significato di *frequenza*. L'espressione di $X(f)$ si ottiene passando al limite per $T_0 \rightarrow \infty$ nella definizione di $X(nf_0)$ del coefficiente di Fourier modificato:

$$X(f) = \lim_{\substack{T_0 \rightarrow \infty \\ f_0 \rightarrow 0}} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x_p(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} x_p(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt \quad (2.3.1.6)$$

che rappresenta la **trasformata continua di Fourier del segnale** $x(t)$. In maniera euristica, possiamo dire che la variabile continua f è, in un certo senso, il limite della variabile discreta nf_0 di partenza, quando $f_0 \rightarrow 0$.

Commentiamo il risultato ottenuto. Nella serie di Fourier per un segnale periodico, quest'ultimo viene rappresentato mediante componenti

¹⁴Dato che si è posto $X(nf_0) \triangleq T_0 \cdot X_n$, ne segue che $X_n = X(nf_0) \frac{1}{T_0} = X(nf_0) \cdot f_0$.

sinusoidali a frequenze in *relazione armonica*, cioè tutti multiple di un'unica fondamentale, nonchè di ampiezza *finita*. Nel caso del segnale aperiodico, la (2.3.1.5), detta anche *antitrasformata di Fourier* (o *trasformata inversa di Fourier*), permette ancora di rappresentare il segnale aperiodico $x(t)$ come la sovrapposizione di componenti sinusoidali, ma questa volta di ampiezza *infinitesima* $|X(f)| df$ e di frequenza f variabile *con continuità* su tutto l'asse reale. In altre parole, il segnale aperiodico è visto come un segnale periodico "di periodo illimitato" e quindi con frequenza fondamentale "infinitamente piccola".

Riportiamo di nuovo le due equazioni relative alla rappresentazione del segnale aperiodico, osservando che in generale indicheremo con la lettera maiuscola X, Y, Z , la trasformata di Fourier rispettivamente di un segnale x, y, z :

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(f) e^{j2\pi ft} df \quad , \quad X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-j2\pi ft} dt. \quad (2.3.1.7)$$

La prima delle due rappresenta evidentemente un'equazione di *sintesi* che permette di rappresentare il segnale come sovrapposizione di segnali elementari, ed è chiaramente analoga alla (2.2.7.1) per i segnali periodici; la seconda è un'equazione di *analisi*, analoga alla (2.2.2.9), che permette di determinare il *peso* che le varie componenti frequenziali (a tutte le possibili frequenze variabili con continuità da $-\infty$ a $+\infty$) hanno nella composizione di $x(t)$. Tali relazioni mettono in corrispondenza un segnale del tempo con la propria trasformata di Fourier, funzione a valori complessi della frequenza. Come d'uso anche con i coefficienti di Fourier, questa relazione viene riassunta con la notazione

$$x(t) \Longleftrightarrow X(f). \quad (2.3.1.8)$$

Un modo alternativo di indicare sinteticamente le operazioni di trasformata e antitrasformata è quello mutuato alla notazione degli operatori caratteristica dell'analisi funzione:

$$X(f) = \mathcal{F}[x(t)] \quad , \quad x(t) = \mathcal{F}^{-1}[X(f)] \quad (2.3.1.9)$$

2.3.1.1 Esempio

Conseideriamo il segnale impulso rettangolare

$$x(t) = \text{rect}\left(\frac{t}{T}\right)$$

e calcoliamone la trasformata di Fourier $X(f)$. questa è data da

$$\begin{aligned} X(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-j2\pi ft} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{rect}\left(\frac{t}{T}\right) e^{-j2\pi ft} dt = \\ &= \int_{-T/2}^{T/2} \text{rect}\left(\frac{t}{T}\right) e^{-j2\pi ft} dt = \int_{-T/2}^{T/2} 1 \cdot e^{-j2\pi ft} dt = \\ &= \left[\frac{e^{-j2\pi ft}}{-j2\pi f} \right]_{-T/2}^{T/2} = \frac{\sin(\pi f T)}{\pi f}. \end{aligned}$$

Gli spettri di ampiezza e di fase del segnale $x(t)$ sono rappresentati nella seguente figura



Figura 2.18: Spettro a) di ampiezza e b) di fase dell'impulso rettangolare di ampiezza unitaria.

2.3.1.2 Esempio

Consideriamo il segnale

$$x(t) = 2 \cdot \text{rect}\left(\frac{t}{2T}\right) + 1 \cdot \text{rect}\left(\frac{t}{T}\right)$$

graficamente rappresentabile come



Figura 2.19: Segnale $x(t)$.

Possiamo scomporre il nostro segnale come contributo di due segnali

$$x_1(t) = 2 \cdot \text{rect}\left(\frac{t}{2T}\right)$$

$$x_2(t) = 1 \cdot \text{rect}\left(\frac{t}{T}\right)$$

Calcoliamone la trasformata di Fourier.

Sappiamo già che

$$X_2(f) = T \cdot \text{sinc}(fT).$$

Calcoliamo quindi la trasformata di $x_1(t)$

$$x_1(t) = 2 \cdot \text{rect}\left(\frac{t}{2T}\right) = 2 \cdot \text{rect}\left(\frac{t}{T'}\right)$$

da cui segue immediatamente che

$$X_1(f) = 2 \cdot T' \cdot \text{sinc}(fT') = 2 \cdot 2T \cdot \text{sinc}(f2T) = 4T \cdot \text{sinc}(2fT).$$

Infine

$$X(f) = X_1(f) + X_2(f) = 4T \cdot \text{sinc}(2fT) + T \cdot \text{sinc}(fT).$$

2.3.1.3 Esempio

Consideriamo il segnale

$$x(t) = A \cdot \text{rect}\left(\frac{t - 3T}{T}\right)$$

Graficamente rappresentabile come

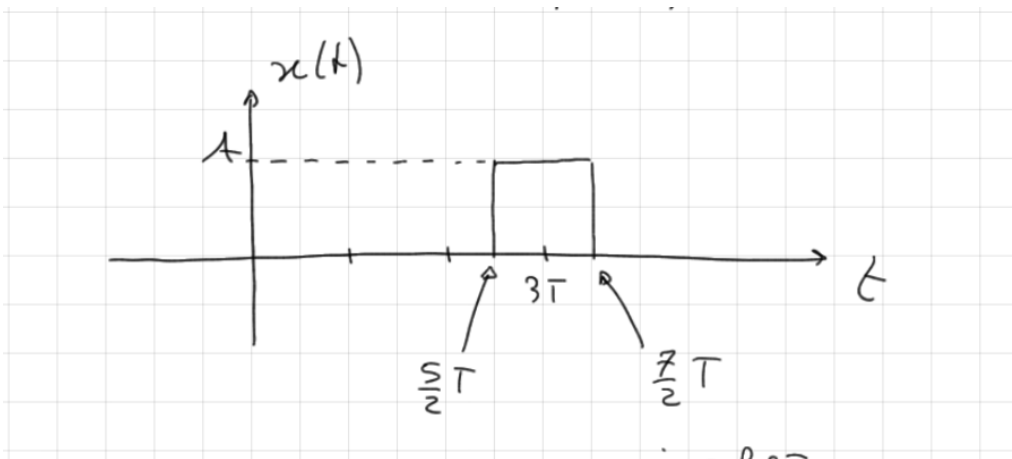


Figura 2.20: Segnale $x(t)$.

Per calcolarne la trasformata continua possiamo utilizzare il **teorema del ritardo**.

$$X(f) = A \cdot T \text{sinc}(fT) \cdot e^{-j2\pi f3T}.$$

2.3.2 Criteri di esistenza della Trasformata Continua di Fourier (TCF)

Indichiamo adesso delle condizioni sufficienti per la rappresentazione del segnale $x(t)$ attraverso la propria trasformata di Fourier $X(f)$, nel senso già discusso riguardo la serie di Fourier. Se tali condizioni sono soddisfatte è possibile affermare che la conoscenza dell'andamento nel tempo del segnale $x(t)$ è equivalente alla conoscenza dell'andamento frequenziale della relativa trasformata di Fourier.

Una prima condizione sufficiente afferma che se il segnale $x(t)$ ha energia finita

$$E_x = \int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt < +\infty \quad (2.3.2.1)$$

allora la trasformata $X(f)$ esiste, nel senso che l'integrale (2.3.1.6) è convergente e la rappresentazione del segnale come integrale di Fourier (antitrasformata) coincide quasi ovunque con il segnale originario $x(t)$.

Un secondo criterio sufficiente meno restrittivo (criterio di Dirichlet) può essere enunciato come segue:

- se il segnale $x(t)$ è assolutamente sommabile, ovvero $\int_{-\infty}^{\infty} |x(t)| dt < +\infty$;
- se in qualunque intervallo finito $t_1 \leq t \leq t_2$ il segnale $x(t)$ ha un numero finito di discontinuità di prima specie;
- se in qualunque intervallo finito $t_1 \leq t \leq t_2$ il segnale $x(t)$ ha un numero finito di massimi e minimi;

allora il segnale è rappresentabile come integrale di Fourier - cioè l'antitrasformata della sua propria trasformata di Fourier $X(f)$.

2.4 Sistemi monodimensionali a tempo continuo

Sistemi monodimensionali a tempo continuo

Work in progress.

2.5 Segnali a tempo discreto

Segnali a tempo discreto

Work in
progress.

2.6 Sistemi monodimensionali a tempo discreto

Sistemi monodimensionali a tempo discreto

Work in
progress.

2.7 Progetto di filtri digitali

Progetto di filtri digitali

Work in
progress.

2.8 Richiami di teoria della probabilità

Richiami di teoria della probabilità

Work in
progress.

2.9 Segnali aleatori a tempo continuo e a tempo discreto

Segnali aleatori a tempo continuo e a tempo discreto

Work in progress.

Capitolo 3

Esame Scritto

"The reason I talk to myself is because I'm the only one whose answers I accept."

— George Carlin

Di seguito una lista di temi di esame presi dalla pagina "Comunicazioni Numeriche 2017-18" sul sito E-learning del Polo di Ingegneria. Le soluzioni fornite sono state arricchite di appunti personali e approfondimenti teorici.

3.1 Compitino 2014

3.2 Compitino 2015

3.3 Compitino 2016

3.4 Compitino 2017

3.5 Compitino 2018

3.6 Prova di Comunicazioni Numeriche - 09 Gennaio 2018

3.7 Prova di Comunicazioni Numeriche - 29 Gennaio 2018

3.8 Prova di Comunicazioni Numeriche - 20 Febbraio 2018

3.9 Prova di Comunicazioni Numeriche - 09 Aprile 2018

Capitolo 4

Esame Orale

"Read less, study less, but think more. "

— Leo Tolstoy

Di seguito una lista di domande, con una possibile risposta, riprese dagli orali delle ultime sessioni di esame suddivise tra **segnali deterministici** e **segnali aleatori**.

4.1 Segnali Deterministici

Segnali il quale valore sia univocamente determinabile non appena siano fissati i valori delle variabili indipendenti (in particolare, il tempo per segnali monodimensionali). Questo accade quando il segnale è noto attraverso un grafico, o una registrazione magnetica, o più semplicemente attraverso una ben definita espressione matematica, o ancora perchè è il prodotto di sistemi e apparati di cui si ha stretto controllo (per esempio, un generatore di forme d'onda di un laboratorio elettronico). Per modellare e studiare i segnali determinati sono sufficienti i concetti dell'analisi matematica tradizionale.

4.1.1 Relazioni tra Potenza Media P_x ed Energia E_x di un Segnale

Un segnale ad energia finita (matematicamente, a quadrato sommabile) ha potenza media nulla:

$$E_x = K < \infty \implies P_x = 0. \quad (4.1.1.1)$$

Viceversa, un segnale che abbia un valore finito diverso da zero della potenza media ha necessariamente energia infinita:

$$P_x = K < \infty, K \neq 0 \implies E_x = \infty. \quad (4.1.1.2)$$

Lemma 4.1.1. *Un segnale ad energia finita (matematicamente, a quadrato sommabile) ha potenza media nulla:*

$$E_x = K < \infty \implies P_x = 0. \quad (4.1.1.3)$$

Dimostrazione. Dato un segnale $x(t)$ tale che $E_x = K < \infty$, ad energia finita, risulta

$$E_x = \int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt = K < \infty, \quad (4.1.1.4)$$

ricordando poi che

$$E_x = \lim_{T \rightarrow \infty} E_{x_T}, \quad (4.1.1.5)$$

ne segue che

$$\lim_{T \rightarrow \infty} E_{x_T} = K < \infty. \quad (4.1.1.6)$$

Allora

$$\begin{aligned} P_x &= \lim_{T \rightarrow \infty} P_{x_T} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{E_{x_T}}{T} = \lim_{T \rightarrow \infty} E_{x_T} \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} = \\ &= K \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} = 0. \end{aligned} \quad (4.1.1.7)$$

che dimostra la tesi iniziale. \square

Lemma 4.1.2. *Un segnale che abbia un valore finito diverso da zero della potenza media ha necessariamente energia infinita:*

$$P_x = K < \infty, K \neq 0 \implies E_x = \infty. \quad (4.1.1.8)$$

Dimostrazione. Dato un segnale $x(t)$ tale che $P_x = K < \infty$, con $K \neq \infty$, a potenza finita non nulla, risulta

$$P_x \triangleq \lim_{T \rightarrow \infty} P_{x_T} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{E_{x_T}}{T} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |x(t)|^2 dt = K. \quad (4.1.1.9)$$

Da cui segue che

$$E_x = \lim_{T \rightarrow \infty} E_{x_T} = \lim_{T \rightarrow \infty} T \cdot \frac{E_{x_T}}{T} = \lim_{T \rightarrow \infty} T \cdot P_{x_T} = \lim_{T \rightarrow \infty} T \cdot K = \infty, \quad (4.1.1.10)$$

che dimostra la tesi iniziale. \square

I due precedenti lemmi sono validi solo ed esclusivamente nell'ordine in cui sono stati posti.

4.1.1.1 Funzione a quadrato sommabile

In analisi matematica, una funzione $f(x)$ di una variabile reale a valori reali e complessi si dice a quadrato sommabile, o anche a quadrato integrabile, in un determinato intervallo $I = [a, b]$ se l'integrale del suo modulo in I è finito:

$$\int_a^b |f(x)|^2 dx < \infty. \quad (4.1.1.11)$$

La nozione si estende a funzioni definite su di uno spazio di misura a valori in uno spazio vettoriale topologico.

L'insieme di tutte le funzioni misurabili su un dato dominio, che in esso sono a quadrato sommabile, forma uno spazio di Hilbert, il cosiddetto spazio L^2 .

4.1.1.2 Applicazioni nella Meccanica Quantistica

La condizione di quadrato sommabile è necessaria particolarmente nella meccanica quantistica, in quanto costituisce una richiesta basilare per le funzioni d'onda che descrivono il comportamento delle particelle elementari e, in particolare, la probabilità di osservare il sistema in un certo

stato quantico. Ad esempio, lo stato di una particella (senza spin) associata a un campo scalare è una funzione d'onda della forma $\psi(x, y, z)$, dove l'integrale

$$p(V) = \int_V |\psi(x, y, z)|^2 dx dy dz, \quad (4.1.1.12)$$

rappresenta la probabilità di trovare la particella p nel volume V . Per questo motivo, dato che la probabilità deve essere necessariamente finita e normalizzabile, si richiede che esista e abbia valore finito un integrale della forma:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \int_{-\infty}^{+\infty} dz |\psi(x, y, z)|^2. \quad (4.1.1.13)$$

4.1.2 Relazione Potenza Media, Valore Efficace e

Valore Medio: $P_x = 0 \implies x_e f f = 0, x_m = 0$

Teorema 4.1.3. *Dato un segnale $x(t)$, tale che $P_x = 0$, a potenza nulla, risulta*

$$\begin{cases} x_e f f = 0 \\ x_m = 0 \end{cases} . \quad (4.1.2.1)$$

Ovvero

$$P_x = 0 \implies \begin{cases} x_e f f = 0 \\ x_m = 0 \end{cases} . \quad (4.1.2.2)$$

Dimostrazione. Il primo punto è di facile dimostrazione. Infatti

$$x_e f f = \sqrt{P_x}, \quad (4.1.2.3)$$

quindi

$$P_x = 0 \implies x_e f f = 0. \quad (4.1.2.4)$$

Resta da dimostrare che

$$P_x = 0 \implies x_m = 0. \quad (4.1.2.5)$$

Per fare ciò consideriamo il segnale $x(t) = \tilde{x}(t) + x_m$, dove x_m è il valore medio del segnale $x(t)$ stesso. Risulta quindi $\tilde{x}(t) \triangleq x(t) - x_m$, e quindi per definizione $\tilde{x}(t)$ è un segnale con valore medio nullo. Infatti

$$\begin{aligned} \tilde{x}_m &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \tilde{x}(t) dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} (x(t) - x_m) dt = \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) dt - \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x_m dt = \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) dt - x_m \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} 1 dt = x_m - x_m = 0. \end{aligned} \quad (4.1.2.6)$$

Sviluppiamo ora i calcoli per ottenere un'espressione per la potenza P_x del segnale $x(t) = \tilde{x}(t) + x_m$:

$$\begin{aligned}
 P_x &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |x(t)|^2 dt = {}^1 \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) \cdot x(t)^* dt = \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} (\tilde{x}(t) + x_m) \cdot (\tilde{x}(t)^* + x_m^*) dt = \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \tilde{x}(t)\tilde{x}(t)^* + x_m^*\tilde{x}(t) + x_m\tilde{x}(t)^* + x_mx_m^* dt = \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |\tilde{x}(t)|^2 + (x_m^*\tilde{x}(t) + x_m\tilde{x}(t)^*) + |x_m|^2 dt = \quad (4.1.2.7) \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |\tilde{x}(t)|^2 dt + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} (x_m^*\tilde{x}(t) + x_m\tilde{x}(t)^*) dt \\
 &\quad + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |x_m|^2 dt.
 \end{aligned}$$

Vediamo di risolvere questi tre limiti di integrali separatamente. Il primo integrale è ovvio

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |\tilde{x}(t)|^2 dt = P_{\tilde{x}}. \quad (4.1.2.8)$$

Il terzo integrale è di facile risoluzione

$$\begin{aligned}
 \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |x_m|^2 dt &= |x_m|^2 \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} 1 dt = \\
 &= |x_m|^2 \cdot \left[\frac{T}{2} + \frac{T}{2} \right] = |x_m|^2.
 \end{aligned} \quad (4.1.2.9)$$

¹Dato $z \in \mathbb{C}$ allora $z \cdot z^* = ce^{j\varphi} \cdot ce^{-j\varphi} = c^2 e^{j(\varphi-\varphi)} = c^2 = |z|^2$.

Per quanto riguarda il secondo invece, possiamo procedere così

$$\begin{aligned}
\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} (x_m^* \tilde{x}(t) + x_m \tilde{x}(t)^*) dt &= {}^2 \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} (x_m^* \tilde{x}(t) + (x_m^* \tilde{x}(t))^*) dt = \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} 2 \cdot \Re(x_m^* \tilde{x}(t)) dt = \\
&= 2 \cdot \Re \left(\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x_m^* \tilde{x}(t) dt \right) = \\
&= 2 \cdot \Re \left(x_m^* \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \tilde{x}(t) dt \right) = 2 \cdot \Re(x_m^* \tilde{x}_m) = {}^3 2 \cdot \Re(x_m^* \cdot 0) = 0.
\end{aligned} \tag{4.1.2.10}$$

A questo punto, riportando i risultati ottenuti nell'integrale di partenza:

$$\begin{aligned}
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |\tilde{x}(t)|^2 dt + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} (x_m^* \tilde{x}(t) + x_m \tilde{x}(t)^*) dt \\
&\quad + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |x_m|^2 dt = P_{\tilde{x}} + 0 + |x_m|^2 = P_{\tilde{x}} + |x_m|^2.
\end{aligned} \tag{4.1.2.11}$$

Infine risulta quindi

$$P_x = P_{\tilde{x}} + |x_m|. \tag{4.1.2.12}$$

Da cui, dato che si è posto $P_x = 0$ come supposizione iniziale, e dato che $P_{\tilde{x}} \geq 0$ e $|x_m|^2 \geq 0$ per definizione, risulta

$$P_x = 0 \implies P_{\tilde{x}} + |x_m| = 0 \implies \begin{cases} P_{\tilde{x}} = 0 \\ |x_m| = 0 \end{cases}, \tag{4.1.2.13}$$

che dimostra la tesi iniziale:

$$P_x = 0 \implies \begin{cases} x_e f f = 0 \\ |x_m| = 0 \end{cases}. \tag{4.1.2.14}$$

□

²Dato $z = a + ib$ con $z \in \mathbb{C}$, allora $\frac{z+\bar{z}}{2} = \frac{a+ib+a-ib}{2} = \frac{2a}{2} = a = \Re(z)$

³Nella (4.1.2.6) abbiamo calcolato che $\tilde{x}_m = 0$.

Come conseguenza dei due teoremi visti nelle sezioni 4.1.1 e 4.1.2 possiamo scrivere che

$$\begin{cases} \text{SISTEMI AD} \\ \text{ENERGIA FINITA} \\ (E_x = K < \infty) \end{cases} \implies \begin{cases} P_x = 0 \\ x_{eff} = 0 \\ x_m = 0 \end{cases} . \quad (4.1.2.15)$$

4.1.2.1 Media quadratica

La media quadratica di due o più numeri è definita come la radice quadrata del rapporto tra la somma dei quadrati dei valori numerici ed il numero di valori, ed è un indicatore statistico definito a partire dai quadrati dei valori considerati. Formalmente, dai n valori numerici

$$x_1, x_2, \dots, x_n \quad (4.1.2.16)$$

la formula di calcolo della media quadratica è data da

$$\text{Media quadratica} = \sqrt{\frac{x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2}{n}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n x_i^2}{n}}. \quad (4.1.2.17)$$

4.1.2.2 Valore Efficace

Si definisce valore efficace di una funzione continua $x(t)$, la radice della media quadratica (ovvero la "radice della media dei quadrati" detta anche *valore quadratico medio*, in inglese *root mean square*, da cui la sigla RMS), sul periodo della funzione stessa:

$$x_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T} \cdot \int_0^T [x(t)]^2 dt}. \quad (4.1.2.18)$$

Se si applica il procedimento ad un segnale costante si può facilmente constatare che il suo valore efficace coincide con il valore reale.

4.1.3 Biunivocità della trasformata serie di Fourier

Ogni segnale $x(t)$ che soddisfi il criterio di Dirichlet può essere rappresentato con lo sviluppo in serie di Fourier

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t}, \quad (4.1.3.1)$$

dove il particolare coefficiente X_k della serie è dato da

$$X_k = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi k f_0 t} dt. \quad (4.1.3.2)$$

La seconda delle due è una equazione di *analisi* che permette di stabilire qual è il contenuto in termini di oscillazioni armoniche del segnale (in una parola, di *analizzare* il segnale). La prima delle due, viceversa, è una equazione di *sintesi* che, note le ampiezze e fasi delle varie armoniche (cioè noti i coefficienti di Fourier), permette di ricostruire, cioè di *sintetizzare*, il segnale dato a partire dalle proprie componenti frequenziali (armoniche). Evidentemente, l'equazione di sintesi prevede l'uso di *infinite* armoniche per ricostruire il segnale. D'altronde, condizione necessaria alla convergenza della serie è che l'ampiezza $|X_n|$ delle armoniche *tenda a zero* quando $n \rightarrow \infty$. Questo comporta che le armoniche più "importanti" ai fini della sintesi del segnale sono in numero limitato, e che quindi la serie può essere sostituita ai fini pratici da una sommatoria di un numero finito di termini.

Le equazioni di analisi e di sintesi permettono di stabilire una corrispondenza tra il segnale $x(t)$ e la *sequenza* X_n costituita dai coefficienti della serie (coefficienti di Fourier o di Eulero). Indicheremo tale corrispondenza con la seguente scrittura:

$$x(t) \iff X_n \quad (4.1.3.3)$$

Questo tipo di notazione suggerisce che la conoscenza dell'andamento del segnale $x(t)$ in ambito temporale è di fatto *equivalente* alla conoscenza della *successione* dei coefficienti di Fourier X_n in ambito frequenziale, nel senso che il passaggio da un dominio all'altro è immediato attraverso le relazioni di analisi e sintesi.

Dimostrazione.

$$\begin{aligned}
 X_k &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi k f_0 t} dt = \\
 &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n e^{j2\pi k f_0 t} e^{-j2\pi k f_0 t} dt = \\
 &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n e^{j2\pi(n-k)f_0 t} dt = \\
 &= \frac{1}{T_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n \int_{-T_0/2}^{T_0/2} e^{j2\pi(n-k)f_0 t} dt = \\
 &= \frac{1}{T_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n \left[\int_{-T_0/2}^{T_0/2} (\cos[2\pi(n-k)f_0 t] dt + j \sin[2\pi(n-k)f_0 t]) dt \right] = \\
 &= \frac{1}{T_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n \left[\int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos[2\pi(n-k)f_0 t] dt + j \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \sin[2\pi(n-k)f_0 t] dt \right].
 \end{aligned} \tag{4.1.3.4}$$

I due integrali sono risolvibili senza effettuare eccessivi calcoli matematici, infatti

$$\begin{aligned}
 \cos(2\pi(n-k)f_0 t) &= \begin{cases} 1 & \text{se } n = k \\ 0 & \text{se } n \neq k \end{cases} \\
 \sin(2\pi(n-k)f_0 t) &= \begin{cases} 0 & \text{se } n = k \\ 0 & \text{se } n \neq k \end{cases}
 \end{aligned}$$

da cui segue che

$$\int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos(2\pi(n-k)f_0 t) dt = {}^4 \begin{cases} T_0 & \text{se } n = k \\ 0 & \text{se } n \neq k \end{cases}$$

⁴Poichè integriamo il *coseno* lungo intervalli pari al periodo.

$$\int_{-T_0/2}^{T_0/2} \sin(2\pi(n-k)f_0t) dt = \begin{cases} 0 & \text{se } n = k \\ 0 & \text{se } n \neq k \end{cases}$$

Possiamo quindi riprendere

$$\begin{aligned} X_k &= \frac{1}{T_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n \left[\int_{-T_0/2}^{T_0/2} \cos(2\pi(n-k)f_0t) dt + j \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \sin(2\pi(n-k)f_0t) dt \right] = \\ &= {}^5 \frac{1}{T_0} X_k T_0 = X_k \\ &X_k = X_k, \end{aligned}$$

che dimostra la tesi iniziale. □

⁵Di tutti i termini della sommatoria $\sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n$ rimane infatti solo il k -esimo per cui il primo dei due integrali non è nullo.

4.1.4 Linearità della trasformata serie di Fourier

Consideriamo ora due segnali $x(t)$ e $y(t)$, entrambi periodici dello stesso periodo T_0 e aventi coefficienti di Fourier X_n and Y_n . Il segnale

$$z(t) = a \cdot x(t) + b \cdot y(t) \quad (4.1.4.1)$$

data dalla combinazione lineare di $x(t)$ e $y(t)$, è periodico di periodo T_0 , e ha coefficienti di Fourier Z_n dati da

$$Z_n = a \cdot X_n + b \cdot Y_n. \quad (4.1.4.2)$$

Dimostrazione. Tale proprietà di linearità dei coefficienti di Fourier deriva direttamente dalla medesima proprietà dell'integrale; si ha infatti che

$$\begin{aligned} Z_n &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} z(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \\ &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} [a \cdot x(t) + b \cdot y(t)] e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \\ &= \frac{a}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt + \frac{b}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} y(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt = \\ &= a \cdot \left[\frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt \right] + b \cdot \left[\frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} y(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt \right] = \\ &= a \cdot X_n + b \cdot Y_n. \end{aligned} \quad (4.1.4.3)$$

Naturalmente, lo sviluppo in serie di $z(t)$ è costituito da una somma di oscillazioni aventi *le stesse frequenze* di quelle che compongono i segnali $x(t)$ e $y(t)$; pertanto, in generale una combinazione lineare di segnali aventi medesimo periodo T_0 non introduce nuove armoniche.

□

4.1.4.1 Esercizio

Consideriamo il segnale

$$x(t) = A \cos(2\pi f_0 t + \varphi) + A \sin(2\pi f_0 t + \varphi), \quad (4.1.4.4)$$

ricaviamo i coefficienti di Fourier.

Notiamo subito che

$$x(t) = Ax_1(t) + Ax_2(t), \quad (4.1.4.5)$$

dove

$$x_1(t) = \cos(2\pi f_0 t + \varphi), \quad (4.1.4.6)$$

$$x_2(t) = \sin(2\pi f_0 t + \varphi), \quad (4.1.4.7)$$

dalla proprietà di linearità dei coefficienti di Fourier deriva che

$$X_n = AX_{1n} + BX_{2n}. \quad (4.1.4.8)$$

Procediamo con i calcoli.

In conclusione possiamo quindi scrivere

$$X_n = \begin{cases} AX_{1n} & n = \pm 1 \\ BX_{2n} & n = \pm 2 \end{cases} = \begin{cases} \frac{A}{2}e^{j\varphi} & n = 1 \\ \frac{A}{2}e^{-j\varphi} & n = -1 \\ \frac{B}{2}e^{-j\frac{\pi}{2}} & n = 2 \\ \frac{B}{2}e^{j\frac{\pi}{2}} & n = -2 \\ 0 & n \neq \pm 1, \pm 2. \end{cases} \quad (4.1.4.9)$$

To be continued.

4.1.5 Simmetria Hermitiana della trasformata serie di Fourier

Dato un segnale reale $x(t)$ ($x(t) \in \mathbb{R} \rightarrow x(t) = x^*(t)$), i coefficienti X_n dello sviluppo in serie di Fourier in forma complessa di $x(t)$ godono della proprietà di simmetria Hermitiana (o coniugata). Ovvero

$$x(t) = x^*(t) \iff X_{-n} = X_n^* \quad (4.1.5.1)$$

$$X_{-n} = X_n^* \iff \begin{cases} |X_n| = |X_{-n}| & (\text{simmetria pari per il modulo}) \\ \angle X_n = -\angle X_{-n} & (\text{simmetria dispari per la fase}) \end{cases} \quad (4.1.5.2)$$

Dimostrazione.

$$\begin{aligned} X_{-n} &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi(-n)f_0 t} dt = \\ &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{j2\pi n f_0 t} dt = \\ &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x^*(t) e^{j2\pi n f_0 t} dt = \\ &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \left(x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} \right)^* dt = \\ &= {}^{67} \left[\frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt \right]^* = X_n^*. \end{aligned} \quad (4.1.5.3)$$

□

⁶Sia $z = re^{j\varphi} \in \mathbb{C}$ un numero complesso espresso in forma esponenziale. Allora: $\bar{z} = re^{-j\varphi}$ dove \bar{z} denota il complesso coniugato di z .

⁷Siano $z_1, z_2 \in \mathbb{C}$. Allora: $(z_1 \cdot z_2)^* = [c_1 e^{j\varphi_1} \cdot c_2 e^{j\varphi_2}]^* = [c_1 c_2 \cdot e^{j(\varphi_1 + \varphi_2)}]^* = c_1 c_2 \cdot e^{-j(\varphi_1 + \varphi_2)} = c_1 e^{-j\varphi_1} \cdot c_2 e^{-j\varphi_2} = z_1^* \cdot z_2^*$.

Spettro di ampiezza e di fase

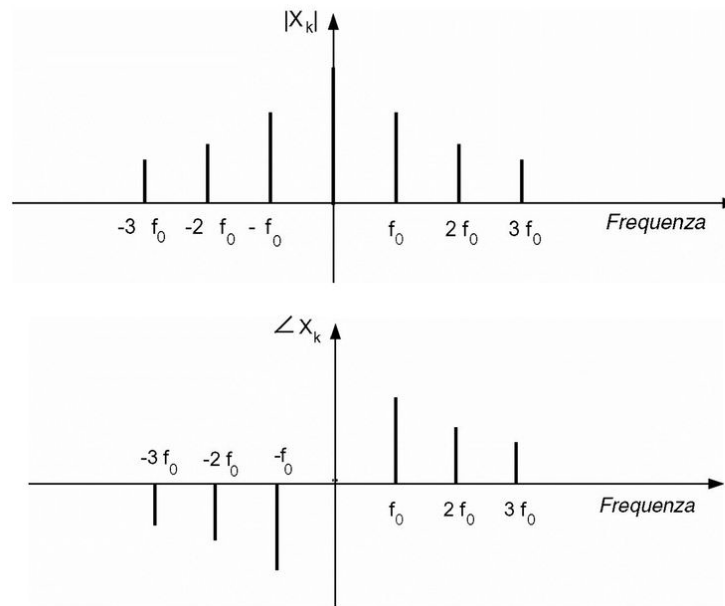


Figura 4.1: Spettro di ampiezza e di fase.

4.1.5.1 Simmetria pari per il modulo

$$|X_n| = |X_{-n}| \quad (4.1.5.4)$$

Sia $f(x)$ una funzione a valori reali di variabile reale e sia $D \subset \mathbb{R}$ il suo dominio. Allora f è **pari** se per ogni $x \in D$ vale l'equazione:

$$f(x) = f(-x).$$

Geometricamente, il grafico di una funzione pari è simmetrico rispetto all'asse y .

Il nome **pari** deriva dal fatto che le serie di Taylor di una funzione pari centrata nell'origine contengono solo potenze pari.

Esempi di funzioni pari sono x^2 , x^4 , $\cos(x)$, $\cosh(x)$.

Esempio pratico:

$$y = x^2 - 1 \implies f(-x) = (-x)^2 - 1 = x^2 - 1 = f(x).$$

4.1.5.2 Simmetria dispari per la fase

$$\angle X_n = -\angle X_{-n} \quad (4.1.5.5)$$

Sia $f(x)$ una funzione a valori reali di variabile reale e sia $D \subset \mathbb{R}$ il suo dominio. Allora f è dispari se per ogni $x \in D$ sussiste l'equazione:

$$f(-x) = -f(x),$$

vale a dire

$$f(x) = -f(-x).$$

Geometricamente, il grafico di una funzione dispari è simmetrico rispetto all'origine degli assi.

Il nome **dispari** deriva dal fatto che le serie di Taylor di una funzione dispari centrate nell'origine contengono solo potenze dispari.

Esempi di funzioni dispari sono x , x^3 , $\sin(x)$, $\sinh(x)$.

Esempio pratico:

$$y = x^3 - x \implies f(-x) = (-x)^3 - (-x) = -x^3 + x = -(x^3 - x) = -f(x).$$

4.1.6 Trasformata di un segnale (periodico) reale e pari

Si consideri un segnale periodico

$$x(t) = x(t + T_0) \quad \forall t,$$

reale

$$x(t) = x^*(t),$$

e pari

$$x(t) = x(-t).$$

In tal caso, il generico coefficiente di Fourier di $x(t)$ è una funzione pari di n :

$$X_n = X_{-n}.$$

Dimostrazione.

$$\begin{aligned} X_{-n} &= \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi(-n)f_0 t} dt = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{j2\pi n f_0 t} dt = \\ &\stackrel{8}{=} \frac{1}{T_0} \int_{T_0/2}^{-T_0/2} x(-t') e^{-j2\pi n f_0 t'} - dt' = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(-t') e^{-j2\pi n f_0 t'} dt' = \\ &\stackrel{9}{=} \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t') e^{-j2\pi n f_0 t'} dt' = X_n. \end{aligned}$$

□

Che dimostra la nostra tesi.

⁸Poniamo ora $t = -t'$.

⁹Dato che $x(t) = x(-t)$.

Ora, dato che in generale sappiamo che $X_{-n} = X_n^*$, ne segue che X_n è sia pari che reale ed è quindi possibile riscrivere la Serie di Fourier per $x(t)$ in forma semplificata. Infatti:

$$\begin{aligned}
 x(t) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} = X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} + \sum_{n=-\infty}^{-1} X_n e^{j2\pi n f_0 t} = \\
 &= X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} + \sum_{n=1}^{+\infty} X_{-n} e^{j2\pi(-n)f_0 t} = \\
 &= X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} + \sum_{n=1}^{+\infty} X_{-n} e^{-j2\pi n f_0 t} = \\
 {}^{10} &= X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n e^{-j2\pi n f_0 t} = \\
 &= X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n \left(e^{j2\pi n f_0 t} + e^{-j2\pi n f_0 t} \right) = \\
 &= X_0 + 2 \cdot \sum_{n=1}^{+\infty} X_n \left(\frac{e^{j2\pi n f_0 t} + e^{-j2\pi n f_0 t}}{2} \right) = \\
 &= X_0 + 2 \cdot \sum_{n=1}^{+\infty} X_n \cos(2\pi n f_0 t).
 \end{aligned}$$

Abbiamo quindi semplificato l'espressione in serie di Fourier eliminando i termini sinusoidale per i segnali periodici pari.

Questo risultato è logicamente giustificabile se si riflette sul fatto che il coseno è una funzione pari mentre il seno è una funzione dispari e quindi poco si presta a rappresentare l'andamento periodico di un segnale pari.

¹⁰ $X_n = X_{-n}$. dato che $x(t)$ è un segnale pari.

4.1.7 Trasformata di un segnale (periodico) reale e dispari

Si consideri un segnale periodico

$$x(t) = x(t + T_0) \quad \forall t,$$

reale

$$x(t) = x^*(t),$$

e dispari

$$x(t) = -x(-t).$$

In tal caso, il generico coefficiente di Fourier di $x(t)$ è una funzione dispari di n :

$$X_n = -X_{-n}.$$

Dimostrazione.

$$\begin{aligned} -X_{-n} &= -\frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi(-n)f_0 t} dt = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} -x(t) e^{j2\pi n f_0 t} dt = \\ &\stackrel{11}{=} \frac{1}{T_0} \int_{T_0/2}^{-T_0/2} -x(-t') e^{-j2\pi n f_0 t'} - dt' = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} -x(-t') e^{-j2\pi n f_0 t'} dt' = \\ &\stackrel{12}{=} \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t') e^{-j2\pi n f_0 t'} dt' = X_n. \end{aligned}$$

□

Che dimostra la nostra tesi.

¹¹Poniamo ora $t = -t'$.

¹²Dato che $x(t) = -x(-t)$.

Ora, dato che in generale sappiamo che $X_{-n} = X_n^*$, ne segue che X_n è sia dispari che reale ed è quindi possibile riscrivere la Serie di Fourier per $x(t)$ in forma semplificata. Infatti:

$$\begin{aligned}
 x(t) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} = X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} + \sum_{n=-\infty}^{-1} X_n e^{j2\pi n f_0 t} = \\
 &= X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} + \sum_{n=1}^{+\infty} X_{-n} e^{j2\pi(-n)f_0 t} = \\
 &= X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} + \sum_{n=1}^{+\infty} X_{-n} e^{-j2\pi n f_0 t} = \\
 {}^{13} &= X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} + \sum_{n=1}^{+\infty} (-X_n) e^{-j2\pi n f_0 t} = \\
 &= X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n e^{j2\pi n f_0 t} - \sum_{n=1}^{+\infty} X_n e^{-j2\pi n f_0 t} = \\
 &= X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} X_n \left(e^{j2\pi n f_0 t} - e^{-j2\pi n f_0 t} \right) = \\
 &= X_0 + 2j \cdot \sum_{n=1}^{+\infty} X_n \left(\frac{e^{j2\pi n f_0 t} - e^{-j2\pi n f_0 t}}{2j} \right) = \\
 &= X_0 + 2j \cdot \sum_{n=1}^{+\infty} X_n \sin(2\pi n f_0 t).
 \end{aligned}$$

Abbiamo quindi semplificato l'espressione in serie di Fourier eliminando i termini cosinusoidale per i segnali periodici dispari.

Questo risultato è logicamente giustificabile se si riflette sul fatto che il seno è una funzione dispari mentre il coseno è una funzione pari e quindi poco si presta a rappresentare l'andamento periodico di un segnale dispari.

¹³ $X_n = -X_{-n}$. dato che $x(t)$ è un segnale dispari.

4.1.8 Trasformata di un segnale (periodico) reale alternativo

Si consideri un segnale periodico

$$x(t) = x(t + T_0) \quad \forall t,$$

reale

$$x(t) = x^*(t),$$

e alternativo

$$x(t) = -x\left(t + \frac{T_0}{2}\right).^{14}$$

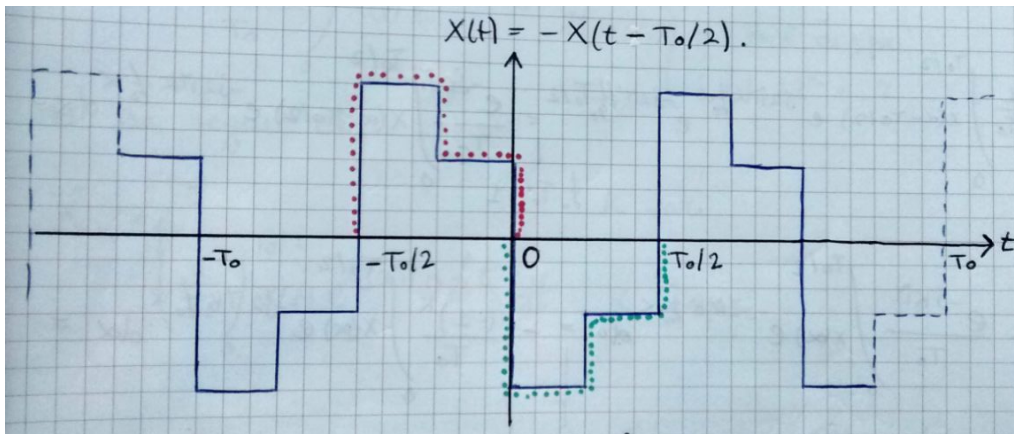


Figura 4.2: Rappresentazione grafica di un segnale alternativo.

In tal caso, il generico coefficiente X_n di Fourier di $x(t)$ è *nullo* per tutti i valori pari dell'indice n :

$$X_n = \begin{cases} \frac{2}{T_0} \int_0^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt & n \text{ dispari} \\ 0 & n \text{ pari} \end{cases}. \quad (4.1.8.1)$$

Dimostrazione.

$$X_n = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt =$$

¹⁴L'andamento del segnale in un qualunque semiperiodo $t_0 \leq t < t_0 + T_0/2$ è identico all'andamento nel semiperiodo precedente $t_0 - T_0/2 \leq t < t_0$, cambiato di segno.

$$^{15} = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^0 x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt + \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt =$$

Il primo integrale può essere riscritto come

$$\begin{aligned} ^{16} &= \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0/2} x\left(t' - \frac{T_0}{2}\right) e^{-j2\pi n f_0 \left(t' - \frac{T_0}{2}\right)} dt' = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0/2} -x(t') e^{-j2\pi n f_0 \left(t' - \frac{T_0}{2}\right)} dt' = \\ &= \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0/2} -x(t') e^{-j2\pi n f_0 t'} e^{j2\pi n f_0 \frac{T_0}{2}} dt' = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0/2} -x(t') e^{-j2\pi n f_0 t'} e^{j\pi n} dt' = \\ ^{17} &= \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0/2} -x(t') e^{-j2\pi n f_0 t'} (-1)^n dt' = (-1)^n \cdot \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0/2} -x(t') e^{-j2\pi n f_0 t'} dt' = \\ &= -\frac{(-1)^n}{T_0} \int_0^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt. \end{aligned}$$

Ora, sostituendo questo risultato nell'integrale iniziale

$$\begin{aligned} &= -\frac{(-1)^n}{T_0} \int_0^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt + \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0/2} x(t') e^{-j2\pi n f_0 t'} dt' = \\ &= [1 - (-1)^n] \cdot \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0/2} x(t') e^{-j2\pi n f_0 t'} dt'. \end{aligned}$$

Ne segue quindi che

$$X_n = \frac{2}{T_0} \int_0^{T_0/2} x(t) e^{-j2\pi n f_0 t} dt \quad n \text{ dispari}$$

¹⁵Avendo suddiviso l'intervallo di integrazione $[-T_0/2, T_0/2]$ in due semiperiodi.

¹⁶Poniamo $t' = t + \frac{T_0}{2}$ nel primo integrale. Quindi $t = t' - \frac{T_0}{2}$, e se t va da $-\frac{T_0}{2}$ a 0, allora $t' = t + \frac{T_0}{2}$ va da 0 a $\frac{T_0}{2}$.

¹⁷ $e^{j\pi n} = \cos(\pi n) - j \sin(\pi n) = \pm 1$.

$$X_n = 0$$

n pari.

□

Che dimostra la nostra tesi.

4.1.9 Simmetrie della Trasformata Continua di Fourier (TCF)

La funzione complessa $X(f)$ può essere rappresentata in forma polare o in forma rettangolare:

$$X(f) = R(f) + jI(f) \quad (4.1.9.1)$$

dove $R(f)$ e $I(f)$ ne rappresentano rispettivamente la parte reale e la parte immaginaria.

Vogliamo ora stabilire in che modo le proprietà della funzione $x(t)$ si riflettano sulla sua trasformata.

4.1.9.1 Simmetrie della TCF: Simmetria Hermitiana

Supponiamo che $x(t)$ sia una funzione *reale*:

$$x(t) = x^*(t)$$

in tal caso $X(f)$ è *Hermitiana*

$$X(-f) = X^*(f).$$

In tal caso le funzioni $R(f)$ e $I(f)$ si ricavano immediatamente dalle seguenti relazioni

$$R(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cos(2\pi ft) dt,$$

$$I(f) = - \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \sin(2\pi ft) dt.$$

Da queste espressioni si vede chiaramente che

$$R(f) = R(-f),$$

$$I(f) = -I(-f),$$

ovvero la parte reale della trasformata di un segnale reale è una funzione *pari* della frequenza, mentre la parte immaginaria ne è una funzione

dispari.

La medesima proprietà si riflette ovviamente anche nelle funzioni $A(f)$ e $\vartheta(f)$:

$$\begin{aligned} A(f) &= A(-f), \\ \vartheta(f) &= -\vartheta(-f), \end{aligned}$$

per cui lo spettro di ampiezza di un segnale reale è una funzione pari, mentre il suo spettro di fase è dispari.

Dimostrazione.

$$\begin{aligned} X(-f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot e^{-j2\pi(-f)t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot e^{j2\pi ft} dt = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} x^*(t) \cdot e^{j2\pi ft} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[x(t) \cdot e^{-j2\pi ft} \right]^* dt = \\ &= \left[\int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot e^{-j2\pi ft} dt \right]^* = X^*(f). \end{aligned}$$

□

4.1.9.2 Simmetrie della TCF: Segnali reali e pari

Supponiamo adesso che $x(t)$ sia un segnale *reale e pari*

$$x(t) = x^*(t) \quad , \quad x(t) = x(-t).$$

Le relazioni che esprimono al parte reale e quella immaginaria del suo coefficiente di Fourier si semplificano rispettivamente in

$$R(f) = 2 \int_0^{\infty} x(t) \cos(2\pi ft) dt,$$

$$I(f) = 0.$$

Ovvero, la trasformata di un segnale reale e pari è una funzione *reale e pari* della frequenza

$$X(f) = X^*(f) \quad , \quad X(f) = X(-f).$$

Dimostrazione. $X(f) = X^*(f)$

$$\begin{aligned} X(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot e^{-j2\pi ft} dt = \overset{18}{=} \int_{+\infty}^{-\infty} x(-t') \cdot e^{-j2\pi f(-t')} - dt' = \\ &= - \int_{+\infty}^{-\infty} x(-t') \cdot e^{j2\pi ft'} dt' = \int_{-\infty}^{+\infty} x(-t') \cdot e^{j2\pi ft'} dt' = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t') \cdot e^{j2\pi ft'} dt' = \int_{-\infty}^{+\infty} x^*(t') \cdot e^{j2\pi ft'} dt' = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} [x(t') \cdot e^{-j2\pi ft'}]^* dt' = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} x(t') \cdot e^{-j2\pi ft'} dt' \right]^* = X^*(f). \end{aligned}$$

□

¹⁸Poniamo $t = -t'$, $dt = dt'$, se t va da $-\infty$ a $+\infty$, allora t' va da $+\infty$ a $-\infty$.

Dimostrazione. $X(f) = X(-f)$

$$\begin{aligned} X(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot e^{-j2\pi ft} dt = \int_{+\infty}^{-\infty} x(-t') \cdot e^{-j2\pi f(-t')} - dt' = \\ &= - \int_{+\infty}^{-\infty} x(-t') \cdot e^{-j2\pi(-f)t'} dt' = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t') \cdot e^{-j2\pi(-f)t'} dt' = X(-f). \end{aligned}$$

□

4.1.9.3 Simmetrie della TCF: Segnali reali e dispari

Supponiamo adesso che $x(t)$ sia un segnale *reale e dispari*

$$x(t) = x^*(t) \quad , \quad x(t) = -x(-t).$$

Le relazioni che esprimono al parte reale e quella immaginaria del suo coefficiente di Fourier si semplificano rispettivamente in

$$R(f) = 0,$$

$$I(f) = -2 \int_0^{\infty} x(t) \sin(2\pi f t) dt.$$

Ovvero, la trasformata di un segnale reale e dispari è una funzione *immaginaria pura e dispari* della frequenza

$$X(f) = -X(-f) \quad , \quad X(f) \text{ immaginario puro.}$$

Dimostrazione. $X(f) = -X(-f)$

$$\begin{aligned} -X(-f) &= - \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot e^{-j2\pi(-f)t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} -x(t) \cdot e^{j2\pi f t} dt = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} -x(-t') \cdot e^{j2\pi f(-t')} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t') \cdot e^{-j2\pi f t'} dt = X(f). \end{aligned}$$

□

4.1.10 Teoremi sulla trasformata continua di Fourier

Dalla definizione di trasformata, seguono facilmente alcune ulteriori proprietà, che chiameremo *teoremi*, estremamente utili nel calcolo delle trasformate dei segnali e comunque nell'uso dell'analisi di Fourier di carattere applicativo.

4.1.10.1 Linearità della TCF

Può essere conveniente in molti casi esprimere un segnale $x(t)$ come combinazione lineare di due segnali $x_1(t)$ e $x_2(t)$:

$$x(t) = a \cdot x_1(t) + b \cdot x_2(t),$$

con a e b costanti. Indicando come di consueto con $X_1(f)$ e $X_2(f)$ le trasformate rispettivamente dei segnali $x_1(t)$ e $x_2(t)$, la trasformata $X(f)$ di $x(t)$ è allora

$$X(f) = a \cdot X_1(f) + b \cdot X_2(f).$$

Dimostrazione. Infatti, applicando semplicemente la definizione trasformata, la tesi segue sfruttando la proprietà di linearità dell'integrale stesso

$$\begin{aligned} X(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot e^{-j2\pi ft} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} [a \cdot x_1(t) + b \cdot x_2(t)] \cdot e^{-j2\pi ft} dt = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} a \cdot x_1(t) \cdot e^{-j2\pi ft} dt + \int_{-\infty}^{+\infty} b \cdot x_2(t) \cdot e^{-j2\pi ft} dt = \\ &= a \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} x_1(t) \cdot e^{-j2\pi ft} dt + b \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} x_2(t) \cdot e^{-j2\pi ft} dt = \\ &= a \cdot X_1(f) + b \cdot X_2(f). \end{aligned}$$

□

4.1.10.2 Dualità della TCF

La similitudine tra le relazioni di trasformata e antitrasformata intese come "operatori" sulle funzioni rispettivamente $x(t)$ e $X(f)$ permette di risolvere una questione: se $X(f)$ indica la trasformata del segnale $x(t)$, qual è la trasformata del segnale *temporale* $X(t)$, avente cioè lo stesso andamento temporale originariamente posseduto nell'ambito frequenziale dalla trasformata di $x(t)$? La risposta è la seguente: se

$$x(t) \iff X(f)$$

allora

$$X(t) \iff x(-f).$$

Infatti, sappiamo che il segnale $x(t)$ è legato alla sua trasformata dalla relazione

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f) e^{j2\pi ft} df.$$

Scambiando formalmente le variabili t ed f nella precedente relazione, si ricava

$$x(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(t) e^{j2\pi tf} dt.$$

Se poi in questa relazione si effettua un cambiamento di variabile sostituendo alla variabile f la variabile $-f$, si ottiene

$$x(-f) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(t) e^{-j2\pi ft} dt$$

che dimostra la tesi iniziale.

4.1.10.3 Teorema del ritardo

Come viene modificata la trasformata di un segnale se questo viene traslato sull'asse dei tempi (cioè, anticipato o ritardato)? Sia dunque $X(f)$ la trasformata del segnale $x(t)$; allora la trasformata del segnale traslato a destra della quantità t_0

$$y(t) = x(t - t_0)$$

è

$$Y(f) = X(f)e^{-j2\pi ft_0}.$$

Questa operazione corrisponde evidentemente a un ritardo se $t_0 > 0$ e ad un anticipo se $t_0 < 0$.

Dimostrazione. Applicando la definizione di trasformata si ha

$$\begin{aligned} Y(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} y(t)e^{-j2\pi ft} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t - t_0)e^{-j2\pi ft} dt = \\ &\stackrel{19}{=} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t')e^{-j2\pi f(t'+t_0)} dt' = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t')e^{-j2\pi ft'} e^{-j2\pi ft_0} dt' = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t')e^{-j2\pi ft'} dt' \cdot e^{-j2\pi ft_0} = X(f)e^{-j2\pi ft_0}. \end{aligned}$$

□

Questa proprietà mostra che un ritardo temporale modifica lo spettro di fase della trasformata del segnale ma *non cambia il suo spettro di ampiezza*. Infatti, il teorema del ritardo si traduce nelle relazioni

$$|Y(f)| = |X(f)|,$$

$$\angle Y(f) = \angle X(f) - 2\pi ft_0.$$

¹⁹Poniamo $t' = t - t_0$.

4.1.10.4 Teorema del cambiamento di scala

Si consideri la situazione generale in cui due segnali siano legati dalla relazione

$$y(t) = x(\alpha t).$$

Cioè si effettua un cambiamento della scala temporale. Moltiplicando la variabile indipendente t del segnale $x(t)$ per coefficiente α si producono i seguenti effetti:

- $|\alpha| > 1 \rightarrow$ *compressione* della scala dei tempi
- $|\alpha| < 1 \rightarrow$ *dilatazione* della scala dei tempi
- $\alpha < 0 \rightarrow$ *inversione* della scala dei tempi

In altri termini, se $|\alpha| < 1$ l'evoluzione del segnale viene "rallentata", viceversa se $|\alpha| > 1$ il segnale viene "accelerato". Operazioni di questo tipo vengono effettuate correntemente nell'elaborazione dei segnali registrando il segnale ad una certa velocità e riproducendolo a velocità diversa.

Allora

$$Y(f) = \frac{1}{|\alpha|} \cdot X\left(\frac{f}{\alpha}\right)$$

Dimostrazione. $\alpha > 0$

$$\begin{aligned} Y(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} y(t) e^{-j2\pi f t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\alpha t) e^{-j2\pi f t} dt = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t') e^{-j2\pi f \frac{t'}{\alpha}} \frac{dt'}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t') e^{-j2\pi \frac{f}{\alpha} t'} dt' = \\ &= \frac{1}{\alpha} X\left(\frac{f}{\alpha}\right), \quad \alpha > 0. \end{aligned}$$

□

²⁰Poniamo $t' = \alpha t$, da cui $dt' = d(\alpha t)$ e $dt' = \alpha dt \rightarrow dt = dt'/\alpha$.

Dimostrazione. $\alpha < 0$

$$\begin{aligned}
 Y(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} y(t) e^{-j2\pi f t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\alpha t) e^{-j2\pi f t} dt = \\
 {}^{21} &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t') e^{-j2\pi f \frac{t'}{\alpha}} - \frac{dt}{\alpha} = -\frac{1}{\alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t') e^{-j2\pi \frac{f}{\alpha} t'} dt' = \\
 &= -\frac{1}{\alpha} X\left(\frac{f}{\alpha}\right) \quad , \quad \alpha < 0.
 \end{aligned}$$

□

I risultati ottenuti per $\alpha > 0$ e $\alpha < 0$ possono allora essere riassunti con

$$x(\alpha t) \iff \frac{1}{|\alpha|} X\left(\frac{f}{\alpha}\right).$$

Si nota quindi che una dilatazione dell'asse dei tempi comporta una compressione dell'asse delle frequenze, e viceversa. Se infatti il segnale viene "rallentato", vengono a predominare le componenti frequenziali a bassa frequenza, che sono responsabili per così dire dell'evoluzione del segnale; lo spettro allora si "addensa" nell'intorno della frequenza nulla.

²¹Poniamo $t' = \alpha t$, da cui $t = \frac{t'}{\alpha}$, $dt' = d(\alpha t) \rightarrow dt' = \alpha \cdot dt$, $dt = \frac{dt'}{\alpha}$.

4.1.11 Teorema della Modulazione

4.1.11.1 Modulazione con coseno

4.1.11.2 Modulazione con seno

4.1.11.3 Modulazione con esponenziale complesso

4.1.12 Teorema di derivazione

4.1.12.1 Derivazione nel tempo

4.1.12.2 Derivazione in frequenza

4.1.13 Teorema di integrazione

4.1.13.1 Integrazione nel tempo

4.1.13.2 Integrazione in frequenza

4.1.14 Teorema del Prodotto di Convoluzione

4.1.15 Teorema della Convoluzione

4.2 Segnali Aleatori

In moltissimi casi non è possibile conoscere con esattezza *a priori* il valore assunto da un segnale in un certo istante. Si pensi per esempio al segnale geofisico colto da sensori posti sul terreno per effettuare rilevazioni minerarie. Tale segnale non è noto *a priori* completamente, in particolare non se ne conosce l'evoluzione futura se non dopo l'osservazione, cioè *a posteriori*. Prima dell'osservazione, si ha solo una conoscenza generica di alcune proprietà di massima di tale segnale, derivante dall'esperienza pregressa in casi simili. Stessa osservazione può farsi a proposito delle tensioni di disturbo (*rumore*) presenti nei componenti elettronici attivi e passivi e prodotte da fenomeni incontrollabili, tipicamente di origine quantistica. Diremo quindi che questi segnali sono *aleatori*, intendendo che il valore assunto da essi è affetto da un certo grado di improbabilità (alea) che ne impedisce una conoscenza esatta. Per modellare e studiare i segnali aleatori è indispensabile quindi ricorrere a tecniche basate sulla *teoria della probabilità e dei processi aleatori*.

4.2.1 Teorema di Bayes

4.2.2 Teorema della Probabilità Totale

4.2.2.1 Esempio Teorema di Bayes & Teorema della Probabilità Totale

4.2.3 Legame tra Varianza σ_x^2 e Valor quadratico medio m_x^2

Appendice A

Segnali Canonici

" Life is a sexually transmitted disease and the mortality rate is one hundred percent. "

— R.D. Laing

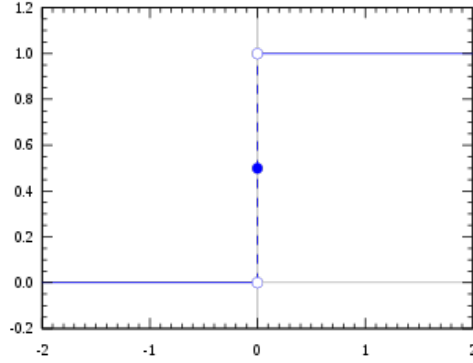
La presente appendice contiene una lista di segnali canonici, per ciascuno dei quali sono stati analizzati le proprietà principali, utilizzati nel testo.

A.1 Gradino Unitario

Nella teoria dei segnali e dei sistemi è utile definire la funzione *gradino unitario* $u(t)$ (detta anche *funzione di Heaviside*)

$$u(t) = \begin{cases} 1 & t > 0 \\ 1/2 & t = 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases} \quad (\text{A.1.0.1})$$

rappresentata graficamente dalla figura seguente:

Figura A.1: Segnale Gradino Unitario $u(t)$.

Tale funzione, discontinua nell'origine, consente una rappresentazione concisa dei cosiddetti segnali *causali*¹ o *cisoidali*, cioè *nulli* per $t < 0$. Si noti che, mentre per $t > 0$ $u(t)$ assume un valore unitario, nell'origine assume il valore $1/2$.

Il segnale gradino serve a modellare matematicamente l'accensione all'istante $t = 0$ di un generatore ideale di tensione continua, che eroga così una tensione costante per ogni valore $t \geq 0$. Il segnale possiede energia illimitata, in quanto

$$\begin{aligned}
 E_u &= \int_{-\infty}^{+\infty} |u(t)|^2 dt = \underbrace{\int_0^{+\infty} |u(t)|^2 dt}_{u(t)=0 \forall t < 0} = \underbrace{\int_0^{+\infty} 1 dt}_{u(t)=1 \forall t > 0} = \\
 &= [t]_0^{+\infty} = +\infty - 0 = +\infty.
 \end{aligned} \tag{A.1.0.2}$$

¹Un segnale causale è una funzione dipendente dal tempo che rappresenta uno stimolo esterno su un sistema fisico. Matematicamente, un segnale causale è rappresentato mediante una funzione nulla per $t < 0$. L'istante $t = 0$ rappresenta il momento in cui viene applicato dall'esterno il segnale.

La potenza media P_u , invece, è espressa dalla relazione

$$\begin{aligned}
 P_u &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |u(t)|^2 dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \underbrace{\frac{1}{T} \int_0^{T/2} |u(t)|^2 dt}_{u(t) = 0 \ \forall t < 0} = \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \underbrace{\frac{1}{T} \int_0^{T/2} 1 dt}_{u(t) = 1 \ \forall t > 0} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} [t]_0^{T/2} = \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left(\frac{T}{2} - 0 \right) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \cdot \frac{T}{2} = \frac{1}{2}.
 \end{aligned} \tag{A.1.0.3}$$

Il valore efficace è dato da

$$u_{eff} = \sqrt{P_u} = \sqrt{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}, \tag{A.1.0.4}$$

mentre il valore medio è ottenibile da

$$u_m = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u(t) dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^{T/2} 1 dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \cdot \frac{T}{2} = \frac{1}{2}. \tag{A.1.0.5}$$