



Apuntes de Física Matemática II

Pedro A. Contreras-Corral

Universidad de Concepción

APUNTES DE FÍSICA MATEMÁTICA II

Por:

Pedro A. Contreras-Corral

Enero 2025

Prefacio

Este documento ha sido preparado por Pedro Contreras Corral como material de apoyo para el curso Física Matemática II. En cuanto a su contenido, se han utilizado como base las notas de clase de las ocasiones en que el curso fue dictado por el profesor Guillermo Rubilar, y las profesoras Ariana Muñoz e Ivana Sebestova, además del apunte preparado por Alejandro Saavedra como ayudante de esta última, a quien agradezco permitirme utilizar su apunte como base para el *template* de este documento, así como para el contenido de los primeros dos capítulos.

También se han usado como base (en mayor o menor medida) los textos establecidos en la bibliografía, *Mathematical Physics* de Butkov, *Mathematical Methods for Physicists* de Arfken, *Mathematical Methods for Physics and Engineering* de Riley. Junto a ellos, se han usado algunas ideas del libro *Mathematical Physics, a Modern Introduction to its Foundations* de Hassani.

Es necesario recordar que esta es la primera versión de este documento, por lo que es probable que contenga algunos typos y errores menores. En caso de que estos se presenten, serán mencionados en clases para que puedan tomar notas al respecto, y serán corregidos en versiones posteriores del documento. De igual manera, algunas demostraciones no se encuentran escritas, de modo que derivo el detalle de ellas a las fuentes respectivas cuando lo considere necesario. En versiones futuras de este documento se actualizarán estas ausencias.

Agradezco los aportes de Lixin Lai, Fernanda Mella y Amaro Díaz al facilitarme sus notas y el material del curso de la profesora Ivana Sebestova, así como los de José Huenchual por sus notas del curso de la profesora Ariana Muñoz.

"...El trabajo en equipo se convertirá en el método de investigación científica."

Atribuída a John Desmond Bernal.

Índice general

1. Análisis de Fourier	1
1.1. Periodicidad y paridad de funciones	1
1.2. Serie de Fourier trigonométrica	5
1.2.1. Series de senos y cosenos	6
1.2.2. Ejemplos	6
1.3. Serie exponencial	9
2. Transformada de Fourier	13
2.1. Ejemplos	18
2.2. Propiedades de la transformada de Fourier	20
2.3. Transformadas seno y coseno	25
2.4. Delta de Dirac	26
2.4.1. Representación integral	28
2.4.2. Delta de Dirac tridimensional	29
2.5. Convolución	32
3. Ecuaciones Diferenciales en Física	39
3.1. Algunas ecuaciones básicas	40
3.2. Condiciones de borde	42
3.3. Encontrar soluciones para ecuaciones diferenciales parciales	43
3.3.1. Método de la transformada de Fourier	43
4. El Método de Separación de Variables	49
4.1. Resolviendo la ecuación de Helmholtz	51
4.1.1. Coordenadas cartesianas	51
4.1.2. Coordenadas cilíndricas	53
4.1.3. Coordenadas esféricas	54

4.2. El método de series para EDO	57
5. Funciones de Legendre	63
5.1. Ecuación de Legendre	63
5.1.1. Resolviendo la ecuación de Legendre	63
5.1.2. Función Generatriz	66
5.1.3. Propiedades	67
5.1.4. Funciones de Legendre de segunda especie	68
5.2. Ecuación asociada de Legendre	69
5.2.1. Resolviendo la ecuación asociada de Legendre	70
5.2.2. Función generatriz	71
5.2.3. Propiedades	72
5.3. Armónicos Esféricos	73
5.3.1. Propiedades	74
6. Funciones de Bessel	77
6.1. Funciones de Bessel	77
6.1.1. Resolviendo la ecuación de Bessel mediante el método de Series	77
6.1.2. Funciones de Bessel de segunda especie, o de Neumann	80
6.1.3. Funciones de Hankel	80
6.1.4. Función generatriz (para orden entero)	81
6.1.5. Ceros de las funciones de Bessel	81
6.1.6. Propiedades	82
6.2. Funciones modificadas de Bessel	83
6.3. Funciones esféricas de Bessel	84
7. Funciones de Green	85
7.1. Motivación: Potencial electrostático	85
7.2. Encontrando soluciones mediante funciones de Green	86
7.3. Simetría de las funciones de Green	89
7.4. Algunas funciones de Green comunes	89
7.4.1. Ecuación de Laplace	89
7.4.2. Ecuación de Helmholtz	89
7.5. Método de las imágenes	89
8. Introducción a los Tensores Cartesianos	91
8.1. Transformaciones ortogonales	91
8.1.1. Convenio de suma de Einstein	93
8.2. Covarianza y contravarianza	93
8.3. Transformaciones Ortogonales	95
8.4. Tensores Cartesianos	96
8.4.1. Propiedades	96
8.5. Álgebra Tensorial	97
8.6. Pseudovectores y pseudotensores	99

8.6.1. Propiedades	99
8.6.2. Símbolo de Levi-Civita	100
8.6.3. Tensores duales	101
8.7. Análisis tensorial	102
8.7.1. Derivación	102
8.7.2. Integración	103
Referencias	107

Análisis de Fourier

En el curso Física Matemática I ya se discutió el estudio de la Serie de Fourier. En este curso, haremos un rápido resumen de dichos contenidos, pues son la base para introducir el concepto de la *transformada de Fourier*, que será de utilidad para la resolución de algunas ecuaciones diferenciales parciales cuyas condiciones de borde son periódicas.

1.1. Periodicidad y paridad de funciones

Definición 1.1. Una función $f : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$ se dice que es **periódica de período** T , con **Función periódica** $T \neq 0$, si

$$f(t) = f(t + T), \quad \forall t \in \mathbb{R}. \quad (1.1)$$

La constante T la tomaremos como la menor constante positiva que satisface la igualdad (1.1).

Propiedad 1.1. Propiedades de las funciones periódicas.

1. Si f es periódica de periodo T , entonces

$$f(t) = f(t + nT), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

2. Si $f(t)$ y $g(t)$ son funciones periódicas de período T , entonces la función

$$h(t) = \alpha f(t) + \beta g(t); \quad \alpha, \beta \in \mathbb{C},$$

tiene el mismo período T .

3. En general, si la función

$$f(t) = \cos(\omega_1 t) + \cos(\omega_2 t)$$

es periódica de período T , entonces es posible encontrar dos enteros n y m tales que

$$\omega_1 T = 2\pi n, \quad (1.2)$$

$$\omega_2 T = 2\pi m. \quad (1.3)$$

El cociente de (1.2) y (1.3) es

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{n}{m},$$

es decir, la relación ω_1/ω_2 debe ser un número racional.

Ejemplo 1.1.1. Encuentre el período de la función $f(t) = \cos\left(\frac{t}{3}\right) + \cos\left(\frac{t}{4}\right)$.

Solución: Si la función $f(t)$ es periódica con período T , entonces, de (1.1),

$$\cos\frac{1}{3}(t+T) + \cos\frac{1}{4}(t+T) = \cos\frac{t}{3} + \cos\frac{t}{4}.$$

Como $\cos(\theta + 2\pi n) = \cos \theta$, $n \in \mathbb{Z}$, obtenemos que

$$\frac{1}{3}T = 2\pi n, \quad \frac{1}{4}T = 2\pi m; \quad n, m \in \mathbb{Z}.$$

Por consiguiente $T = 6\pi n = 8\pi m$; cuando $n = 4$ y $m = 3$, se obtiene el mínimo valor de T . Así, $T = 24\pi$.

Proposición 1.1. Sea $f : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$ una función periódica de período T . Sea $a \in \mathbb{R}$, entonces

$$\int_{a-T/2}^{a+T/2} f(t) dt = \int_{-T/2}^{T/2} f(t) dt.$$

Demostración. Utilizando la propiedad de aditividad de las integrales,

$$\int_{a-T/2}^{a+T/2} f(t) dt = \int_{a-T/2}^{-T/2} f(t) dt + \int_{-T/2}^{a+T/2} f(t) dt.$$

Haciendo la sustitución $t = t' - T \Rightarrow dt = dt'$ en la primera integral, obtenemos

$$\begin{aligned}
 \int_{a-T/2}^{-T/2} f(t) dt + \int_{-T/2}^{a+T/2} f(t) dt &= \int_{a+T/2}^{T/2} f(t' - T) dt' + \int_{-T/2}^{a+T/2} f(t) dt \\
 &= \int_{a+T/2}^{T/2} f(t' - T + T) dt' + \int_{-T/2}^{a+T/2} f(t) dt \\
 &= \int_{a+T/2}^{T/2} f(t') dt' + \int_{-T/2}^{a+T/2} f(t) dt \\
 &= \int_{-T/2}^{T/2} f(t) dt.
 \end{aligned}$$

Definición 1.2. Sea $f : [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ seccionalmente continua, se llama **extensión periódica** de f a la función $f_e : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$,

$$f_e(t) = f(t + k_0(b - a)), \quad (1.4)$$

donde $k_0 \in \mathbb{Z}$ es el único entero que verifica $t + k_0(b - a) \in [a, b]$.

Ejemplo 1.1.2. La extensión periódica de $f \in \mathcal{C}[-\pi, \pi]$ real es

$$f_e(t) = f_e(t + 2\pi)$$

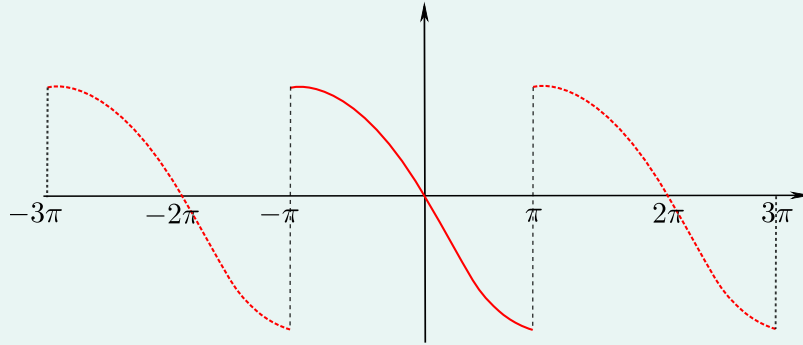


Figura 1.1: Extensión periódica de una función real seccionalmente continua en $[-\pi, \pi]$.

Definición 1.3. Sea $f : [-a, a] \rightarrow \mathbb{R}$ perteneciente a $\mathcal{C}[-a, a]$. Diremos que f es una **función par** si y solo si, para todo x en el intervalo $[-a, a]$, se cumple que

$$f(-t) = f(t). \quad (1.5)$$

Funciones pares e impares

De forma similar, diremos que f es una **función impar** si y solo si, para todo x en el intervalo $[-a, a]$, se cumple que

$$f(-t) = -f(t). \quad (1.6)$$

Proposición 1.2. Sea $f : [-a, a] \rightarrow \mathbb{R}$ integrable,

$$f \text{ es par} \Rightarrow \int_{-a}^a f(t) dt = 2 \int_0^a f(t) dt.$$

$$f \text{ es impar} \Rightarrow \int_{-a}^a f(t) dt = 0.$$

Observación 2: Toda función $f : [-a, a] \rightarrow \mathbb{R}$ puede expresarse como la suma de una función par más otra impar: $f = f_p + f_i$ con

$$f_p(t) = \frac{f(t) + f(-t)}{2}, \quad f_i(t) = \frac{f(t) - f(-t)}{2}.$$

Extensión par e impar

Definición 1.4. Sea $f \in \mathcal{C}[0, a]$ real, entonces la **extensión par** y la **extensión impar** de f están definidas, respectivamente, por:

$$E_f(t) = \begin{cases} f(-t) & \text{si } -a \leq t < 0 \\ f(t) & \text{si } 0 \leq t \leq a \end{cases}, \quad O_f(t) = \begin{cases} -f(-t) & \text{si } -a \leq t < 0 \\ f(t) & \text{si } 0 \leq t \leq a \end{cases}.$$

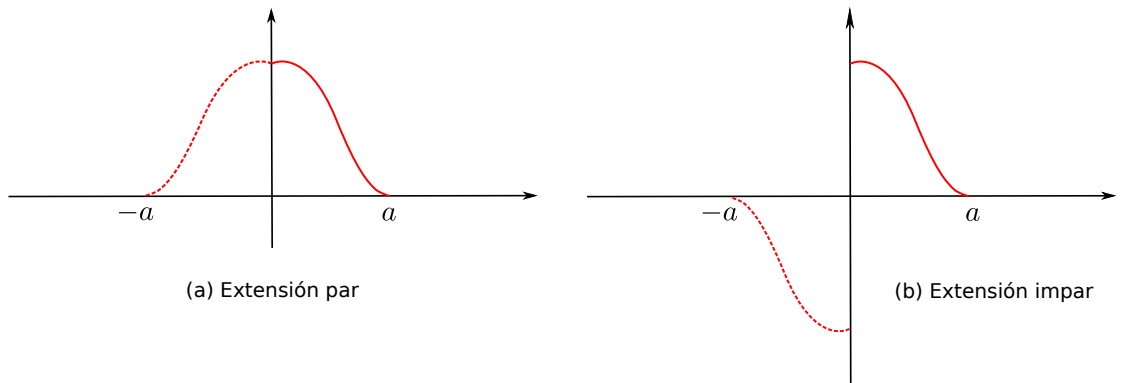


Figura 1.2: Extensión par e impar de una función real seccionalmente continua en $[0, a]$.

1.2. Serie de Fourier trigonométrica

Proposición 1.3. En el espacio $\mathcal{C}[a, b]$, el conjunto formado por las funciones

$$\left\{ 1, \cos\left(\frac{2\pi}{L}x\right), \sin\left(\frac{2\pi}{L}x\right) \right\}_{n=1}^{\infty}$$

es un conjunto ortogonal, con $L = b - a$.

Definición 1.5. Llamamos **sistema trigonométrico** al conjunto de funciones ortogonales en el espacio $\mathcal{C}[-\pi, \pi]$, definido como

Sistema trigonométrico

$$\left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi}}, \frac{\cos(nt)}{\sqrt{\pi}}, \frac{\sin(nt)}{\sqrt{\pi}} \right\}_{n=1}^{\infty}$$

Definición 1.6. Sea $f \in \mathcal{C}[a, a + 2L]$, una función con un número finito de discontinuidades. Entonces, ella puede ser aproximada por la serie

Serie de Fourier

$$\frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos\left(\frac{n\pi}{L}x\right) + b_n \sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right) \right) \approx f(x). \quad (1.7)$$

Esta expansión se denomina **serie trigonométrica de Fourier** o simplemente **serie de Fourier**, donde los *coeficientes de Fourier* están dados por:

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{L} \int_a^{a+2L} f(t) dt, \\ a_n &= \frac{1}{L} \int_a^{a+2L} f(t) \cos\left(\frac{n\pi}{L}t\right) dt, \quad n = 1, 2, \dots \\ b_n &= \frac{1}{L} \int_a^{a+2L} f(t) \sin\left(\frac{n\pi}{L}t\right) dt. \quad n = 1, 2, \dots \end{aligned}$$

Sea $f = u + iv \in \mathcal{C}[-\pi, \pi]$, su serie de Fourier trigonométrica está dada por (1.7) con

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) dt = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} u(t) dt + \frac{i}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} v(t) dt, \\ a_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) \cos(nt) dt = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} u(t) \cos(nt) dt + \frac{i}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} v(t) \cos(nt) dt, \quad n = 1, 2, \dots \\ b_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) \sin(nt) dt = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} u(t) \sin(nt) dt + \frac{i}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} v(t) \sin(nt) dt, \quad n = 1, 2, \dots \end{aligned}$$

Entonces, su serie de Fourier nos queda

$$f(t) \sim \left\{ \frac{\operatorname{Re}(a_0)}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\operatorname{Re}(a_n) \cos(nt) + \operatorname{Re}(b_n) \sin(nt)) \right\} \\ + i \left\{ \frac{\operatorname{Im}(a_0)}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\operatorname{Im}(a_n) \cos(nt) + \operatorname{Im}(b_n) \sin(nt)) \right\},$$

es decir, la serie de Fourier de $f = u + iv$ es la de $u(t) + i$ (la de $v(t)$).

1.2.1. Series de senos y cosenos

Sea $f : [0, \pi] \rightarrow \mathbb{R}$ seccionalmente continua, entonces la extensión par e impar de f están definidas por:

$$E_f(t) = \begin{cases} f(-t) & \text{si } -\pi \leq t < 0 \\ f(t) & \text{si } 0 \leq t \leq \pi \end{cases}, \quad O_f(t) = \begin{cases} -f(-t) & \text{si } -\pi \leq t < 0 \\ f(t) & \text{si } 0 \leq t \leq \pi \end{cases}.$$

Puesto que $E_f, O_f : [-\pi, \pi] \rightarrow \mathbb{R}$ son seccionalmente continuas, se puede obtener el desarrollo en serie de Fourier de éstas, los cuales están definidos por:¹

$$E_f(t) \sim \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(nt), \quad \text{donde } a_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(t) \cos(nt) dt$$

y

$$O_f(t) \sim \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin(nt), \quad \text{donde } b_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(t) \sin(nt) dt.$$

Estos son llamados **desarrollos en serie de Fourier de coseno y de seno de f** , respectivamente.

1.2.2. Ejemplos

Ejemplo 1.2.1. Consideremos la función $f(x) = x^2$ definida para $x \in [-\pi, \pi]$, la cual es continua con derivada $f'(x) = 2x$ también continua, luego la serie de Fourier de f converge puntualmente a f para todo $x \in (-\pi, \pi)$. Para los extremos $x = \pm\pi$ vemos que $f(\pi) = f(-\pi)$, por lo tanto la serie converge puntualmente a f para todo $x \in [-\pi, \pi]$.

¹La forma de las series seno y coseno, con sus respectivos coeficientes, se obtienen al aplicar las propiedades vistas para las funciones pares e impares.

Sus coeficientes de Fourier están dados por:

$$\begin{aligned}
 a_0 &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} x^2 dx = \frac{x^3}{3\pi} \Big|_{-\pi}^{\pi} = \frac{2}{3} \pi^2, \\
 a_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} x^2 \cos(nx) dx = \frac{1}{n\pi} x^2 \sin(nx) \Big|_{-\pi}^{\pi} - \frac{2}{n\pi} \int_{-\pi}^{\pi} x \sin(nx) dx \\
 &= \frac{2}{n^2 \pi} x \cos(nx) \Big|_{-\pi}^{\pi} - \frac{2}{n^2 \pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos(nx) dx \xrightarrow{0} \\
 &= \frac{4}{n^2} \cos(n\pi) = (-1)^n \frac{4}{n^2}, \quad n = 1, 2, \dots \\
 b_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} x^2 \sin(nx) dx = 0, \quad n = 1, 2, \dots
 \end{aligned}$$

Entonces, su serie de Fourier es

$$f(x) = \frac{\pi^2}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{4}{n^2} \cos(nx), \quad x \in [-\pi, \pi]. \quad (1.8)$$

Es claro que la serie de Fourier de $f(x) = x^2$ para todo $x \in \mathbb{R}$ representa la extensión periódica de los valores de $f(x)$ en el intervalo $[-\pi, \pi]$.

La gráfica de f en conjunto con diferentes sumas parciales de su serie de Fourier están representadas en la figura 1.3.

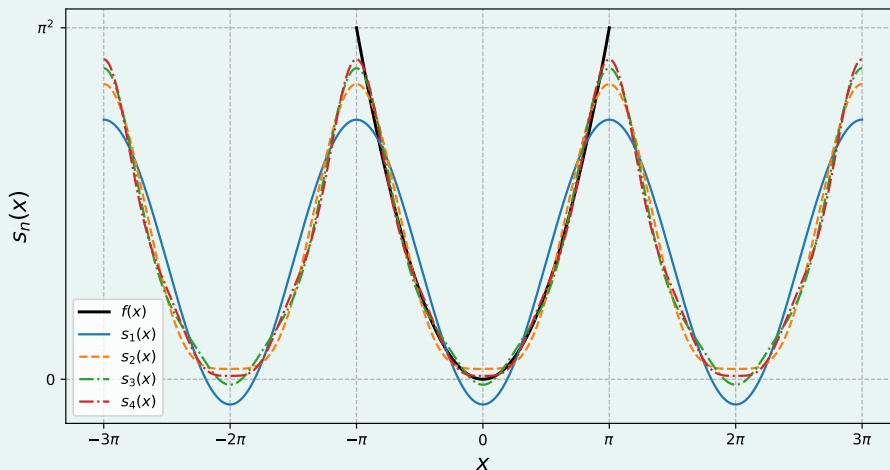


Figura 1.3: Serie de Fourier de la función $f(x) = x^2$, $-\pi \leq x \leq \pi$, truncada hasta $n = 4$.

Ejemplo 1.2.2. Consideremos la función signo definida por

$$f(x) := \begin{cases} -1, & -\pi \leq x < 0 \\ 1, & 0 \leq x \leq \pi \end{cases}.$$

La función es seccionalmente continua con $x = 0$ punto de discontinuidad de salto y las derivadas laterales existen para todo $x \in (-\pi, \pi)$, luego la serie de Fourier de f converge puntualmente a f en los puntos de continuidad y a

$$\frac{f(0^-) + f(0^+)}{2} = 0, \quad \text{en } x = 0 \text{ y}$$

$$\frac{f(-\pi^+) + f(\pi^-)}{2} = 0, \quad \text{en } x = \pm\pi.$$

Sus coeficientes de Fourier están dados por:

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) dx = 0,$$

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \cos(nx) dx = 0, \quad n = 1, 2, \dots$$

$$\begin{aligned} b_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \sin(nx) dx \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^0 (-1) \sin(nx) dx + \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} (1) \sin(nx) dx \\ &= \frac{1}{\pi n} \cos(nx) \Big|_{-\pi}^0 - \frac{1}{\pi n} \cos(nx) \Big|_0^{\pi} \\ &= \frac{2}{\pi n} [1 - (-1)^n] \\ &= \begin{cases} 0, & n \text{ par} \\ \frac{4}{\pi n}, & n \text{ impar} \end{cases} \end{aligned}$$

Entonces, su serie de Fourier es

$$f(x) = \sum_{n \text{ impar}} \frac{4}{\pi n} \sin(nx) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{4}{\pi} \frac{\sin[(2k-1)x]}{(2k-1)}.$$

Aclaración: Note que a pesar de haber escrito que la función f es igual a la serie, debemos tener en cuenta que en los punto $x = 0$ y $x = \pm\pi$ converge al valor medio del salto de la discontinuidad.

Es claro que la serie de Fourier de f para todo $x \in \mathbb{R}$ representa la extensión periódica de los valores de $f(x)$ en el intervalo $[-\pi, \pi]$.

La gráfica de f en conjunto con diferentes sumas parciales de su serie de Fourier están representadas en la figura 1.4.

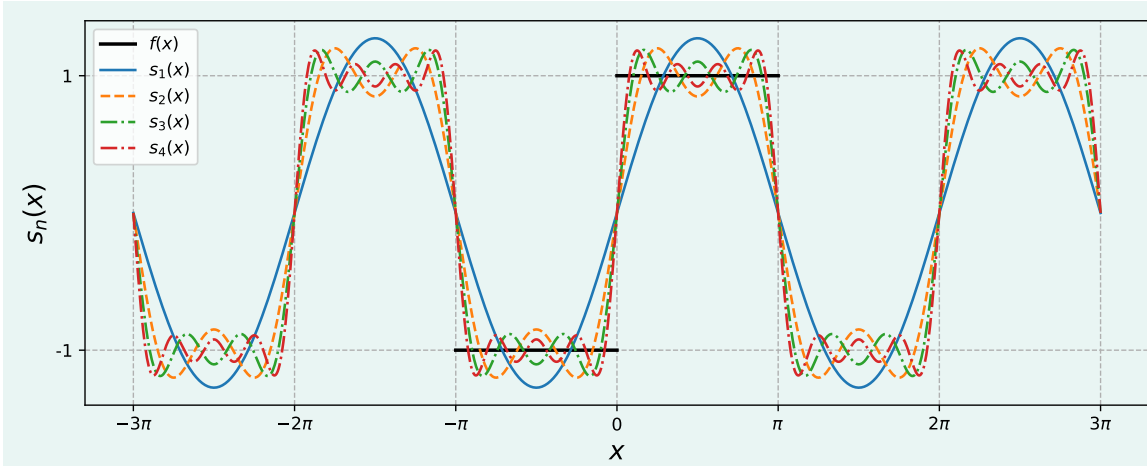


Figura 1.4: Serie de Fourier de la función signo truncada hasta $n = 4$.

1.3. Serie exponencial

Proposición 1.4. En el espacio $\mathcal{C}[a, a + 2L]$, el conjunto formado por las funciones

$$\left\{ \frac{1}{\sqrt{2L}} e^{i \frac{n\pi}{L} x} \right\}_{n=-\infty}^{n=\infty} \quad (1.9)$$

es un conjunto ortonormal.

Definición 1.7. Llamamos **sistema exponencial** al conjunto de funciones ortonormales en el espacio $\mathcal{C}[-\pi, \pi]$, definido como **Sistema exponencial**

$$\left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{int} \right\}_{n=-\infty}^{n=\infty}$$

Definición 1.8. Sea $f \in \mathcal{C}[a, a + 2L]$ una función con un número finito de discontinuidades. Entonces, ella puede ser aproximada por la serie

Serie de Fourier exponencial

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{i \frac{n\pi}{L} x} \quad (1.10)$$

Esta expansión se denomina **serie exponencial de Fourier** donde los *coeficientes de Fourier* están dados por:

$$c_n = \frac{1}{2L} \int_a^{a+2L} f(t) e^{-i \frac{n\pi}{L} t} dt .$$

Proposición 1.5. La n -ésima suma parcial de la serie de Fourier trigonométrica de una función (real o compleja) es igual a la n -ésima suma parcial de la serie exponencial.

Demostración. La n -ésima suma parcial de la serie exponencial es

$$s_n(t) = \sum_{k=-n}^n c_k e^{ikt}.$$

Separando la suma:

$$\begin{aligned} s_n(t) &= \sum_{k=-n}^{-1} c_k e^{ikt} + c_0 + \sum_{k=1}^n c_k e^{ikt} \\ &= c_0 + \sum_{k=1}^n c_k e^{ikt} + \sum_{k=1}^n c_{-k} e^{-ikt} \\ &= c_0 + \sum_{k=1}^n [c_k e^{ikt} + c_{-k} e^{-ikt}]. \end{aligned}$$

Usando la identidad de Euler, $e^{i\theta} = \cos(\theta) + i \sin(\theta)$, encontramos que

$$s_n(t) = c_0 + \sum_{k=1}^n [(c_k + c_{-k}) \cos(kt) + i(c_k - c_{-k}) \sin(kt)].$$

Desarrollando los coeficientes de la serie exponencial de Fourier, tenemos que

$$\begin{aligned} c_0 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) dt, \\ c_k + c_{-k} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) e^{-ikt} dt + \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) e^{ikt} dt \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) [e^{ikt} + e^{-ikt}] dt \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) \cos(kt) dt; \quad k = 1, 2, \dots \\ i(c_k - c_{-k}) &= \frac{i}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) e^{-ikt} dt - \frac{i}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) e^{ikt} dt \\ &= -\frac{i}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) [e^{ikt} - e^{-ikt}] dt \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) \sin(kt) dt; \quad k = 1, 2, \dots \end{aligned}$$

Comparando las expresiones obtenidas con los coeficientes de la serie de Fourier trigonométrica, podemos concluir que

$$c_0 = \frac{a_0}{2}, \quad c_k + c_{-k} = a_k, \quad i(c_k - c_{-k}) = b_k; \quad k = 1, 2, \dots$$

Por lo tanto,

$$s_n(t) = \sum_{k=-n}^n c_k e^{ikt} = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^n (a_k \cos(kt) + b_k \sin(kt)).$$

Una consecuencia inmediata de la proposición 1.5 es que todos los teoremas vistos para la serie de Fourier trigonométrica son aplicables a la serie de Fourier exponencial.

Propiedad 1.2. Propiedades de la Serie de Fourier exponencial

1. Los coeficientes de las series (1.7) y (1.10) están relacionados por

$$a_0 = 2c_0, \quad a_n = c_n + c_{-n}, \quad b_n = i(c_n - c_{-n}); \quad n = 1, 2, \dots \quad (1.11)$$

o bien,

$$c_n = \begin{cases} \frac{1}{2}(a_n - ib_n), & n \geq 0 \\ \frac{1}{2}(a_{-n} + ib_{-n}), & n \leq -1 \end{cases} \quad (1.12)$$

2. Si $f(t)$ es una función real, entonces sus respectivos coeficientes complejos c_n satisfacen la relación:

$$c_n^* = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t)(e^{-int})^* dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t)e^{int} dt = c_{-n}.$$

Transformada de Fourier

En el capítulo anterior, aprendimos que la serie de Fourier de $f \in \mathcal{C}[-L/2, L/2]$ está dada por

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{i \frac{2n\pi}{L} x}, \quad (2.1)$$

donde

$$c_n = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x) e^{-i \frac{2n\pi}{L} x} dx, \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (2.2)$$

Una consecuencia inmediata de la expansión en serie de Fourier es que la función $f(x)$ representada por la serie resulta periódica, con período L . Por lo tanto, decimos que la serie de Fourier permite *expandir funciones periódicas*.

Sin embargo, no todas las funciones son periódicas, y nos interesará expandirlas dentro de algún intervalo de validez. Necesitamos, entonces, algún modo de expandir, en una base ortonormal, funciones no periódicas.

Podemos decir que el conjunto de coeficientes $\{c_n\}$ también definen a $f(x)$. Este conjunto de números c_n puede ser entendido como una función en la variable n , escrita como $c(n)$, definida para un conjunto *discreto* de valores de la variable independiente (en lugar de un intervalo continuo).

Definición 2.1. Se define como el **espectro de Fourier** a la función de variable discreta $c(n)$, definida a partir de los coeficientes de Fourier (2.2). **Espectro de Fourier**

El espectro de una función puede ser graficado, asumiendo $c(n)$ real, como se observa en la figura 2.1.



Figura 2.1: Espectro de Fourier.

En lugar de graficar c vs n , podemos graficar c vs k , el *número de onda*, que corresponde a la frecuencia asociada a la parte espacial:

$$k = \frac{2\pi n}{L}.$$

Si $L \rightarrow \infty$, entonces las frecuencias se encuentran estrechamente espaciadas debido a que la diferencia entre valores consecutivos de k es

$$\Delta k = \frac{2\pi \Delta n}{L} = \frac{2\pi}{L}, \quad \text{pues } \Delta n = 1.$$

En otras palabras, para $L \rightarrow \infty$, Δk es pequeño. Con este cambio de escala, el espectro de Fourier puede parecerse a lo mostrado en la figura 2.2.

Es natural especular sobre la posibilidad de un espectro continuo cuando L tiende al infinito de tal forma que todas las frecuencias están presentes. Puede ser instructivo considerar la siguiente derivación heurística: Sabemos que una función puede ser expandida como una serie de Fourier tal como se muestra en (2.1). Luego, la transición $L \rightarrow \infty$ puede resultar difícil de realizar directamente ya que c_n aparentemente tiende a cero. Seguimos entonces la idea de usar las frecuencias $k = 2\pi n/L$ tal que $\Delta k = (2\pi/L)\Delta n = 2\pi/L$ para valores de k adyacentes y definimos

$$c_L(k) = \frac{L}{2\pi} c_n.$$

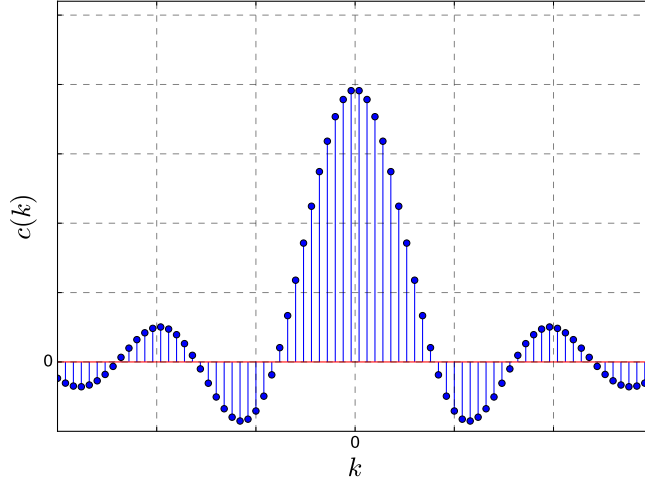


Figura 2.2: Espectro de Fourier cuando $L \rightarrow +\infty$.

Usando las definiciones anteriores en las ecuaciones (2.1) y (2.2), obtenemos que la función y sus coeficientes de Fourier se pueden escribir como:

$$f(x) = \sum_{Lk/2\pi=-\infty}^{\infty} \frac{2\pi}{L} c_L(k) e^{ikx} \left(\frac{\Delta k L}{2\pi} \right) = \sum_{Lk/2\pi=-\infty}^{\infty} c_L(k) e^{ikx} \Delta k,$$

$$c_L(k) = \frac{L}{2\pi} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x) e^{-ikx} dx = \frac{1}{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} f(x) e^{-ikx} dx.$$

Al hacer $L \rightarrow \infty$, la función f puede considerarse como una función no-periódica arbitraria definida en todo el intervalo $(-\infty, \infty)$, mientras que la primera suma “se convierte” en una integral:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} c(k) e^{ikx} dk,$$

$$c(k) = \lim_{L \rightarrow +\infty} c_L(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx.$$

Definición 2.2. Dada una función f no periódica definida en $\mathcal{C}(-\infty, \infty)$, definimos su **Transformada de Fourier** como

$$\tilde{f}(k) := \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx. \quad (2.3)$$

Note que la transformada de Fourier es la extensión natural del concepto de series de Fourier para funciones no periódicas. Además, al ser n una variable discreta, y k continua, podemos decir que la transformada de Fourier es la generalización del concepto

de series de Fourier cuando las funciones pertenecen a un espacio vectorial de dimensión continua.

Transformada inversa de Fourier

Definición 2.3. Se define la **transformada inversa de Fourier** como

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k) e^{ikx} dk. \quad (2.4)$$

Observaciones:

- Otras notaciones usadas son: $\tilde{f}(k) = \hat{f}(x) = g(k) = \mathcal{F}\{f(x)\}(k)$.
- El factor $1/\sqrt{2\pi}$ en la definición (2.3) es convencional. Lo importante es que se cumpla la identidad conocida como **integral de Fourier**

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) e^{-ik\xi} d\xi \right] e^{ikx} dk. \quad (2.5)$$

- Al igual que el factor $1/\sqrt{2\pi}$ en la definición (2.3), la función e^{-ikx} es convencional y puede ser reemplazada por e^{ikx} , siempre y cuando se verifique (2.5) [8, 22].
- Es común en Física trabajar con funciones del tiempo, $f = f(t)$. En este caso, se acostumbra usar la frecuencia ω en lugar del número de onda k , de modo que la integral de Fourier adopta a forma

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega,$$

donde

$$\tilde{f}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt.$$

- En 3 dimensiones, la integral de Fourier está dada por:

$$f(\vec{r}) := \int_{\mathbb{R}^3} \tilde{f}(\vec{k}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r})} d^3 k,$$

$$\tilde{f}(\vec{k}) := \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\mathbb{R}^3} f(\vec{r}) e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r})} d^3 x.$$

En general, en n dimensiones:

$$f(\vec{r}) := \int_{\mathbb{R}^n} \tilde{f}(\vec{k}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r})} d^n k,$$

$$\tilde{f}(\vec{k}) := \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{\mathbb{R}^n} f(\vec{r}) e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r})} d^n x.$$

Definición 2.4. Si $f(x)$ es tal que

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)| dx < \infty,$$

entonces se dice que $f \in L^1$ o que es **absolutamente integrable**.

**Función
absolutamente
integrable**

Teorema 2.1. Si $f \in L^1$, entonces la transformada de Fourier $\tilde{f}(k) = \mathcal{F}\{f(x)\}(k)$ existe y $\lim_{k \rightarrow \pm\infty} \tilde{f}(k) = 0$.

Demostración. Demostraremos solo la primera parte del teorema.

Notemos que

$$e^{-ikx} = \cos(kx) - i \sin(kx) \Rightarrow |e^{-ikx}| = 1.$$

Luego,

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)e^{-ikx}| dx = \int_{-\infty}^{\infty} |f(x)| dx < \infty.$$

En consecuencia, $f(x)e^{-ikx}$ es absolutamente integral y

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-ikx} dx$$

es finita, es decir, $\tilde{f}(k)$ existe.

Observación: La condición de que f sea absolutamente integrable es suficiente pero no necesaria para la existencia de la transformada de Fourier.

Teorema 2.2. Sea $f(x)$ una función seccionalmente continua en cada intervalo finito del eje x , y supongamos que es absolutamente integrable en $(-\infty, +\infty)$. Entonces la **integral de Fourier**

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi) \cos k(\xi - x) d\xi dk = \frac{f(x^+) + f(x^-)}{2},$$

donde ambas derivadas laterales, $f'(x^+)$ y $f'(x^-)$, existen.

Demostración. Consulte el capítulo 6 «Fourier Integrals and Applications» en [7].

2.1. Ejemplos

Ejemplo 2.1.1 (Pulso cuadrado). Consideremos la función

$$f(x) = \begin{cases} 1, & |x| < a \\ 0, & |x| > a \end{cases}.$$

Su transformada de Fourier es

$$\begin{aligned} \tilde{f}(k) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx = \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a (1) e^{-ikx} dx \\ &= \frac{1}{2\pi} \left[-\frac{1}{ik} e^{-ikx} \right]_{-a}^a \\ &= \frac{1}{2\pi ik} [e^{ika} - e^{-ika}] \\ &= \frac{\sin(ka)}{\pi k}. \end{aligned} \tag{2.6}$$

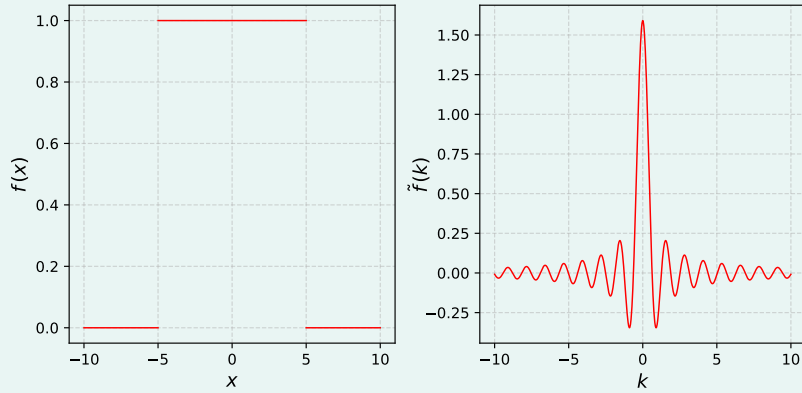


Figura 2.3: Pulso cuadrado y su transformada de Fourier, con $a = 5$.

Ejemplo 2.1.2 (Distribución gaussiana). Considere la gaussiana

$$f(x) = n e^{-\alpha x^2}, \quad \alpha > 0.$$

Su transformada de Fourier está dada por

$$\tilde{f}(k) = \frac{n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha x^2} e^{-ikx} dx = \frac{n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha x^2 - ikx} dx.$$

Notemos que

$$\begin{aligned}
 -\alpha x^2 - ikx &= -\alpha \left(x^2 + \frac{ik}{\alpha} x \right) \\
 &= -\alpha \left(x^2 + \frac{ik}{\alpha} x + \left(\frac{ik}{2\alpha} \right)^2 - \left(\frac{ik}{2\alpha} \right)^2 \right) \\
 &= -\alpha \left(x + \frac{ik}{2\alpha} \right)^2 + \alpha \left(\frac{ik}{2\alpha} \right)^2 \\
 &= -\alpha \left(x + \frac{ik}{2\alpha} \right)^2 - \left(\frac{k^2}{4\alpha} \right).
 \end{aligned}$$

Luego,

$$\tilde{f}(k) = \frac{n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha \left(x + \frac{ik}{2\alpha} \right)^2 - \left(\frac{k^2}{4\alpha} \right)} dx = \frac{n}{2\pi} e^{-\left(\frac{k^2}{4\alpha} \right)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha \left(x + \frac{ik}{2\alpha} \right)^2} dx.$$

Haciendo el cambio de variable $u = x + \frac{ik}{2\alpha}$, obtenemos que¹

$$\hat{f}(\omega) = \frac{n}{\sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{\omega^2}{4\alpha} \right)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha u^2} du = \frac{n}{\sqrt{2\alpha}} e^{-\left(\frac{\omega^2}{4\alpha} \right)}, \quad (2.7)$$

donde hemos usado que

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha x^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}, \quad \alpha > 0. \quad (2.8)$$

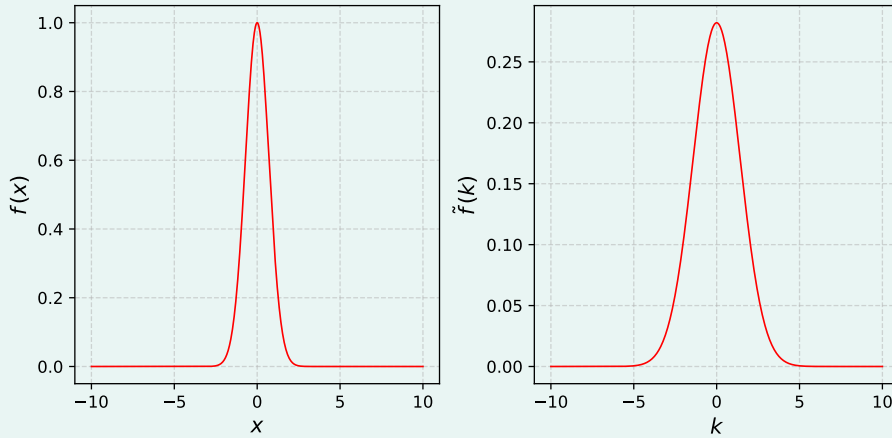


Figura 2.4: Distribución gaussiana y su transformada de Fourier para $n = 1$ y $\alpha = 1$.

² En estricto rigor se debería calcular una integral compleja, vea [5].

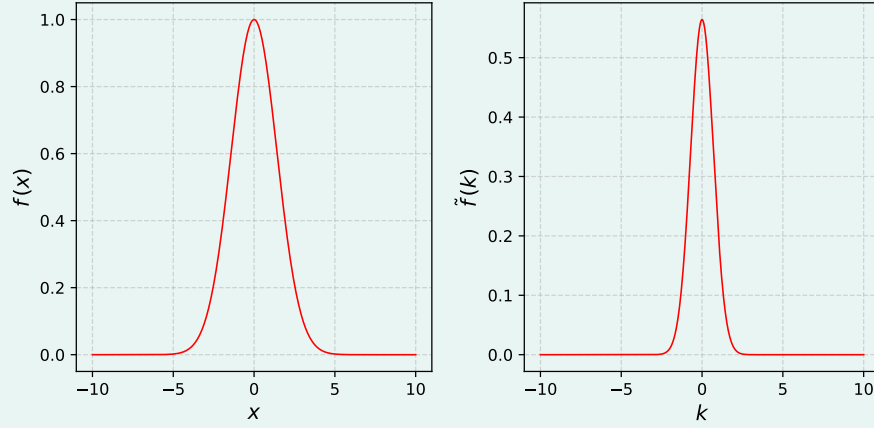


Figura 2.5: Distribución gaussiana y su transformada de Fourier para $n = 1$ y $\alpha = 0.25$.

2.2. Propiedades de la transformada de Fourier

Propiedad 2.1. Propiedades de la Transformada de Fourier. Sean las funciones $f, g \in L^1$ y los escalares $\alpha, \beta \in \mathbb{C}$.

1. **Linealidad:**

$$\mathcal{F}\{\alpha f(x) + \beta g(x)\}(k) = \alpha \mathcal{F}\{f(x)\}(k) + \beta \mathcal{F}\{g(x)\}(k).$$

2. Si f es real, entonces

$$\mathcal{F}\{f(x)\}(-k) = (\mathcal{F}\{f(x)\}(k))^*.$$

3. **Traslación:**

$$\mathcal{F}\{f(x + a)\}(k) = e^{ika} \mathcal{F}\{f(x)\}(k), \quad a \in \mathbb{R}.$$

4. **Cambio de escala:**

$$\mathcal{F}\{f(\alpha x)\}(k) = \frac{1}{|\alpha|} \mathcal{F}\{f(x)\}\left(\frac{k}{\alpha}\right), \quad \alpha \neq 0.$$

5. **Atenuación:**

$$\mathcal{F}\{f(x)e^{-ax}\}(k) = \mathcal{F}\{f(x)\}(k - ia), \quad a \in \mathbb{C}.$$

6. Si f es una función par, entonces \tilde{f} es una función real.

7. Si f es una función impar, entonces \tilde{f} es una función puramente imaginaria, es decir, $\tilde{f}(k) = -\tilde{f}(-k)$.

Demostración. Demostraremos los puntos desde el 1 hasta el 5, y volveremos más tarde a los puntos 6 y 7.

1. Por la definición (2.3) de la transformada de Fourier y usando el hecho de que las funciones son absolutamente convergentes, tenemos

$$\begin{aligned}\mathcal{F}\{\alpha f(x) + \beta g(x)\}(k) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [\alpha f(x) + \beta g(x)] e^{-ikx} dx \\ &= \frac{\alpha}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx + \frac{\beta}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(x) e^{-ikx} dx \\ &= \alpha \mathcal{F}\{f(x)\}(k) + \beta \mathcal{F}\{g(x)\}(k).\end{aligned}$$

2. Por la definición (2.3) de la transformada de Fourier y suponiendo que f es real:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}\{f(x)\}(-k) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-(-ikx)} dx \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) (e^{-ikx})^* dx \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [f(x) e^{-ikx}]^* dx \\ &= (\mathcal{F}\{f(x)\}(k))^*.\end{aligned}$$

3. Por la definición (2.3) de la transformada de Fourier, se tiene que

$$\mathcal{F}\{f(x+a)\}(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x+a) e^{-ikx} dx.$$

Al hacer la sustitución $s = x + a$, $ds = dx$, tenemos

$$\begin{aligned}\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x+a) e^{-ikx} dx &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(s) e^{-ik(s-a)} ds \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(s) e^{-iks+ika} ds \\ &= e^{ika} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iks} ds \right) \\ &= e^{ika} \mathcal{F}\{f(x)\}(k).\end{aligned}$$

4. Por la definición (2.3) de la transformada de Fourier, se tiene que

$$\mathcal{F}\{f(ax)\}(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(ax) e^{-ikx} dx.$$

Supondremos $\alpha > 0$. Haciendo el cambio de variable $u = \alpha x$, $du = \alpha dx$, tenemos

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha x) e^{-ikx} dx = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(u) e^{-i(k/\alpha)u} du \right) = \frac{1}{\alpha} \mathcal{F}\{f(x)\} \left(\frac{k}{\alpha} \right).$$

Ahora, si $\alpha < 0$, hacemos el mismo cambio de variable que antes, obteniendo

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha x) e^{-ikx} dx &= \frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\infty}^{-\infty} f(u) e^{-i(k/\alpha)u} du \right) \\ &= -\frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(u) e^{-i(k/\alpha)u} du \right) \\ &= -\frac{1}{\alpha} \mathcal{F}\{f(x)\} \left(\frac{k}{\alpha} \right). \end{aligned}$$

Por lo tanto, concluimos que, para $\alpha \neq 0$, se tendrá que

$$\mathcal{F}\{(\alpha x)\}(k) = \frac{1}{|\alpha|} \mathcal{F}\{f(x)\} \left(\frac{k}{\alpha} \right).$$

5. Por la definición (2.3) de la transformada de Fourier, se tiene que

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{f(x)e^{-ax}\}(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ax} e^{-ikx} dx \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx - ax} dx \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx + i^2 ax} dx \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ix(k - ia)} dx \\ &= \mathcal{F}\{f(x)\}(k - ia). \end{aligned}$$

Proposición 2.1. Sea $f(x)$ con transformada de Fourier $\mathcal{F}\{f(x)\}$ y $\lim_{x \rightarrow \pm\infty} f(x) = 0$. Entonces,

$$\boxed{\mathcal{F}\{f'(x)\} = ik\mathcal{F}\{f(x)\}}$$

Demostración. Usando la definición (2.3) de la transformada de Fourier, tenemos que

$$\begin{aligned}
 \mathcal{F}\{f'(x)\} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f'(x) e^{-ikx} dx \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{d}{dx} [f(x) e^{-ikx}] - (-ik) f(x) e^{-ikx} \right\} dx \\
 &= \frac{1}{2\pi} f(x) e^{-ikx} \Big|_{-\infty}^{\infty} + \frac{ik}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx \\
 &= ik \mathcal{F}\{f(x)\} + f(x) e^{-ikx} \Big|_{-\infty}^{\infty}.
 \end{aligned}$$

Como $\lim_{x \rightarrow \pm\infty} f(x) = 0$, obtenemos

$$\mathcal{F}\{f'(x)\} = ik \mathcal{F}\{f(x)\}.$$

En general,

$$\mathcal{F}\{f^{(n)}(x)\} = (ik)^n \mathcal{F}\{f(x)\},$$

siempre que todas las partes integradas se anulen cuando $x \rightarrow \pm\infty$.

Dado que hemos entendido la transformada de Fourier como una extensión de las series de Fourier, como es el caso de que las condiciones de existencia de la transformada de Fourier son las mismas *condiciones de Dirichlet* para la existencia de los coeficientes de Fourier. Por ello, esperaríamos una analogía a la fórmula de Parseval propia de las series de Fourier. Esta corresponde al siguiente teorema.

Teorema 2.3 (de Parseval). Si $f(x)$ y $g(x)$ son funciones reales y si $\tilde{f}(k)$ y $\tilde{g}(k)$ son sus correspondientes transformadas de Fourier, entonces

(i) (Primer teorema)

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{f}(k)|^2 dk = \int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx.$$

(ii) (Segundo teorema)

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k) \tilde{g}(-k) dk = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) g(x) dx.$$

Demostración. Notemos que (i) es consecuencia de (ii) al tomar $g(x) = f(x)$ real tal que $f^*(x) = f(x)$ y $\tilde{g}(-k) = \tilde{f}^*(k)$. Luego, nos bastará demostrar el segundo teorema de Parseval.

Usando la definición (2.3), tenemos que

$$\tilde{g}(-k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(x) e^{ikx} dx.$$

Luego,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k) \tilde{g}(-k) dk = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k) dk \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} g(x) e^{ikx} dx.$$

Supongamos que podemos intercambiar el orden de integración, por ejemplo, al suponer que las integrales

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k) e^{ikx} dk \text{ y } \int_{-\infty}^{\infty} g(x) e^{ikx} dx$$

son absolutamente integrables. Entonces,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k) \tilde{g}(-k) dk = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k) e^{ikx} dk \right) dx.$$

Aplicando la transformada inversa de Fourier dada por (2.4), concluimos que

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k) \tilde{g}(-k) dk = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) g(x) dx.$$

Ejemplo 2.2.1. Use el teorema de Parseval para evaluar

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(x)}{x^2} dx.$$

Solución: Esta integral puede ser calculada usando el teorema del residuo. En nuestro caso, usaremos el primer teorema de Parseval, teniendo en cuenta el resultado de la transformada de Fourier del pulso cuadrado en el ejemplo 2.1.1.

Para $a = 1$ en la ecuación (2.6), tenemos que

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{f}(k)|^2 dk = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(k)}{\pi^2 k^2} dk = \frac{1}{\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(k)}{k^2} dk.$$

Por el primer teorema de Parseval,

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{f}(k)|^2 dk &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx \\ \Rightarrow \frac{1}{\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(k)}{k^2} dk &= \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 dx = \frac{1}{\pi}. \end{aligned}$$

Por lo tanto,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(k)}{k^2} dk = \pi.$$

2.3. Transformadas seno y coseno

Dependiendo de la paridad de las funciones a las cuales le aplicamos una transformada de Fourier, es posible utilizar una forma *abreviada* de transformada, de manera similar a lo que podemos hacer para una serie de Fourier.

Notemos que, dada una función real $f(x)$ impar, tenemos que

$$\begin{aligned} \tilde{f}(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^0 f(x) e^{-ikx} dx + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\infty}^0 f(-x) e^{ikx} dx + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} f(x) e^{ikx} dx + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} f(x) [e^{ikx} - e^{-ikx}] dx \\ &= -\frac{2i}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} f(x) \sin(kx) dx \\ &= -i \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} f(x) \sin(kx) dx \right). \end{aligned}$$

Definición 2.5. Se define la **transformada seno de Fourier**, $\tilde{f}_s(k) = F_s(k)$ como

**Transformada seno
de Fourier**

$$\tilde{f}_s(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} f(x) \sin(kx) dx, \quad (2.9)$$

cuya transformada inversa es dada por

$$f(x) = F_s^{-1}\{F(k)\} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} F_s(k) \sin(kx) dx. \quad (2.10)$$

Dada una función $f(x)$ real e impar, su transformada de Fourier puede obtenerse como

$$\tilde{f}(k) = -i \tilde{f}_s(k).$$

De forma análoga, dada una función $f(x)$ real y par, tenemos

$$\begin{aligned}
 \tilde{f}(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^0 f(x) e^{-ikx} dx + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx \\
 &= -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\infty}^0 f(-x) e^{ikx} dx + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} f(x) e^{ikx} dx + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} f(x) [e^{ikx} + e^{-ikx}] dx \\
 &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} f(x) \cos(kx) dx .
 \end{aligned}$$

Transformada coseno de Fourier

Definición 2.6. Se define la **transformada coseno de Fourier**, $\tilde{f}_C(k) = \mathcal{F}_C(k)$ como

$$\tilde{f}_C(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} f(x) \cos(kx) dx , \quad (2.11)$$

cuya transformada inversa es dada por

$$f(x) = \mathcal{F}_C^{-1}\{F(k)\} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} F_C(k) \cos(kx) dx . \quad (2.12)$$

Dada una función $f(x)$ real y par, su transformada de Fourier puede obtenerse como

$$\tilde{f}(k) = \tilde{f}_C(k) .$$

Nuevamente, la elección del factor $\sqrt{\frac{2}{\pi}}$ es convencional, y otras elecciones pudieron ser hechas, mientras se satisfaga la integral de Fourier (2.5).

2.4. Delta de Dirac

Es común en física utilizar el concepto de *pulso con duración infinitamente corta*. Por ejemplo, un cuerpo en movimiento por un golpe repentino alcanza un momentum igual al impulso del golpe, matemáticamente,

$$mv = I = \int_{t_0}^{t_0+\tau} F(t) dt ,$$

donde $F(t)$ es la fuerza y τ es la duración de la acción de la fuerza. Al referirnos a un *golpe*, insinuamos que la duración es lo suficientemente pequeña como para que el

cambio en el momentum sea casi instantáneo. Sin embargo, para que esto sea posible, la fuerza debería haber sido infinita durante el golpe, y cero en otros lados.

Sin embargo, lo más probable es que la función se parezca a la figura X, donde h es muy grande y τ muy pequeño, tal que el área debajo de la curva corresponde al impulso I . Para esto, necesitaríamos conocer la forma exacta de $F(t)$, lo que no siempre es posible. Para resolver este problema, aproximamos un pulso de esta forma por la ‘función’² *Delta de Dirac*, que será de gran utilidad en diferentes áreas de la Física.

Definición 2.7. Se define la **Delta de Dirac** centrada en $x = a$ como la función

Delta de Dirac

$$\delta(x - a) = \begin{cases} 0, & x \neq a, \\ \infty, & x = a, \end{cases} \quad (2.13)$$

tal que la integral de $\delta(x)$ está normalizada,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - a) dx = 1, \quad (2.14)$$

y que para cualquier función $f(x)$ continua, satisface

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - a) f(x) dx = f(a). \quad (2.15)$$

Propiedad 2.2. Propiedades de la Delta de Dirac.

1. Si $\delta'(x)$ denota a la derivada de la delta de Dirac, y $f'(x)$ representa la derivada de $f(x)$, entonces se satisface

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta'(x) f(x) dx = -f'(0). \quad (2.16)$$

Esta idea se puede generalizar a derivadas de orden superior, tal que, asumiendo que f es m veces diferenciable

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta^{(m)}(x) f(x) dx = -f^{(m)}(0). \quad (2.17)$$

2. Dada la **función escalón de Heaviside**, definida como

$$\begin{cases} 0, & x < 0, \\ 1, & x > 0, \end{cases} \quad (2.18)$$

entonces la delta de Dirac puede entenderse como su derivada, es decir,

$$\delta(x) = \frac{dH}{dx}. \quad (2.19)$$

²Existe toda una discusión respecto al hecho de que este elemento no es una función propiamente dicha. Esta será omitida durante el curso.

3. Dada una función continua $\phi(x)$, la delta de Dirac satisface

$$\phi(x + a)\delta(x) = \phi(a)\delta(x), \quad (2.20)$$

y en particular,

$$x\delta(x) = 0. \quad (2.21)$$

4. A partir de las reglas de cambio de variables, podemos obtener que

$$\delta(g(x)) = \sum_i \frac{\delta(x - x_i)}{|g'(x_i)|}, \quad (2.22)$$

donde x_i son las raíces de la función g , es decir, $g(x_i) = 0$, y que además satisfacen $g'(x_i) \neq 0$, para todo x_i .

5. Como caso particular de la propiedad anterior, tenemos que

$$\delta(ax) = \frac{1}{|a|}\delta(x), \quad a \neq 0. \quad (2.23)$$

Como consecuencia,

$$\delta(-x) = \delta(x). \quad (2.24)$$

2.4.1. Representación integral

La delta de Dirac puede ser representada como

$$\delta(x - a) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik(x-a)} dk. \quad (2.25)$$

Podemos observar que esta definición es similar a la transformada de Fourier inversa de e^{-ika} . En efecto, utilizando la definición de la delta de Dirac, tenemos que

$$\tilde{f}(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - a) e^{-ikx} dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-ika}. \quad (2.26)$$

Ejemplo 2.4.1. Determine la transformada de Fourier de las funciones $\sin(\alpha x)$ y $\cos(\alpha x)$.

Observamos que, para $f(x) = \sin(\alpha x)$, tendremos

$$\begin{aligned}
 \mathcal{F}\{\sin(\alpha x)\}(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \sin(\alpha x) e^{-ikx} dx \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{e^{i\alpha x} - e^{-i\alpha x}}{2i} \right) e^{-ikx} dx \\
 &= \frac{1}{2i} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\alpha-k)x} dx - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\alpha+k)x} dx \right\} \\
 &= \frac{1}{2i} \left\{ \sqrt{2\pi} \delta(\alpha - k) - \sqrt{2\pi} \delta(\alpha + k) \right\},
 \end{aligned}$$

donde hemos usado la definición de la delta de Dirac (2.25). Luego,

$$\boxed{\mathcal{F}\{\sin(\alpha x)\}(k) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} i [\delta(k + \alpha) - \delta(k - \alpha)].} \quad (2.27)$$

De forma análoga, para $f(x) = \cos(\alpha x)$, tendremos

$$\begin{aligned}
 \mathcal{F}\{\cos(\alpha x)\}(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\alpha x) e^{-ikx} dx \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{e^{i\alpha x} + e^{-i\alpha x}}{2} \right) e^{-ikx} dx \\
 &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\alpha-k)x} dx + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\alpha+k)x} dx \right\} \\
 &= \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{2\pi} \delta(\alpha - k) + \sqrt{2\pi} \delta(\alpha + k) \right\},
 \end{aligned}$$

donde hemos usado la definición de la delta de Dirac (2.25). Luego,

$$\boxed{\mathcal{F}\{\cos(\alpha x)\}(k) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} [\delta(k + \alpha) + \delta(k - \alpha)].} \quad (2.28)$$

2.4.2. Delta de Dirac tridimensional

Por último, mencionaremos que es común en Física utilizar una delta de Dirac en tres (o más) dimensiones para describir distribuciones puntuales en el espacio, como lo puede ser una carga eléctrica puntual. Para ello, utilizamos una definición análoga al caso unidimensional, donde

$$\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{a}) = 0 \quad \vec{x} \neq \vec{a}, \quad (2.29)$$

donde $\vec{x} = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z}$ es el vector posición de nuestro sistema coordenado, y $\vec{a} = a_x\hat{x} + a_y\hat{y} + a_z\hat{z}$ es un vector cualquiera que localiza a nuestro punto en el espacio. Para

cualquier campo escalar, se cumplirá queda

$$\int_V \delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{a}) f(\vec{x}) dV = \begin{cases} f(\vec{a}), & \text{si } \vec{a} \in V, \\ 0, & \text{si } \vec{a} \notin V. \end{cases} \quad (2.30)$$

En coordenadas cartesianas, esta corresponde únicamente al producto de tres deltas de Dirac unidimensionales, una por cada coordenada del sistema, tal que

$$\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{a}) = \delta(x - a_x) \delta(y - a_y) \delta(z - a_z), \quad (2.31)$$

mientras que en un sistema de coordenadas curvilíneas ortogonales, cuyas coordenadas son (ξ_1, ξ_2, ξ_3) , y factores de escala

$$h_i = \left\| \frac{\partial \vec{x}}{\partial \xi_i} \right\| = \left[\left(\frac{\partial x}{\partial \xi_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \xi_i} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (2.32)$$

la delta de Dirac será dada por

$$\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_0) = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \delta(\xi_1 - \xi_{10}) \delta(\xi_2 - \xi_{20}) \delta(\xi_3 - \xi_{30}). \quad (2.33)$$

Demostración. Proponemos un ansatz de la forma

$$\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_0) = A(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \delta(\xi_1 - \xi_{10}) \delta(\xi_2 - \xi_{20}) \delta(\xi_3 - \xi_{30}),$$

donde $A(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$ es una función que depende de las coordenadas.

Este ansatz deberá satisfacer la condición de normalización de la delta de Dirac,

$$\begin{aligned} \int_{\mathbb{R}^3} \delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_0) dV &= \int A(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \delta(\xi_1 - \xi_{10}) \delta(\xi_2 - \xi_{20}) \delta(\xi_3 - \xi_{30}) h_1 h_2 h_3 d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 \\ &= A(\xi_{10}, \xi_{20}, \xi_{30}) h_1(\xi_{10}, \xi_{20}, \xi_{30}) h_2(\xi_{10}, \xi_{20}, \xi_{30}) h_3(\xi_{10}, \xi_{20}, \xi_{30}) \\ &= 1, \end{aligned}$$

con lo que podemos proponer que $A(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = (h_1 h_2 h_3)^{-1}$, con lo que la delta de Dirac en un sistema curvilíneo ortogonal arbitrario está dada por

$$\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_0) = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \delta(\xi_1 - \xi_{10}) \delta(\xi_2 - \xi_{20}) \delta(\xi_3 - \xi_{30}).$$

En particular, para **coordenadas esféricas**, la delta de Dirac es dada por

$$\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_0) = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \delta(r - r_0) \delta(\theta - \theta_0) \delta(\phi - \phi_0), \quad (2.34)$$

mientras que en **coordenadas cilíndricas**, será dada por

$$\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_0) = \frac{1}{\rho} \delta(\rho - \rho_0) \delta(\phi - \phi_0) \delta(z - z_0). \quad (2.35)$$

Mención aparte merece el caso en que el problema tiene simetría azimutal o axial. De acuerdo con la propiedad de normalización, $\int_V \delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_0) = 1$. Si omitimos la existencia de la delta en la coordenada azimutal ϕ , esta integral se cumplirá únicamente si definimos la delta como

$$\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_0) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{r^2 \sin \theta} \delta(r - r_0) \delta(\theta - \theta_0) \right), \quad = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\rho} \delta(\rho - \rho_0) \delta(z - z_0) \right),$$

ya que la integral de normalización incluirá un término de la forma

$$\int_0^{2\pi} r^2 \sin \theta d\phi = 2\pi r^2 \sin \theta, \\ \int_0^{2\pi} \rho d\phi = 2\pi \rho.$$

Si en el caso esférico tenemos simetría axial, entonces

$$\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_0) = \frac{1}{2r^2} \delta(r - r_0) \delta(\phi - \phi_0),$$

ya que

$$\int_0^\pi r^2 \sin \theta d\theta = 2r^2.$$

Por último, si tenemos tanto simetría axial como azimutal, entonces

$$\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_0) = \frac{1}{4\pi r^2} \delta(r - r_0),$$

ya que

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi r^2 \sin \theta d\theta = 4\pi r^2.$$

Ejemplo 2.4.2. Considere un anillo de carga Q distribuida uniformemente y radio a ubicado en el plano xy con su centro en el origen. Encuentre la densidad volumétrica de carga en coordenadas cilíndricas y en coordenadas esféricas.

Recordamos que una densidad de carga, integrada sobre la región de interés, debe corresponderse con la carga total del sistema, es decir,

$$\int_V \rho(\vec{x}) dV = Q.$$

Además, para una carga puntual Q situada en el punto \vec{x}_0 , podemos describir su densidad como

$$\rho(\vec{x}) = Q\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_0).$$

Usaremos un enfoque similar a aquel de la carga puntual, pero considerando que el anillo es un objeto en dos dimensiones. Dado que la carga se distribuye uniformemente sobre el anillo, podemos suponer que el sistema tiene simetría azimutal. Además, como se ubica en el plano xy , esto quiere decir que $z_0 = 0$, y que $\theta_0 = \pi/2$. De esta forma, la densidad de carga del sistema será dada por

$$\begin{aligned}\rho(\vec{x}) &= Q \frac{1}{2\pi\rho} \delta(\rho - a)\delta(z), \\ &= Q \frac{1}{2\pi r^2 \sin\theta} \delta(r - a)\delta(\theta - \pi/2).\end{aligned}$$

Es directo comprobar que, en ambos casos,

$$\int_V \rho(\vec{x}) = Q.$$

2.5. Convolución

Imaginemos algún tipo de *estímulo* físico, por ejemplo, una fuerza en el tiempo, $f(t)$. Consideremos que la respuesta a este estímulo puede ser modelada mediante la función $g(x, t) = g(x - t)$, como puede ser, por ejemplo, el movimiento de una partícula en la posición x frente a esta fuerza. Si el sistema es *lineal*, entonces la respuesta total en el punto x al estímulo global $\{f(t) : t \in \mathbb{R}\}$ será la *suma* de todas las contribuciones infinitesimales $[dt f(t)]g(x, t)$. Matemáticamente, a estas contribuciones las llamamos **convolución**.

Convolución

Definición 2.8. Sean $f(x)$ y $g(x)$ dos funciones reales, se define la operación **convolución** de dos funciones f y g como

$$(f * g)(x) := \int_{-\infty}^{\infty} f(y)g(x - y) dy. \quad (2.36)$$

Si nuestro estímulo es el potencial electrostático debido a una densidad de carga $\rho(\vec{x})$, nuestra respuesta total, que corresponde al potencial electrostático $\phi(\vec{x})$, se puede escribir como

$$\phi(\vec{x}) = \int_V \frac{\rho(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} dV' = \rho * \phi(\vec{x}), \quad (2.37)$$

donde $f(\vec{x}) = 1/|\vec{x}|$.



Figura 2.6: Distribución de carga de densidad $\rho(\vec{x})$.

Matemáticamente, podemos entender la convolución $f * g$ como *el grado de traslape* entre dos pulsos, $f(y)$ y $g(-y)$, cuando uno $g(-y)$ se encuentra desplazado en x unidades. Esta idea se puede observar en la figura 2.7.

Propiedad 2.3. Propiedades de la convolución.

Sean $f(x)$, $g(x)$ y $h(x)$ funciones reales. Entonces, se verifican las siguientes propiedades:

1. Conmutatividad:

$$f(x) * g(x) = g(x) * f(x).$$

2. Asociatividad:

$$[f(x) * g(x)] * h(x) = f(x) * [g(x) * h(x)].$$

3. Distributividad:

$$f(x) * [g(x) + h(x)] = f(x) * g(x) + f(x) * h(x).$$



Figura 2.7: Idea matemática de la convolución. En (a), se expresa cada función en términos de la variable de integración y . En (b), se refleja la gráfica de $g(y)$ con respecto al eje vertical, es decir, $g(y) \rightarrow g(-y)$. En (c), se traslada la gráfica de $g(-y)$, x unidades. Luego, se traslapan las gráficas de $f(y)$ y $g(x - y)$ de tal forma que el área sombreada corresponde al valor de $f * g$ para ese valor de x .

Teorema 2.4 (de convolución de Fourier). Sean $f(x)$, $g(x)$ y $h(x)$ funciones reales y sean $\tilde{f}(k)$, $\tilde{g}(k)$ y $\tilde{h}(k)$ sus correspondientes transformadas de Fourier.

- Si $\tilde{h}(k) = \tilde{f}(k)\tilde{g}(k)$, entonces

$$h(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}(f * g)(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(y)g(x - y) dy.$$

- Si $h(x) = f(x)g(x)$, entonces

$$\tilde{h}(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}(\tilde{f} * \tilde{g})(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(y)\tilde{g}(k - y) dy. \quad (2.38)$$

Demostración.

- Supongamos que $\tilde{h}(k) = \tilde{f}(k)\tilde{g}(k)$. Aplicando la transformada de Fourier inversa

dada por (2.4), tenemos que

$$\begin{aligned} h(x) &= \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{h}(k)\} = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{f}(k)\tilde{g}(k)\} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k)\tilde{g}(k)e^{ikx} dk \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(y)e^{-iky} dy \right) \tilde{g}(k)e^{ikx} dk. \end{aligned}$$

Si el intercambio de orden de integración es posible, entonces

$$\begin{aligned} h(x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(y) \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{g}(k)e^{ikx}e^{-iky} dk \right) dy \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(y) \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{g}(k)e^{ik(x-y)} dk \right) dy \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(y)g(x-y) dy = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}(f * g)(x). \end{aligned}$$

Como la convolución es conmutativa:

$$h(x) = \frac{1}{2\pi}(f * g)(x) = \frac{1}{2\pi}(g * f)(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(y)g(x-y) dy.$$

- Supongamos que $h(x) = f(x)g(x)$. Aplicando la transformada de Fourier dada por (2.3), tenemos que

$$\begin{aligned} \tilde{h}(k) &= \mathcal{F}\{f(x)g(x)\} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x)g(x)e^{-ikx} dx \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(y)e^{iyx} dy \right) g(x)e^{-ikx} dx. \end{aligned}$$

Si el intercambio de orden de integración es posible, entonces

$$\begin{aligned} \tilde{h}(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(y) \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(x)e^{iyx}e^{-ikx} dx \right) dy \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(y) \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(x)e^{-i(k-y)x} dx \right) dy \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(y)\tilde{g}(k-y) dy. \end{aligned}$$

Por lo tanto,

$$\tilde{h}(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}(\tilde{f} * \tilde{g})(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(y)\tilde{g}(k-y) dy.$$

Ejemplo 2.5.1. Sabiendo que [18]

$$\mathcal{F}\left\{\frac{2c}{x^2 + c^2}\right\} = e^{-c|k|}, \quad \text{para } c > 0.$$

Podemos usar el teorema de convolución para encontrar la transformada de Fourier de

$$f(x) = \frac{1}{x^4 + 5x^2 + 4} = \frac{1}{(x^2 + 1)(x^2 + 4)}. \quad (2.39)$$

En efecto,

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{f(x)\} &= \mathcal{F}\left\{\frac{1}{8} \frac{2}{x^2 + 1} \frac{4}{x^2 + 4}\right\} \\ &= \frac{1}{8} \left(\int_{-\infty}^{\infty} e^{-|y|} e^{-2|k-y|} dy \right) \\ &= \frac{1}{8} \left(\int_{-\infty}^0 e^y e^{-2|k-y|} dy + \int_0^{\infty} e^{-y} e^{-2|k-y|} dy \right). \end{aligned}$$

Si $k > 0$,

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{f(x)\} &= \frac{1}{8} \left(\int_{-\infty}^0 e^y e^{-2(k-y)} dy + \int_0^k e^{-y} e^{-2(k-y)} dy + \int_k^{\infty} e^{-y} e^{2(k-y)} dy \right) \\ &= \frac{1}{8} \left(\int_{-\infty}^0 e^{-2k+3y} dy + \int_0^k e^{-2k+y} dy + \int_k^{\infty} e^{2k-3y} dy \right) \\ &= \frac{1}{8} \left(\frac{1}{3} e^{-2k} + e^{-k} - e^{-2k} + \frac{1}{3} e^{-k} \right) \\ &= \frac{1}{6} e^{-k} - \frac{1}{12} e^{-2k}. \end{aligned}$$

Si $k < 0$,

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{f(x)\} &= \frac{1}{8} \left(\int_{-\infty}^k e^y e^{-2(k-y)} dy + \int_k^0 e^y e^{2(k-y)} dy + \int_0^{\infty} e^{-y} e^{2(k-y)} dy \right) \\ &= \frac{1}{8} \left(\int_{-\infty}^k e^{-2k+3y} dy + \int_k^0 e^{2k-y} dy + \int_0^{\infty} e^{2k-3y} dy \right) \\ &= \frac{1}{8} \left(\frac{1}{3} e^k - e^{2k} + e^k + \frac{1}{3} e^{2k} \right) \\ &= \frac{1}{6} e^k - \frac{1}{12} e^{2k}. \end{aligned}$$

Por lo tanto, para k positivo como negativo,

$$\mathcal{F}\{f(x)\} = \frac{1}{6}e^{-|k|} - \frac{1}{12}e^{-2|k|}$$

Una mejor forma de encontrar la transformada de Fourier de (2.39) es, en primer lugar, descomponer la función en fracciones parciales,

$$f(x) = \frac{1}{3} \frac{1}{x^2 + 1} - \frac{1}{3} \frac{1}{x^2 + 4},$$

para luego hacer usar de la linealidad de la transformada.

$$\begin{aligned}\mathcal{F}\{f(x)\} &= \frac{1}{6} \mathcal{F}\left\{\frac{2}{x^2 + 1}\right\} - \frac{1}{12} \mathcal{F}\left\{\frac{4}{x^2 + 4}\right\} \\ &= \frac{1}{6}e^{-|k|} - \frac{1}{12}e^{-2|k|}.\end{aligned}$$

Ecuaciones Diferenciales en Física

En física, es muy común que diversas situaciones sean modeladas no por ecuaciones que únicamente contengan potencias (enteras o semienteras) de alguna variable física, sino que incluyan derivadas de estas.

En sus cursos de Mecánica y de Ecuaciones Diferenciales, probablemente se familiarizaron con los casos del Oscilador Armónico y del Oscilador amortiguado, que son descritos por las ecuaciones (3.1) y (3.2), respectivamente.

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x, \quad (3.1)$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0. \quad (3.2)$$

Ambas ecuaciones consisten en ecuaciones diferenciales *ordinarias*, debido a que la función a derivar, $x(t)$, depende de una única variable, por lo cual todas las derivadas en ella son totales.

Sin embargo, muchas otras situaciones físicas no pueden ser descritas únicamente en términos de funciones de una sola variable, incluso cuando dicha función solo dependa de la posición. Por ejemplo, podríamos querer describir el potencial eléctrico de una distribución esférica de cargas, cuya densidad dependa de nuestra posición tanto respecto al centro de la esfera (variable r), así como también respecto al ángulo que forma con respecto de su polo norte (variable θ), de modo que este potencial será una función tanto de r como de θ . Este tipo de sistemas serán descritos por ecuaciones diferenciales *parciales* (EDPs).

Hasta el día de hoy, el desarrollo de métodos para resolver EDPs es un área de investigación activa en matemáticas, por lo que en este curso nos limitaremos a algunos de los métodos más tradicionales y que son la base para la descripción de la física de los siglos XVIII y XIX, como lo son la mecánica hamiltoniana, la teoría clásica de campos o la electrodinámica clásica.

3.1. Algunas ecuaciones básicas

A continuación listamos algunos ejemplos de EDPs *lineales* en la función incógnita ψ , y de, a lo más, *segundo orden*. Algunos puntos que mencionar antes de entrar en ellas, es que siempre que veamos una derivada respecto al tiempo, esto quiere decir que la función incógnita *tendrá una evolución temporal*.

También cabe mencionar que no todos los sistemas físicos pueden ser descritos por ecuaciones “bien portadas” como las que listaremos a continuación, ya que por ejemplo, en fenómenos que involucren turbulencias, como la física de plasmas o la física atmosférica, las ecuaciones son no lineales, lo que complica la posibilidad de resolverlas de forma analítica, y se encuentran fuera del alcance de este curso.

Ecuación de Laplace

Esta corresponde a la expresión

$$\nabla^2 \psi = 0, \quad (3.3)$$

la que surge en el estudio de diferentes sistemas físicos, como por ejemplo:

- el **potencial electrostático** en una región sin cargas.
- un **fluido irrotacional incompresible** en un movimiento estacionario, cuyo campo de velocidades es descrito como $\vec{v} = -\nabla\psi$.
- el **potencial gravitatorio**.
- una **distribución de temperatura estacionaria**, donde en este caso $\psi = T(x, t)$ corresponde al campo de temperaturas de un material.

Ecuación de Poisson

Esta corresponde, por llamarlo de una manera, a la generalización de la ecuación de Laplace para cualquier sistema con una función *fente* f conocida. Es dada por la expresión

$$\nabla^2 \psi = f(\vec{x}). \quad (3.4)$$

Esta corresponde a una ecuación *inhomogénea*, cuyas soluciones generales pueden escribirse como $\psi = \psi_h + \psi_p$, donde el primer término corresponde a la solución de la *ecuación homogénea* donde $f(x) = 0$, que en este caso corresponde a la ecuación de Laplace, y el segundo término es una *solución particular* de la ecuación de Poisson.

Esta puede surgir en situaciones similares a la ecuación de Laplace, pero en las cuales existen *fuentes* para los respectivos campos. Por ejemplo, para el caso electrostático, puede existir una fuente con densidad de carga $\rho(\vec{x})$, de modo que la ecuación que

describe el potencial eléctrico en dicha región será

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho(\vec{x})}{\epsilon_0}. \quad (3.5)$$

Ecuación de Helmholtz

Es una ecuación que surge al aplicar el método de separación de variables a una ecuación de onda (siendo ambos términos explicados más abajo), de modo que es una especie de *ecuación de onda independiente del tiempo*, o en otros contextos, una *ecuación de difusión independiente del tiempo*. Se escribe como

$$\nabla^2 \psi \pm k^2 \psi = 0. \quad (3.6)$$

Esta ecuación aparece en el estudio de diversas áreas, como la radiación electromagnética, la sismología, la acústica o el estudio de membranas (ondas elásticas en medios continuos).

Ecuación de difusión de calor dependiente del tiempo

Su nombre es autodescriptivo. Las series de Fourier surgen como un método para resolver esta ecuación en el siglo XIX.

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0, \quad (3.7)$$

donde α corresponde al coeficiente de difusión térmica.

Ecuación de onda dependiente del tiempo

Describe la propagación de una onda ψ tanto espacial como temporalmente. Suele escribirse como

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0, \quad (3.8)$$

o bien, definiendo el operador *d'Alembertiano* (comúnmente pronunciado como *box*) como $\square \equiv \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2$,

$$\square \psi = 0. \quad (3.9)$$

Ecuación de Klein-Gordon

Corresponde a una generalización de la ecuación de onda para trabajar con sistemas cuánticos relativistas, como es el trabajo de la física de partículas. Esta incorpora las constantes \hbar y c , que corresponden respectivamente a la constante de Planck reducida, y que es una de las constantes que nos indicará que estamos trabajando con

un sistema cuántico; y a la velocidad de la luz, que nos indica que trabajamos con un sistema relativista. Es dada por

$$\square \psi - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \psi = 0. \quad (3.10)$$

Ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo

Esta corresponde al límite no relativista de la ecuación de Klein-Gordon (es decir, cuando $c \sim \infty$) y es la que describe la evolución de un sistema en Mecánica Cuántica. Es dada por

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}(x, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(x) \right) \psi(x, t) = \hat{H} \psi(x, t). \quad (3.11)$$

3.2. Condiciones de borde

Para una EDP dada, las soluciones dependerán del dominio Ω en que queramos trabajar. Por ejemplo, un potencial electrostático en el vacío debe cumplir la ecuación de Laplace, pero será distinto en una esfera de radio r que en un cilindro de largo ℓ y radio ρ .

Por ello, debemos entregar información adicional a nuestro problema para poder resolver el problema. Esta información suele denominarse **condiciones de borde, de frontera o de contorno**, ya que tradicionalmente dan información del comportamiento de la función en los límites o bordes $\partial\Omega$ del sistema (véase figura 3.1).

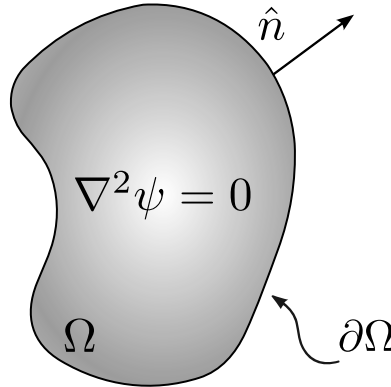


Figura 3.1: Dominio Ω de la ecuación de Laplace con borde $\partial\Omega$ y vector normal \hat{n} .

Puede ser útil clasificar las condiciones de contorno en tres tipos, aplicables a EDPs de segundo orden.

- Tenemos condiciones de tipo **Dirichlet** cuando nos dan información del comportamiento *de la función ψ* en la frontera $\partial\Omega$ de la región en que trabajamos.

- Tenemos condiciones de tipo **Neumann** cuando tenemos información de la *derivada normal de la función*, es decir $\partial\psi/\partial n := \hat{n} \cdot \nabla\psi$, en la frontera $\partial\Omega$.
- Tenemos condiciones de tipo **Cauchy** cuando tenemos a la vez condiciones de tipo Dirichlet y de tipo Neumann.

¿Cómo sabemos qué tipo de condición de borde es apropiada para nuestro problema? Es una discusión un tanto complicada que considero que escapa a los contenidos del curso, pero que puede revisar en los capítulos X de X y X de X. La idea, sin embargo, es que esto dependerá tanto del tipo de EDP como de la definición del dominio, es decir, si este es acotado por una superficie (o curva, en el caso de dos variables independientes) abierta o cerrada.

3.3. Encontrar soluciones para ecuaciones diferenciales parciales

Como se mencionó al inicio de este capítulo, las EDPs siguen siendo un área de investigación activa en matemáticas, por lo que no todas ellas tendrán soluciones exactas, o analíticas. Un ejemplo de esto son las *ecuaciones de Navier-Stokes*, que describen el comportamiento de un fluido viscoso, y surgen en el estudio de sistemas como la atmósfera terrestre o las corrientes oceánicas. Estas ecuaciones son particularmente conocidas por ser uno de los *problemas del milenio*, de modo que existe una recompensa monetaria para quien pueda demostrar la existencia (o inexistencia) de soluciones analíticas para cualquier conjunto de condiciones de borde.

Sin embargo, las ecuaciones que listamos en secciones previas sí pueden ser resueltas de forma analítica mediante uno de tres métodos que estudiaremos en el curso. Dos de ellos, el **método de separación de variables** y el **método de las funciones de Green** los veremos en capítulos siguientes del curso. El tercero corresponde al **método de las transformadas integrales**, donde diferentes transformadas son útiles para diferentes condiciones de contorno. En este curso, analizaremos únicamente a la transformada de Fourier.

3.3.1. Método de la transformada de Fourier

Como se discutió anteriormente, la transformada de Fourier puede aplicarse sobre una derivada n -ésima de una función sobre, por ejemplo, la variable temporal, de modo que se cumple la propiedad

$$\mathcal{F}\left\{\frac{d^n f}{dt^n}\right\} = (i\omega)^n \mathcal{F}\{f(t)\}. \quad (3.12)$$

Gracias a ella, podemos (potencialmente) reducir una ecuación diferencial parcial en dos variables, a una ecuación diferencial ordinaria en una variable en el espacio de

Fourier, que será en principio más fácil de resolver. Luego, aplicando la transformada inversa, podemos recuperar la solución a la EDP original.

Es posible que esta idea les sea familiar de su curso de Ecuaciones Diferenciales, al menos a quienes cursaron Ecuaciones Diferenciales Ordinarias, donde se plantea un método similar para EDOs mediante la transformada de Laplace, donde el objetivo es reducir nuestra EDO a una ecuación algebraica. La transformada de Fourier también puede ser utilizada en EDOs con el mismo objetivo.

Ejemplo 3.3.1. Considere la EDO para $x(t)$

$$\frac{d^2x}{dt^2} - x(t) = e^{-\alpha|t|}, \quad -\infty < t < \infty, \quad (3.13)$$

donde $\alpha > 0$, y sujeta a las condiciones de borde $x(\pm\infty) = 0$. Utilice la transformada de Fourier para resolver esta ecuación.

Solución. Aplicamos la transformada de Fourier a la ecuación, de modo que

$$\mathcal{F} \left\{ \frac{d^2x}{dt^2} - x(t) \right\} (\omega) = \mathcal{F} \{ e^{-\alpha|t|} \} (\omega) \quad (3.14)$$

$$\mathcal{F} \left\{ \frac{d^2x}{dt^2} \right\} (\omega) - \mathcal{F} \{ x(t) \} (\omega) = \mathcal{F} \{ e^{-\alpha|t|} \} (\omega), \quad (3.15)$$

donde tenemos que

$$\begin{aligned} \mathcal{F} \{ e^{-\alpha|t|} \} (\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha|t|} e^{-i\omega t} dt \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^0 e^{\alpha t} e^{-i\omega t} dt + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} e^{-\alpha t} e^{-i\omega t} dt \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^0 e^{(\alpha-i\omega)t} dt + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} e^{(-\alpha-i\omega)t} dt \\ &= \frac{e^{t(\alpha-i\omega)}}{\alpha-i\omega} \Big|_{-\infty}^0 + \frac{e^{t(-\alpha-i\omega)}}{-\alpha-i\omega} \Big|_0^{\infty} \\ &= \frac{1}{\alpha-i\omega} + \frac{1}{\alpha+i\omega} \\ &= \frac{2\alpha}{\alpha^2 + \omega^2}, \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F} \left\{ \frac{d^2x}{dt^2} \right\} (\omega) &= (i\omega)^2 \mathcal{F} \{ x \} (\omega) \\ &= -\omega^2 \mathcal{F} \{ x \} (\omega), \end{aligned} \quad (3.17)$$

de modo que la ecuación original, en el espacio de Fourier, se convierte en

$$-\omega^2 \hat{x}(\omega) - \hat{x}(\omega) = \frac{2\alpha}{\omega^2 + \alpha^2}, \quad (3.18)$$

que es una ecuación algebraica para $\hat{x}(\omega)$. Despejando, obtenemos

$$\hat{x}(\omega) = \frac{-2\alpha}{(\omega^2 + \alpha^2)(\omega^2 + 1)}. \quad (3.19)$$

Dado que esta ecuación es algebraica, es directo comprobar que satisface la condición de borde, y no debemos determinar ningún coeficiente. Ahora, podemos aplicar la transformada inversa a la solución (3.19), tal que

$$\begin{aligned} x(t) &= \mathcal{F}^{-1}\{\hat{x}(\omega)\}(t) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{x}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{-2\alpha}{(\omega^2 + \alpha^2)(\omega^2 + 1)} e^{i\omega t} d\omega \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2\alpha}{(\alpha^2 - 1)} \left(\frac{1}{\omega^2 + \alpha^2} - \frac{1}{\omega^2 + 1} \right) e^{i\omega t} d\omega \\ &= \frac{1}{\alpha^2 - 1} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2\alpha}{\omega^2 + \alpha^2} e^{i\omega t} d\omega + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha \frac{2}{\omega^2 + 1} e^{i\omega t} d\omega \right) \\ &= \frac{\sqrt{2\pi}}{\alpha^2 - 1} (e^{-\alpha|t|} - \alpha e^{-|t|}), \end{aligned} \quad (3.20)$$

donde el factor $\sqrt{2\pi}$ surge de la convención utilizada para la transformada de Fourier.

¿Para qué tipo de problemas puede ser útil trabajar con transformada de Fourier? Principalmente para resolver ecuaciones diferenciales en el dominio $(-\infty, \infty)$ con condiciones de borde homogéneas en el infinito. Particularmente, se recomienda utilizarla en ecuaciones diferenciales *lineales* con *coeficientes constantes*, pues en ambos casos podemos hacer uso de la propiedad de la linealidad de la transformada de Fourier.

¿En qué momento esto es útil para resolver EDPs? Supongamos que tenemos una función de dos variables, por ejemplo, de la posición x y del tiempo t . Al calcular la transformada de Fourier, lo hacemos **respecto de una sola variable**, ya sea de la posición, gracias a la cual pasamos al dominio del número de onda, o respecto del tiempo, caso en el que pasamos al dominio de las frecuencias. Por ello, si tenemos una ecuación diferencial que involucra tanto derivadas respecto a la posición como derivadas respecto al tiempo, podemos aplicar la transformada de Fourier respecto de una de las variables, tras lo cual la segunda actuará como una “constante” en el sistema.

Proposición 3.1. Método de la transformada de Fourier.

Dada una EDP que involucre tanto componentes espaciales como temporales, es posible aplicar la transformada de Fourier *sobre un tipo de componentes*, ya sea espaciales o temporales, con el objetivo de convertir nuestra ecuación en una EDO de menor orden. Para ello, seguimos el siguiente procedimiento:

Método de la transformada de Fourier

1. Evaluar qué transformada es más conveniente en nuestro problema. Normalmente utilizaremos aquella que nos permita utilizar nuestras condiciones de borde de la manera más sencilla.
2. Aplicar la transformada sobre las variables escogidas, de modo que nuestra EDP se convierta en una EDO, idealmente de menor orden que nuestro problema original.
3. Resolvemos la EDO en el espacio de Fourier.
4. De ser necesario, calculamos la transformada de Fourier de nuestra condición de borde, y la aplicamos a la solución obtenida en el espacio de Fourier.
5. De ser posible, calculamos la transformada de Fourier inversa, recuperando la solución al problema original.

El proceso descrito anteriormente puede sintetizarse en la figura 3.2.

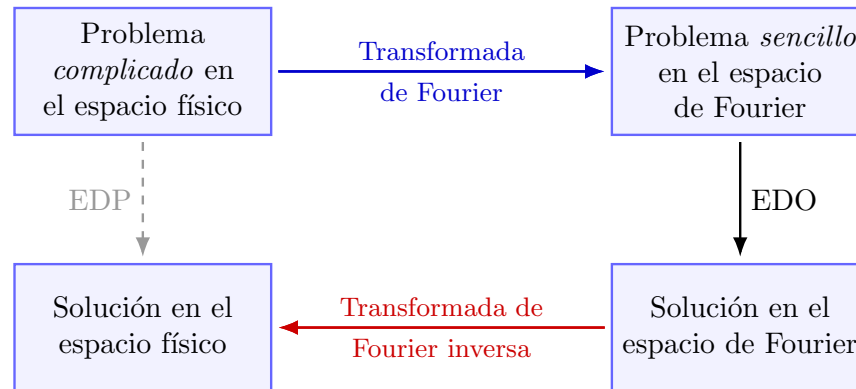


Figura 3.2: Diagrama de uso del método de la transformada de Fourier.

Para hacer más clara esta idea, consideremos el siguiente ejemplo.

Ejemplo 3.3.2. Sea la ecuación de difusión del calor dada por

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial u}{\partial t}(x, t) - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}(x, t) = 0, \quad x \in \mathbb{R}, \quad t > 0, \quad (3.21)$$

con condiciones de contorno dadas por $u(x, 0) = \sin(x)$, $x \in \mathbb{R}$. Mediante el método de la transformada de Fourier, encuentre la solución al problema.

Solución. Aplicamos la transformada de Fourier respecto a la coordenada x , de mo-

do que la ecuación (3.21) se transformará en

$$\begin{aligned} \mathcal{F} \left\{ \frac{1}{\alpha} \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right\} (k, t) &= \mathcal{F}\{0\}(k, t) \\ \frac{1}{\alpha} \mathcal{F} \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} \right\} (k, t) - \mathcal{F} \left\{ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right\} (k, t) &= 0. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Al hacer uso de la propiedad de la derivada *respecto de la variable de la transformada*, tenemos que

$$\mathcal{F} \left\{ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right\} (k, t) = (ik)^2 \mathcal{F}\{u\}(k, t) = -k^2 \hat{u}(k, t). \quad (3.23)$$

Dado que la transformada la hemos calculado *respecto de la posición*, la transformada y la derivada parcial respecto del tiempo conmutan, es decir,

$$\begin{aligned} \mathcal{F} \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} \right\} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial u}{\partial t}(x, t) e^{-ikx} dx \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, t) e^{-ikx} dx \right\} \\ &= \frac{\partial \hat{u}}{\partial t}(k, t), \end{aligned} \quad (3.24)$$

de modo que la ecuación (3.22) puede reescribirse como

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial \hat{u}}{\partial t}(k, t) + k^2 \hat{u}(k, t) = 0, \quad (3.25)$$

la que puede resolverse como una EDO en la variable t , cuya solución particular contiene una constante que, potencialmente, es una función de la variable k ,

$$\hat{u}(k, t) = A(k) e^{-\alpha k^2 t}, \quad (3.26)$$

donde para $t = 0$, $\hat{u}(k, 0) = A(k)$.

Aquí, podemos resolver el problema calculando la transformada de Fourier de la condición inicial, que en este caso será

$$\mathcal{F}\{u(x, 0)\} = \mathcal{F}\{\sin(x)\} = i\sqrt{\frac{\pi}{2}} [\delta(k+1) - \delta(k-1)] = A(k). \quad (3.27)$$

Así, la solución a nuestro problema original corresponderá a la transformada de Fourier inversa de la solución (3.26), es decir,

$$\begin{aligned} u(x, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} i\sqrt{\frac{\pi}{2}} [\delta(k+1) - \delta(k-1)] e^{-\alpha k^2 t} e^{ikx} dk \\ &= -\frac{1}{2i} (e^{-\alpha t} e^{-ix} - e^{-\alpha t} e^{ix}) \\ &= e^{-\alpha t} \sin(x). \end{aligned} \quad (3.28)$$

Un punto de discusión relevante sobre el último ejemplo tiene que ver con el hecho de que no siempre podremos calcular la transformada de Fourier inversa de una forma simple, pues nuestra condición inicial puede no ser tan sencilla. En ese caso, podemos hacer uso de la operación de convolución entre dos funciones, obteniendo una *solución general para la ecuación de difusión del calor*.

Ejemplo 3.3.3. Solución general a la ecuación de difusión del calor. Sea la ecuación de difusión del calor dada por

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial u}{\partial t}(x, t) - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}(x, t) = 0, x \in \mathbb{R}, t > 0, \quad (3.29)$$

con condiciones de contorno general dada por $u(x, 0) = u_0$. Mediante el método de la transformada de Fourier, encuentre la solución general al problema.

Solución. Continuamos desde la ecuación (3.26). A partir de esta, tendremos que la transformada inversa tomará la forma

$$u(x, t) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \hat{u}_0 e^{-\alpha k^2 t} \right\}, \quad (3.30)$$

lo que corresponde al producto de dos transformadas de Fourier, la de \hat{u}_0 y la de una *gaussiana*, las que pueden ser calculadas gracias a la ecuación (2.7), con $n = 1$ y $\alpha_G = \frac{1}{4\alpha t}$.¹ De este modo, la transformada de Fourier de la gaussiana es

$$\mathcal{F} \left\{ e^{-\frac{x^2}{4\alpha t}} \right\} = \sqrt{2\alpha t} e^{-\alpha k^2 t}, \quad (3.31)$$

mientras que la transformada inversa toma la forma

$$\mathcal{F}^{-1} \left\{ e^{-\alpha k^2 t} \right\} = \frac{e^{-\frac{x^2}{4\alpha t}}}{\sqrt{2\alpha t}}. \quad (3.32)$$

Utilizando el teorema de convolución (2.36), la solución general puede ser obtenida como

$$u(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} u(v, 0) \frac{e^{-\frac{(x-v)^2}{4\alpha t}}}{\sqrt{2\alpha t}} dv \quad (3.33)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{4\pi\alpha t}} \int_{-\infty}^{\infty} u(v, 0) e^{-\frac{(x-v)^2}{4\alpha t}} dv \quad (3.34)$$

$$= u(x, 0) * \frac{1}{\sqrt{2\alpha t}} e^{-\frac{x^2}{4\alpha t}}. \quad (3.35)$$

Queda como ejercicio comprobar que para la condición de borde $u(x, 0) = \sin(x)$, la solución obtenida por este camino es equivalente a (3.28).

El Método de Separación de Variables

Ya observamos que podemos hacer uso del método de la transformada de Fourier para reducir una ecuación diferencial en dos variables diferentes a una EDO en una sola variable. Sin embargo, no siempre será cómodo calcular la transformada de Fourier de una función, por lo que sería agradable tener una forma más general de hacer funcionar esta idea.

Para ello, hacemos uso del **método de separación de variables**, gracias al cual podemos reducir una EDP lineal de n variables en un conjunto de n EDOs para n funciones auxiliares, cada una asociada a una variable independiente de la EDP *y que no depende de las otras variables independientes*. Antes de ello, introduciremos la siguiente definición.

Definición 4.1. Una función de n variables $u(x_1, x_2, \dots, x_n)$ se dice **separable** si puede escribirse como producto de dos o más funciones diferentes, donde cada una de ellas depende de variables distintas, es decir, **Función separable**

$$u(x_1, x_2, \dots, x_n) = f(x_1, x_2, \dots, x_k)g(x_{k+1}, x_{k+2}, \dots, x_n), \quad (4.1)$$

y se dice **completamente separable** cuando puede escribirse como el producto de n funciones de una sola variable,

$$u(x_1, x_2, \dots, x_n) = X_1(x_1)X_2(x_2) \dots X_n(x_n). \quad (4.2)$$

Proposición 4.1. Método de Separación de Variables

Método de Separación de Variables

Dada una EDP lineal de n variables, podemos intentar resolverla mediante el método de separación de variables siguiendo el siguiente algoritmo:

1. Identificamos las variables independientes x_i de nuestra ecuación.
2. Proponemos una solución (o *ansatz*) completamente separable a nuestra ecuación, correspondiente al producto de n funciones auxiliares, donde cada fun-

- ción depende de solo una variable x_i .
3. Reemplazamos la solución propuesta en el paso anterior en nuestra ecuación diferencial.
 4. Dividimos la ecuación diferencial por la solución separable.
 5. Reordenamos la ecuación, de modo que a un lado de la igualdad quede una ecuación que depende únicamente de una de las variables.
 6. Dado que ambos lados de la igualdad obtenida en el paso anterior depende de variables diferentes, *separamos las variables*. Con esto nos referimos al hecho que la igualdad será válida únicamente si ambos lados son iguales a una *constante de separación* λ_i , por lo que igualamos ambas ecuaciones a esta constante.
 7. Hemos reducido nuestra EDP original a un sistema formado por una EDO en la variable x_i , y una EDP de $n - 1$ variables.
 8. Repetimos el paso 6, hasta haber introducido $n - 1$ constantes de separación.
 9. Nuestra EDP se ha convertido en un sistema de n EDOs, las que en principio podemos resolver, hallando las n funciones auxiliares de nuestro ansatz.
 10. Imponemos las restricciones físicas que correspondan a nuestro problema, como puede ser el no incluir soluciones con parte imaginaria. De ser posible, imponemos también las condiciones de borde sobre las EDO, siempre y cuando ellas dependan de una sola variable.
 11. Hallamos una solución particular a nuestra EDP, correspondiente al producto de las n funciones auxiliares.
 12. La solución general corresponderá a la combinación lineal de todas las posibles soluciones particulares, es decir, a la suma sobre las $n - 1$ constantes de separación.
 13. Imponemos las condiciones de borde de nuestro problema.

Una duda totalmente razonable es por qué consideramos soluciones separables. La verdad no hay una respuesta directa a esto, más allá de “*esperemos que funcione*”. Si no fuera el caso, y nuestro sistema comienza a complicarse, puede que sea una mejor idea utilizar algún método alternativo. Sin embargo, cabe mencionar que si los operadores diferenciales (derivadas n -ésimas) presentes en nuestra ecuación son aditivos, es decir, no tenemos combinaciones de las variables, una solución de este estilo suele funcionar.

Es posible que el algoritmo descrito anteriormente no sea tan claro de entender en primera instancia. Por ello, como ejemplo bastante ilustrativo, durante el capítulo resolveremos la ecuación de Helmholtz en diferentes sistemas coordenados, dando origen a diferentes *funciones especiales*, que serán discutidas en mayor profundidad en los ca-

pítulos siguientes.

4.1. Resolviendo la ecuación de Helmholtz

Recordemos que la ecuación de Helmholtz es dada por la expresión

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0, \quad (4.3)$$

donde k es una constante asociada al sistema. Desarrollaremos esta ecuación en los tres sistemas de coordenadas más comunes en física.

4.1.1. Coordenadas cartesianas

En un sistema cartesiano, el operador laplaciano se define simplemente como

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (4.4)$$

De esta forma, dado que nuestra ecuación posee tres variables independientes, podremos reducirla a un sistema de 3 EDOs en las variables x , y y z . Antes de realizar este procedimiento, plantearemos una solución de la forma

$$\psi(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z). \quad (4.5)$$

Evaluando la expresión (4.5) en la ecuación (4.3), podemos escribirla como

$$YZ \frac{d^2 X}{dx^2} + XZ \frac{d^2 Y}{dy^2} + XY \frac{d^2 Z}{dz^2} + k^2 XYZ = 0, \quad (4.6)$$

donde ahora utilizamos derivadas totales en lugar de parciales, puesto que cada una de las funciones depende únicamente de una variable.

Dividimos ahora por la solución XYZ , donde hemos asumido que $\psi(x, y, z) \neq 0$, de modo que, luego de reordenar los términos, la ecuación resulta en

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} = -k^2 - \frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} - \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2}. \quad (4.7)$$

Hemos llegado al paso en donde se aprecia esta *separación de variables*. Notemos que el lado izquierdo de la ecuación (4.7) contiene únicamente términos asociados a la variable x , mientras que el lado derecho aún tiene dependencia en y y en z . La única posibilidad de que ambos lados sean iguales, dado que dependen de variables distintas, es que ambos son a su vez iguales a una *constante de separación*, que en este caso

asumiremos real y llamaremos λ_1 ,

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} = \lambda_1, \quad (4.8)$$

$$-k^2 - \frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} - \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = \lambda_1. \quad (4.9)$$

Notemos que, reordenando términos en la ecuación (4.9), podemos nuevamente separar las variables mediante una constante λ_2 , de modo que hemos *dividido la EDP original, dependiente de tres variables, en un sistema de tres EDOs, introduciendo dos constantes de separación*,

$$\frac{d^2 X}{dx^2} - \lambda_1 X = 0, \quad (4.10)$$

$$\frac{d^2 Y}{dy^2} - \lambda_2 Y = 0, \quad (4.11)$$

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} + (k^2 + \lambda_1 + \lambda_2)Z = 0. \quad (4.12)$$

Cada una de estas EDOs son resolubles mediante los métodos vistos en su primer curso de Ecuaciones Diferenciales, y las soluciones dependerán del valor y del signo de las constantes de separación. Analicemos las posibles soluciones de la ecuación (4.10):

$$X_{\lambda_1}(x) = \begin{cases} c_1 \sinh(\sqrt{\lambda_1}x) + c_2 \cosh(-\sqrt{\lambda_1}x), & \text{si } \lambda_1 > 0, \\ c_1 + c_2 x, & \text{si } \lambda_1 = 0, \\ c_1 \cos(\sqrt{-\lambda_1}x) + c_2 \sin(\sqrt{-\lambda_1}x), & \text{si } \lambda_1 < 0. \end{cases} \quad (4.13)$$

Aquí es importante no olvidar que tenemos una motivación física para realizar estos cálculos, lo que nos ayudará a determinar el signo de la constante de separación. Para la mayoría de los problemas físicos, la solución para $X(x)$ que tiene sentido es aquella en que λ_1 es negativo, de modo que la solución es una oscilación en la coordenada x . Así mismo, podemos hacer un análisis análogo para cada una de las otras ecuaciones, obteniendo soluciones denotadas por $Y_{\lambda_2}(y)$ y $Z_{\lambda_1\lambda_2}(z)$, donde es importante indicar el subíndice, ya que esta solución es válida para un valor particular de las constantes de separación.

De esta forma, una solución particular a nuestra EDP es dada por

$$\psi_{\lambda_1\lambda_2}(x, y, z) = X_{\lambda_1}(x)Y_{\lambda_2}(y)Z_{\lambda_1\lambda_2}(z), \quad (4.14)$$

y la solución general corresponderá a una combinación lineal de la solución (4.14), correspondiendo a una suma sobre todos los valores posibles de λ_1 y λ_2 , es decir,

$$\psi(x, y, z) = \sum_{\lambda_1\lambda_2} C_{\lambda_1\lambda_2} \psi_{\lambda_1\lambda_2}(x, y, z), \quad (4.15)$$

donde los coeficientes $C_{\lambda_1\lambda_2}$ serán obtenidos al imponer las condiciones de contorno del problema, que por lo general nos llevará a un conjunto finito de valores para λ_1 y λ_2 .

4.1.2. Coordenadas cilíndricas

En este caso, el laplaciano debe definirse de una forma diferente, dada por

$$\nabla^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (4.16)$$

de modo que la ecuación de Helmholtz (4.3) se podrá escribir como

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k^2 \psi = 0. \quad (4.17)$$

Nuevamente plantearemos una solución que sea producto de tres funciones, cada una dependiente de una de las variables del problema, es decir

$$\psi(\rho, \phi, z) = P(\rho)\Phi(\phi)Z(z), \quad (4.18)$$

que al sustituirlas en la expresión (4.17) resultará en

$$\frac{\Phi Z}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dP}{d\rho} \right) + \frac{PZ}{\rho^2} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + P\Phi \frac{d^2 Z}{dz^2} + k^2 P\Phi Z = 0, \quad (4.19)$$

y dividiendo por $P\Phi Z$, junto a un reordenamiento de los términos, llegamos a la expresión

$$\frac{1}{\rho P} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dP}{d\rho} \right) + \frac{1}{\rho^2 \Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + k^2 = -\frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2}. \quad (4.20)$$

Dado que a ambos lados de la ecuación tenemos una dependencia en variables diferentes, ambos lados deben ser iguales a una constante para no depender de ellas. Llamaremos a esta constante λ_1 , de modo que

$$\frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = -\lambda_1, \quad (4.21)$$

$$\frac{1}{\rho P} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dP}{d\rho} \right) + \frac{1}{\rho^2 \Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + k^2 = \lambda_1. \quad (4.22)$$

En este caso, pueden ser soluciones físicas tanto el caso en que $\lambda_1 > 0$, donde obtendremos soluciones oscilantes (como lo hace Riley), o bien que $\lambda_1 < 0$, donde obtendremos soluciones exponenciales (como lo hace Arfken). La solución que escojamos dependerá de las condiciones de borde del problema.

Ahora, definiendo un valor auxiliar $n^2 = k^2 + \lambda_1$, podemos separar la ecuación (4.22) en una parte que dependa de ρ y una que dependa de ϕ , de modo que luego de multiplicar por ρ^2 y manipular un poco los términos, obtenemos la ecuación

$$\frac{\rho}{P} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dP}{d\rho} \right) + \rho^2 n^2 = -\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2}, \quad (4.23)$$

e introduciendo una constante de separación λ_2 , obtenemos las siguientes expresiones

$$\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = -\lambda_2, \quad (4.24)$$

$$\frac{\rho}{P} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dP}{d\rho} \right) + n^2 \rho^2 = \lambda_2. \quad (4.25)$$

Las soluciones físicas para la EDO de ϕ deberán ser periódicas, dado que $\Phi(\phi + 2\pi) = \Phi(\phi)$, con lo que necesitamos que $\lambda_2 > 0$, ya que el signo menos en (4.24) produce que el lado derecho de la igualdad sea negativo. Llamamos $\lambda_2 = m^2$, donde m es un número entero para satisfacer la condición de periodicidad.

Solo nos queda resolver la ecuación radial, es decir, la EDO

$$\rho \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dP}{d\rho} \right) + (n^2 \rho^2 - m^2)P = 0, \quad (4.26)$$

que al realizar el cambio de variable $x = n\rho$, $dx = n d\rho$, y definiendo $Y(x) = P(\rho) = P(x/n)$, puede reescribirse como

$$x \frac{d}{dx} \left(x \frac{dY}{dx} \right) + (x^2 - m^2)Y = 0, \quad (4.27)$$

ecuación que se conoce como **ecuación diferencial de Bessel**, cuyas soluciones son las *funciones de Bessel* que estudiaremos más adelante en el curso.

De esta forma, una solución particular de la ecuación de Helmholtz en coordenadas cilíndricas será

$$\psi_{\lambda_1, m}(\rho, \phi, z) = P_{\lambda_1, m}(\rho) \Phi_m(\phi) Z_{\lambda_1}(z), \quad (4.28)$$

y la solución general será la combinación lineal de las soluciones (4.28), con coeficientes a determinar mediante las condiciones de contorno,

$$\psi(\rho, \phi, z) = \sum_{\lambda_1, m} C_{\lambda_1, m} P_{\lambda_1, m}(\rho) \Phi_m(\phi) Z_{\lambda_1}(z). \quad (4.29)$$

Algo interesante que señalar es que esta solución se mantiene incluso si k^2 no es una constante, sino una función de la forma

$$k^2 \rightarrow f(\rho) + \frac{g(\phi)}{\rho^2} + h(z). \quad (4.30)$$

4.1.3. Coordenadas esféricas

En un sistema esférico (r, θ, ϕ) el operador laplaciano se define como

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right), \quad (4.31)$$

con lo que la ecuación de Helmholtz queda como

$$\frac{1}{r^2 \sin \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} \right) + k^2 \psi = 0, \quad (4.32)$$

por lo que planteamos un *ansatz* de la forma

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi), \quad (4.33)$$

que al ser sustituido en la ecuación (4.32) resulta en

$$\frac{\Theta\Phi}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{R\Phi}{r^2 \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \frac{R\Theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + k^2 R\Theta\Phi = 0. \quad (4.34)$$

Dividiendo por $R\Theta\Phi$ y reordenando los términos, podemos llegar a la expresión

$$\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = r^2 \sin^2 \theta \left[-\frac{1}{Rr^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) - \frac{1}{\Theta r^2 \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) - k^2 \right]. \quad (4.35)$$

En este momento, podemos separar ambos lados de la ecuación al igualarlas a una constante λ_1 , de modo que obtenemos el sistema de ecuaciones

$$\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = \lambda_1 \quad (4.36)$$

$$r^2 \sin^2 \theta \left[-\frac{1}{Rr^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) - \frac{1}{\Theta r^2 \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) - k^2 \right] = \lambda_1, \quad (4.37)$$

y como en la coordenada azimutal ϕ debe cumplirse la condición de periodicidad $\Phi(\phi) = \Phi(\phi + 2\pi)$, entonces $\lambda_1 < 0$, y lo denotamos por $\lambda_1 = -m^2$, con m un número entero. Luego, reemplazamos este valor en la ecuación (4.37) para poder separarla. Multiplicando por r^2 , y manipulando un poco los términos, obtenemos la expresión

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + k^2 r^2 = -\frac{1}{\Theta \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \frac{m^2}{\sin^2 \theta}. \quad (4.38)$$

Introduciendo una segunda constante de separación λ_2 , obtenemos las ecuaciones

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + (k^2 r^2 - \lambda_2) R = 0 \quad (4.39)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left(\lambda_2 - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right) \Theta = 0. \quad (4.40)$$

En este caso, vale la pena hacer un análisis en función del valor de m^2 para la ecuación axial.

- Si $m = 0$, hacemos el cambio de variable $x = \cos \theta$, de modo que $dx = -\sin \theta d\theta$. Definiendo una función $Y(x) = \Theta(\theta) = \Theta(\arccos x)$, la EDO toma la forma

$$\frac{d}{dx} \left[(1-x^2) \frac{dY}{dx} \right] + \lambda_2 Y = 0, \quad (4.41)$$

lo que corresponde a la **ecuación diferencial de Legendre**, cuyas soluciones son los *polinomios de Legendre*, que se estudiarán en detalle más adelante en el curso.

Dado que nuestra variable x es definida a partir de un coseno, esta estará acotada en su dominio, es decir, si $\theta \in [0, \pi]$, entonces $x \in [-1, 1]$. Si además exigimos que la solución sea acotada, podemos demostrar (como se hará más adelante) que $\lambda_2 = \ell(\ell+1)$, con $\ell = 0, 1, 2, \dots$.

- Si $m \neq 0$, podemos realizar el mismo cambio de variables, obteniendo la ecuación

$$\frac{d}{dx} \left[(1-x^2) \frac{dY}{dx} \right] + \left(\lambda_2 - \frac{m^2}{1-x^2} \right) Y = 0, \quad (4.42)$$

que corresponde a la **ecuación diferencial asociada de Legendre**, cuyas soluciones son los *polinomios asociados de Legendre*. Nuevamente, una solución acotada requerirá que $\lambda_2 = \ell(\ell+1)$, pero en este caso no puede tomar cualquier valor entero, sino que debe satisfacer $\ell \geq m$.

Por otra parte, en la ecuación radial podemos hacer el cambio de variable $x = kr$, de modo que $dx = kdr$. Definiendo una función $Y(x) = R(r) = R(x/k)$, podemos reescribir la EDO como

$$\frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dY}{dx} \right) + (x^2 - \lambda_2) Y = 0, \quad (4.43)$$

que corresponde a la **ecuación diferencial esférica de Bessel**, cuyas soluciones son las *funciones esféricas de Bessel*, que serán estudiadas más adelante.

En el caso particular en que $k = 0$, recuperamos la ecuación de Laplace, y la ecuación radial se convierte en una EDO de Euler-Cauchy,

$$r^2 R'' + 2rR' - \lambda_2 R = 0, \quad (4.44)$$

con soluciones que dependen del valor de λ_2 . Sin embargo, al exigir soluciones finitas e imponer que $\lambda_2 = \ell(\ell+1)$, solo tenemos una solución posible, de la forma

$$R(r) = Ar^\ell + Br^{-(\ell+1)}. \quad (4.45)$$

Así, una solución particular será dada por

$$\psi_{\ell,m}(r, \theta, \phi) = R_\ell(r) \Phi_m(\phi) \Theta_{\ell,m}(\theta), \quad (4.46)$$

y la solución general corresponde a su combinación lineal con coeficientes a determinar mediante las condiciones de contorno,

$$\psi(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell,m} R_\ell(r) \Phi_m(\phi) \Theta_{\ell,m}(\theta). \quad (4.47)$$

4.2. El método de series para EDO

Hasta ahora, hemos estudiado ecuaciones que al cumplir ciertas propiedades, como tener una forma u otra, sabemos hallar una solución de una forma sencilla, como una ecuación de Euler-Cauchy, una EDO lineal de segundo orden con coeficientes constantes, entre otras. Sin embargo, existen algunas ecuaciones que pese a aparentar ser sencillas, no es posible hallar una solución en términos de funciones conocidas, como es el caso de la *ecuación de Airy*

$$y'' - xy = 0. \quad (4.48)$$

En estos casos, podemos hacer uso del llamado *método de series de potencias* para obtener una solución que, si bien no tiene una forma compacta, nos permite resolver dichos problemas, y encontrar aproximaciones válidas.

Consideremos una ecuación diferencial ordinaria, lineal y de segundo orden cuyos coeficientes son polinomios en la variable independiente del problema, de la forma

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + P(x) \frac{dy}{dx} + Q(x)y(x) = 0. \quad (4.49)$$

En general, consideraremos que $P(x)$ y $Q(x)$ son funciones *analíticas* de x en, al menos, un punto $x = x_0$ a menos que se indique lo contrario.

Antes de discutir la existencia de soluciones para esta ecuación, debemos definir las nociones de punto *ordinario* y de punto *singular*.

Definición 4.2. Dada una ecuación diferencial de la forma (4.49), decimos que un punto x_0 es un **punto ordinario** de la ecuación si las funciones $P(x)$ y $Q(x)$ son *analíticas* en $x = x_0$. En caso de que $P(x)$ o $Q(x)$ diverjan en $x = x_0$, diremos que x_0 es un **punto singular**.

Puntos ordinarios y singulares

Definición 4.3. Dado un punto singular $x = x_0$ para una EDO de la forma (4.49), diremos que x_0 es un **punto singular regular** si tanto $(x - x_0)P(x)$ como $(x - x_0)^2 Q(x)$ son analíticas en $x = x_0$. En caso contrario, x_0 es un **punto singular irregular, o esencial**.

Puntos singulares regulares y esenciales

En el caso en que el coeficiente $P(x)$ no se anula en el dominio del sistema, podemos garantizar la existencia de una solución para (4.49) mediante el siguiente teorema¹

Teorema 4.1 (de Fuchs). Una ecuación diferencial de la forma (4.49) posee al menos una solución expresable en una serie de potencias en torno a $x = x_0$ si este es un punto ordinario o un punto singular regular de la EDO (4.49). La solución será de la forma

$$y(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n (x - x_0)^{n+s}, \quad a_0 \neq 0 \quad (4.50)$$

¹En este apunte hemos omitido gran parte de la discusión sobre la naturaleza de este tipo de soluciones. Si desea revisarla en más detalle, puede consultar el capítulo 3, sección 5 de [8].

para un número s real y positivo, o bien, de la forma

$$y(x) = y_0 \ln(x - x_0) + \sum_{n=0}^{\infty} b_n (x - x_0)^{n+r}, \quad b_0 \neq 0 \quad (4.51)$$

para algún número r real y positivo, donde y_0 es una solución de la forma (4.50).

A la solución de la forma (4.50) se le conoce como **serie de Frobenius**, mientras que a una solución de la forma (4.51) se le suele denominar **serie generalizada de Frobenius**.

Método de Frobenius

Proposición 4.2. Método de Frobenius.

Dada una EDO lineal de segundo orden de la forma (4.49), podemos proponer una solución en forma de serie de Frobenius (4.50), que en general, podrá ser diferenciada al menos dos veces dentro de su radio de convergencia. Podremos determinar los coeficientes de nuestra serie siguiendo el siguiente algoritmo:²

1. Hallamos la primera y segunda derivada de nuestra serie, re-indexando, de ser necesario, de modo que siempre empecemos nuestra suma en $k = 0$. Esto es,

$$y'(x) = \sum_{k=0}^{\infty} (k + s) A_k x^{k+s-1}, \quad (4.52)$$

$$y''(x) = \sum_{k=0}^{\infty} (k + s - 1)(k + s) A_k x^{k+s-2}. \quad (4.53)$$

2. Sustituimos las derivadas en nuestra EDO homogénea (4.49). Multiplicamos la ecuación por x^2 , y luego de manipulaciones algebraicas, obtenemos la expresión

$$[s(s-1) + p(x)s + q(x)]A_0 x^s + \sum_{k=1}^{\infty} [(k+s-1)(k+s) + p(x)(k+s) + q(x)]A_k x^{k+s} = 0, \quad (4.54)$$

donde $p(x) = xP(x)$ y $q(x) = x^2Q(x)$.²

3. Dado que la ecuación (4.54) es nula término a término y asumiendo que el coeficiente A_0 es no nulo, podemos obtener la *ecuación indicial* para $k = 0$,

$$I(s) = s(s-1) + p(0)s + q(0). \quad (4.55)$$

4. Igualando a cero las potencias superiores de x , nos lleva a las *relaciones de recurrencia* de la forma

$$A_k = f(j, s)A_j, \quad (4.56)$$

donde j es un índice tal que $j > k$. Usualmente, podemos hacer que estas dependan de solo uno o dos coeficientes, típicamente A_0 y A_1 .

5. A partir de nuestras condiciones de contorno, podemos determinar los valores de los coeficientes A_k . Además, es posible determinar el valor de s a partir de la ecuación indicial (4.55).
6. La solución general a nuestra ecuación dependerá de las raíces s_1 y s_2 de la ecuación indicial:
 - a. Si s_1 y s_2 son tales que su diferencia *no es un número entero*, entonces la solución general es de la forma

$$\begin{aligned} y(x) &= C_1 y_1(x) + C_2 y_2(x) \\ &= C_1 \left(x^{s_1} \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k \right) + C_2 \left(x^{s_2} \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k \right). \end{aligned} \quad (4.57)$$

- b. Si $s_1 = s_2$, entonces el método de Frobenius nos entrega solo una solución, y la segunda solución será una serie de Frobenius generalizada (4.51), de modo que la solución general será

$$\begin{aligned} y(x) &= C_1 y_1(x) + C_2 y_2(x) \\ &= C_1 \left(x^s \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k \right) + C_2 \left(\alpha y_1(x) \ln(x) + \sum_{k=0}^{\infty} b_k x^{k+s} \right), \end{aligned} \quad (4.58)$$

donde α es una constante a determinar.

- c. Si s_1 y s_2 son tales que su diferencia *sí es un número entero*, existirá al menos una solución en forma de serie de potencias, correspondiente a la raíz mayor, mientras que la segunda puede ser tanto una serie de potencias (a.) o una solución logarítmica (b.).

Teorema 4.2. Si $x = x_0$ es un punto ordinario de la ecuación (4.49), entonces podemos hallar la solución general a partir de una serie de potencias mediante el método de Frobenius con $s = 0$, con ciertas modificaciones, las que son:

1. Nos interesa que las derivadas puedan expresarse en términos de x^n , reindexando de ser necesario.
2. No multiplicamos la ecuación por x^2 .
3. Omitimos este paso.

Esto dará origen a dos soluciones, y_1 e y_2 , las que son linealmente independientes.

²Por simplicidad y para no sobrecargar la notación, consideraremos el caso en que $x_0 = 0$. Sin embargo, el procedimiento sigue siendo válido para $x_0 \neq 0$.

²Puede encontrar algo más de información respecto a esta elección en el capítulo 6 de [29]. Para efectos de este curso, confíen en que funciona.

Ejemplo 4.2.1. Encuentre una solución a la ecuación de Airy

$$y'' - xy = 0, \quad (4.59)$$

utilizando el método de series alrededor de $x_0 = 0$.

Solución. Según la estructura (4.49), tenemos que $P(x) = 0$ y $Q(x) = -x$. Como $P(x)$ y $Q(x)$ son funciones analíticas en \mathbb{R} (función constante y lineal, respectivamente) y en particular en $x_0 = 0$, entonces $x_0 = 0$ es un punto ordinario de la EDO, por lo que podemos utilizar el método de Frobenius con $s = 0$. Entonces, postulamos una solución de la forma

$$y(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n x^n. \quad (4.60)$$

Calculando las derivadas, tenemos

$$y'(x) = \sum_{n=1}^{\infty} n a_n x^{n-1} = \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) a_{n+1} x^n, \quad (4.61)$$

$$y''(x) = \sum_{n=2}^{\infty} n(n-1) a_n x^{n-2} = \sum_{n=0}^{\infty} (n+2)(n+1) a_{n+2} x^n. \quad (4.62)$$

Reemplazamos en nuestra ecuación original, obteniendo la expresión

$$\sum_{n=0}^{\infty} (n+2)(n+1) a_{n+2} x^n - x \sum_{n=0}^{\infty} a_n x^n = 0 \quad (4.63)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} (n+2)(n+1) a_{n+2} x^n - \sum_{n=0}^{\infty} a_n x^{n+1} = 0 \quad (4.64)$$

$$2a_2 + \sum_{n=1}^{\infty} (n+2)(n+1) a_{n+2} x^n - \sum_{n=1}^{\infty} a_{n-1} x^n = 0. \quad (4.65)$$

Iguamos la expresión a cero término a término, ya que buscamos una solución no trivial. Esto conlleva a que $a_2 = 0$, y a la relación de recurrencia

$$(n+2)(n+1) a_{n+2} = a_{n-1}, \quad (4.66)$$

$$a_{n-2} = \frac{a_{n-1}}{(n+1)(n+2)}. \quad (4.67)$$

Desarrollemos esta relación de recurrencia. Notamos que

$$\begin{aligned}
 n = 1; \quad a_3 &= \frac{a_0}{2 \cdot 3} \\
 n = 2; \quad a_4 &= \frac{a_1}{3 \cdot 4} \\
 n = 3; \quad a_5 &= \frac{a_2}{4 \cdot 5} = 0 \\
 n = 4; \quad a_6 &= \frac{a_3}{5 \cdot 6} = \frac{a_0}{2 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 6} \\
 n = 5; \quad a_7 &= \frac{a_4}{6 \cdot 7} = \frac{a_1}{3 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 7} \\
 n = 6; \quad a_8 &= \frac{a_5}{7 \cdot 8} = 0 \\
 n = 7; \quad a_9 &= \frac{a_6}{8 \cdot 9} = \frac{a_0}{2 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 6 \cdot 8 \cdot 9},
 \end{aligned}$$

y así sucesivamente. Por lo tanto, tenemos que

$$y(x) = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + \dots \quad (4.68)$$

$$= a_0 \left(1 + \frac{x^3}{2 \cdot 3} + \frac{x^6}{2 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 6} + \frac{x^9}{2 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 6 \cdot 8 \cdot 9} + \dots \right) \quad (4.69)$$

$$+ a_1 \left(x + \frac{x^4}{3 \cdot 4} + \frac{x^7}{3 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 7} + \frac{x^{10}}{3 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 10} + \dots \right) \quad (4.70)$$

$$= a_0 \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^{3n}}{2 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 6 \cdot \dots \cdot (3n-1) \cdot (3n)} \right) \quad (4.71)$$

$$+ a_1 \left(x + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^{3n+1}}{3 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 7 \cdot \dots \cdot (3n) \cdot (3n+1)} \right) \quad (4.72)$$

$$= a_0 \text{Ai}(x) + a_1 \text{Bi}(x), \quad (4.73)$$

donde Ai y Bi son las *funciones de Airy*, que son linealmente independientes entre sí.

Funciones de Legendre

Como vimos anteriormente en el capítulo 4, al resolver la ecuación de Helmholtz en coordenadas esféricas, podemos obtener dos ecuaciones, según el valor de la constante de separación m^2 .

5.1. Ecuación de Legendre

Analizaremos en primer lugar el caso en que $m = 0$, correspondiente a resolver la ecuación de Laplace, donde obtuvimos la EDO

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \lambda \Theta = 0, \quad (5.1)$$

que al considerar el cambio de variables $x = \cos \theta$, y llamar a $\Theta(\theta) = \Theta(\arccos(x)) = y(x)$, de modo que

$$\frac{d}{d\theta} = \frac{dx}{d\theta} \frac{d}{dx} = -\sin \theta \frac{d}{dx}, \quad (5.2)$$

con lo que podremos escribir la ecuación como

$$\frac{1}{\sin \theta} (-\sin \theta) \frac{d}{dx} \left(\sin \theta (-\sin \theta) \frac{dy}{dx} \right) + \lambda y = \frac{d}{dx} \left((1-x^2) \frac{dy}{dx} \right) + \lambda y = 0, \quad (5.3)$$

expresión que nombraremos como **ecuación de Legendre**.

Observamos que hemos escrito la ecuación de Legendre en la forma de una ecuación de Sturm-Liouville, con $p(x) = 1 - x^2$ y $q(x) = r(x) = 1$. Observamos que, dado que $x = \cos \theta$, nuestra ecuación está definida en el intervalo $[-1, 1]$. Nos interesa que estos casos extremos posean soluciones finitas, lo que nos permitirá encontrar el valor de λ para esta ecuación.

5.1.1. Resolviendo la ecuación de Legendre

En primer lugar, escribimos la ecuación de forma más explícita, es decir,

$$(1 - x^2)y''(x) - 2xy'(x) + \lambda y(x) = 0. \quad (5.4)$$

Utilizando el método de series, planteamos soluciones de la forma

$$\left\{ \begin{array}{l} y(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k \\ y'(x) = \sum_{k=1}^{\infty} k a_k x^{k-1} \\ y''(x) = \sum_{k=2}^{\infty} (k-1)k a_k x^{k-2} \\ \quad = \sum_{k=0}^{\infty} (k+1)(k+2) a_{k+2} x^k \end{array} \right. , \quad (5.5)$$

de modo que sustituyendo en la expresión (5.4) tenemos

$$\sum_{k=0}^{\infty} (k+1)(k+2) a_{k+2} x^k - \sum_{k=0}^{\infty} (k-1)k a_k x^k - 2 \sum_{k=1}^{\infty} k a_k x^k + \lambda \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k = 0, \quad (5.6)$$

$$\sum_{k=0}^{\infty} [(k+1)(k+2) a_{k+2} - k(k-1) a_k - 2k a_k + \lambda a_k] x^k = 0, \quad (5.7)$$

donde hemos usado que $\sum_{k=1}^{\infty} k = \sum_{k=0}^{\infty} k$. Dado que $x^k = 0$ corresponde a la solución trivial, analizamos la relación entre los coeficientes de nuestra ecuación,

$$(k+1)(k+2) a_{k+2} - [(k-1)k + 2k - \lambda] a_k = 0, \quad (5.8)$$

de donde encontramos la siguiente relación de recurrencia,

$$a_{k+2} = \frac{k(k+1) - \lambda}{(k+1)(k+2)} a_k, \quad (5.9)$$

de modo que dados unos valores para a_0 y a_1 podremos determinar todos los coeficientes de nuestra expresión. Luego, si desarrollamos los términos pares e impares por separado, podemos observar la siguiente recurrencia,

$$\begin{aligned} a_2 &= \frac{-\lambda}{2} a_0 \\ a_4 &= \frac{2(2+1) - \lambda}{3 \cdot 4} a_2 = \frac{-\lambda(2(2+1) - \lambda)}{4!} a_0 \\ a_6 &= \frac{4(4+1) - \lambda}{5 \cdot 6} a_4 = \frac{-\lambda(2(2+1) - \lambda)(4(4+1) - \lambda)}{6!} a_0 \\ &\vdots \\ a_n &= \frac{a_0}{n!} \prod_{\ell=0}^{n-2} [\ell(\ell+1) - \lambda], \end{aligned}$$

mientras que para el caso de coeficientes impares,

$$\begin{aligned}
 a_3 &= \frac{1(1+1) - \lambda}{2 \cdot 3} a_1 \\
 a_5 &= \frac{(3(3+1) - \lambda)}{4 \cdot 5} a_3 = \frac{(1(1+1) - \lambda)(3(3+1) - \lambda)}{5!} a_1 \\
 a_7 &= \frac{5(5+1) - \lambda}{6 \cdot 7} = \frac{(1(1+1) - \lambda)(3(3+1) - \lambda)(5(5+1) - \lambda)}{7!} a_1 \\
 &\vdots \\
 a_n &= \frac{a_1}{n!} \prod_{\ell=1}^{n-2} [\ell(\ell+1) - \lambda],
 \end{aligned}$$

de modo que la solución general para la ecuación de Legendre será la combinación lineal de la solución para los valores pares y la solución para los valores impares,

$$y(x) = a_0 y_1(x) + a_1 y_2(x) \quad (5.10)$$

$$= a_0 \left(\sum_{m=0}^{\infty} b_m x^{2m} \right) + a_1 \left(\sum_{m=0}^{\infty} c_m x^{2m+1} \right) \quad (5.11)$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{a_0}{(2m)!} \left(\prod_{\ell=0}^{2m-2} [\ell(\ell+1) - \lambda] \right) x^{2m} + \sum_{m=0}^{\infty} \frac{a_1}{(2m+1)!} \left(\prod_{\ell=1}^{2m-1} [\ell(\ell+1) - \lambda] \right) x^{2m+1}. \quad (5.12)$$

Con esto, podemos darnos cuenta de que la solución general de la ecuación de Legendre es una serie infinita. ¿Cómo imponemos la condición de finitud a estas expresiones? Podemos hacerlo al estudiar su convergencia para el intervalo en que se encuentran definidas.

Según el criterio de la razón (véase el capítulo 7 del apunte de Física Matemática I), la serie converge para $|x| < 1$, independientemente del valor de λ . Nos queda analizar los casos extremos, es decir, $x = \pm 1$.

Para $\lambda \neq n(n+1)$, la serie diverge, puesto que ella se convierte en una serie numérica sin ningún tipo de restricción, que crece indefinidamente. Volveremos a este caso más tarde.

Para $\lambda = n(n+1)$, existirá algún término $a_n = 0$ para la solución par o la solución impar, y siguiendo la relación de recurrencia (5.9), todo término superior a este se anulará. Luego, basta imponer que el primer coeficiente de la solución de paridad opuesta se anule para así obtener una solución convergente. Es decir, si n es par, $a_1 = 0$, mientras que si n es impar, escogemos $a_0 = 0$.

De esta forma, nos gustaría poder escribir una expresión general para las soluciones que son válidas en todo el dominio, es decir, cuando $\lambda = n(n+1)$. Notamos que $\ell(\ell+1)$

1) $-n(n+1) = (\ell-n)(\ell+n+1)$, podemos encontrar que, para n par,

$$y_{1,n}(x) = \sum_{m=0}^{n/2} b_m x^{2m} = \sum_{m=0}^{n/2} \left(\frac{1}{(2m)!} \prod_{\ell=0}^{2m-2} (\ell-n)(\ell+n+1) \right) x^{2m} \quad (5.13)$$

$$= d_{n,1} P_n(x) = \frac{(-1)^{n/2} 2^n \left[\left(\frac{n}{2} \right)! \right]^2}{n!} P_n(x), \quad (5.14)$$

mientras que para n impar,

$$y_{2,n}(x) = \sum_{m=0}^{(n-1)/2} c_m x^{2m+1} = \sum_{m=0}^{(n-1)/2} \left(\frac{1}{(2m)!} \prod_{\ell=0}^{2m-2} (\ell-n)(\ell+n+1) \right) x^{2m+1} \quad (5.15)$$

$$= d_{n,2} P_n(x) = \frac{(-1)^{(n+1)/2} 2^{n-1} \left[\left(\frac{n-1}{2} \right)! \right]^2}{n!} P_n(x), \quad (5.16)$$

donde en ambos casos las funciones $P_n(x)$ corresponden a los **polinomios de Legendre**, definidos como

$$P_n(x) = \sum_{k=0}^{n/2} \frac{(-1)^k (2n-2k)}{2^n k! (n-k)! (n-2k)!} x^{n-2k}. \quad (5.17)$$

Otra forma de definirlos es a partir de la *fórmula de Rodrigues*, según la cual pueden expresarse como

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n. \quad (5.18)$$

5.1.2. Función Generatriz

Definición 5.1. Para cualquier conjunto de *polinomios ortogonales* $\{P_n(x)\}_{n \in \mathbb{N}}$, se denomina **función generatriz** (o generadora) de dicho conjunto a la función $G(x, t)$, tal que cuando se desarrolla en una serie de Taylor para t , los coeficientes de dicha expansión son los polinomios $P_n(x)$:

$$G(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n(x) t^n. \quad (5.19)$$

En particular, la función generatriz para los polinomios de Legendre es dada por la expresión

$$G(x, t) = \frac{1}{\sqrt{1 - 2xt + t^2}}. \quad (5.20)$$

Si observamos esta expresión en detalle, y hacemos $t = r/a$ y $x = \cos \theta$, podemos escribir la función generatriz como

$$G(\theta, r) = \frac{1}{\sqrt{1 - 2r \cos(\theta)/a + r^2/a^2}} = \frac{a}{\sqrt{a^2 - 2ar \cos \theta + r^2}} = \frac{a}{|\vec{x} - \vec{a}|}, \quad (5.21)$$

donde $|\vec{x} - \vec{a}|$ es la distancia entre los puntos \vec{x} y \vec{a} . Así, obtenemos la relación entre la distancia entre dos puntos del espacio con los Polinomios de Legendre,

$$\frac{1}{|\vec{x} - \vec{a}|} = \frac{1}{a} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^{\ell} P_{\ell}(\cos \theta). \quad (5.22)$$

En esta expresión, hemos asumido que $r > a$. En caso contrario, deben invertirse las relaciones, ubicando r en el lugar de a , y viceversa.

Podemos utilizar este resultado, por ejemplo, para escribir el potencial electrostático en un punto \vec{r} producido por una carga q en el punto \vec{a} ,

$$\phi(\vec{r}) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^{\ell} P_{\ell}(\cos \theta), \quad (5.23)$$

lo que se asocia a la llamada *expansión multipolar*, que estudiarán en su curso de electrodinámica.

Por otro lado, podemos encontrar explícitamente los polinomios de Legendre a partir de su función generadora mediante

$$P_n(x) = \frac{1}{n!} \left[\frac{\partial^n G(t, x)}{\partial t^n} \right]_{t=0}. \quad (5.24)$$

5.1.3. Propiedades

1. **Normalización.** Los polinomios de Legendre son funciones normalizadas, de modo que $P_n(1) = 1$, para cualquier valor de n .
2. **Paridad.** Podemos encontrar que los polinomios de Legendre pueden ser funciones pares o impares según el valor de n , ya que

3.

$$P_n(-x) = (-1)^n P_n(x). \quad (5.25)$$

4. **Valor en el origen.** A partir de la función generatriz, podemos mostrar que

$$P_n(0) = \begin{cases} 0, & \text{si } n \text{ es impar.} \\ (-1)^{n/2} \frac{n!}{2^n ((n/2)!)^2}, & \text{si } n \text{ es par.} \end{cases} \quad (5.26)$$

5. **Ortogonalidad.** Los polinomios de Legendre satisfacen la relación de ortogonalidad

$$\int_{-1}^1 P_n(x) P_m(x) dx = \frac{2}{2n+1} \delta_{n,m}. \quad (5.27)$$

6. **Complejitud.** Los polinomios de Legendre forman un *conjunto completo* de funciones definidas en $[-1, 1]$, por lo que forma una base para dichas funciones, lo que se expresa como

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} P_n(x) P_n(x') = \delta(x - x'). \quad (5.28)$$

7. **Serie de Fourier-Legendre.** Dado que los polinomios de Legendre forman un abase en el intervalo $[-1, 1]$, podemos expandir cualquier función en una Serie de Fourier-Legendre, tal que

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n P_n(x), \quad (5.29)$$

donde

$$a_n = \frac{2n+1}{2} \int_{-1}^1 f(x) P_n(x) dx. \quad (5.30)$$

8. **Relaciones de recurrencia.** Los polinomios de Legendre satisfacen las siguientes relaciones de recurrencia,

$$nP_{n-1}(x) + (n+1)P_{n+1}(x) = (2n+1)P_n(x), \quad (5.31)$$

$$(2n+1)P_n(x) = P'_{n+1}(x) - P'_{n-1}(x). \quad (5.32)$$

5.1.4. Funciones de Legendre de segunda especie

Como discutimos anteriormente, al escoger $\lambda = n(n+1)$ para un número entero n , debemos trincar una de las series que aparecen en la ecuación (5.12), de modo que la solución se reduce a los polinomios de Legendre. El motivo de hacer esto es hallar una solución que converja en $x = \pm 1$. Sin embargo, si estamos estudiando un problema que no requiere convergencia en los contornos $x = \pm 1$, ¿es necesario descartar la segunda serie infinita?

La respuesta es no, y de hecho ciertos problemas físicos requieren de estas soluciones. Por ello, las llamaremos **funciones de Legendre de segunda especie**, denotadas por $Q_n(x)$, y que definimos como

$$Q_n(x) = \begin{cases} d_{1,n} y_{2,n}(x), & \text{si } n \text{ es par,} \\ d_{2,n} y_{1,n}(x), & \text{si } n \text{ es impar,} \end{cases} \quad (5.33)$$

$$= \begin{cases} (-1)^{n/2} \frac{[(n/2)!]^2}{n!} 2^n y_{2,n}(x), & \text{si } n \text{ es par,} \\ (-1)^{(n+1)/2} \frac{[(\frac{n-1}{2})!]^2}{n!} 2^{n-1} y_{1,n}(x), & \text{si } n \text{ es impar,} \end{cases} \quad (5.34)$$

donde $y_{1,n}$ e $y_{2,n}$ son las funciones definidas en (5.13) y (5.14), respectivamente. Nótese que a la solución para n par, hemos multiplicado los coeficientes de la solución impar, y viceversa.

Las funciones asociadas de Legendre satisfacen las mismas relaciones de recurrencia que las funciones de Legendre, de modo que

$$nQ_{n-1}(x) + (n+1)Q_{n+1}(x) = (2n+1)xQ_n(x), \quad (5.35)$$

$$(2n+1)Q_n(x) = Q'_{n+1}(x) - Q'_{n-1}(x). \quad (5.36)$$

Pueden encontrar la derivación explícita de estas relaciones en el apunte del profesor Rubilar [24].

Otras propiedades relevantes que estas satisfacen son

1. **Paridad.** Se tiene que

$$Q_n(-x) = (-1)^{n+1}Q_n(x). \quad (5.37)$$

2. **Valor en el origen.** Dada su paridad, las relaciones se invierten respecto a los polinomios de Legendre, de modo que

$$Q_n(0) = \begin{cases} 0, & \text{si } n \text{ es par,} \\ (-1)^{(n+1)/2} \frac{\left[\left(\frac{n-1}{2}\right)!\right]^2}{n!} 2^{n-1}, & \text{si } n \text{ es impar.} \end{cases} \quad (5.38)$$

3. **Valor en el extremo del intervalo.** Los extremos del intervalo son puntos singulares para estas funciones, de modo que

$$\lim_{x \rightarrow 1} Q_n(x) = +\infty. \quad (5.39)$$

En resumen, la solución general de la EDO de Legendre para $\lambda = n(n+1)$, es dada por

$$y(x) = C_1P_n(x) + C_2Q_n(x), \quad (5.40)$$

donde los polinomios de Legendre $P_n(x)$ convergen en todo el intervalo $[-1, 1]$, incluidos los extremos, mientras que las funciones de segunda especie $Q_n(x)$ convergen en el interior del intervalo $(-1, 1)$, mas no en los extremos.

5.2. Ecuación asociada de Legendre

Hasta ahora, analizamos el caso en que $m = 0$ en la EDO axial (4.32) que se obtiene de la ecuación de Helmholtz. En lo que resta del capítulo, analizaremos el caso en que $m \neq 0$.

En este caso, la ecuación se puede escribir como

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left(\lambda - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right) \Theta = 0. \quad (5.41)$$

Realizando nuestro cambio de variable $x = \cos \theta$, y desarrollando de forma más explícita la ecuación, esta toma la forma de la **ecuación asociada de Legendre**,

$$(1 - x^2)y''(x) - 2xy'(x) + \left(\lambda - \frac{m^2}{1 - x^2} \right) y(x) = 0, \quad (5.42)$$

cuyas soluciones se encuentran definidas en el intervalo $[-1, 1]$.

5.2.1. Resolviendo la ecuación asociada de Legendre

Para hacer más fácil el proceso de utilizar el método de series, realizamos la sustitución $y(x) = (1 - x^2)^{m/2} u(x)$, y resolvemos para $u(x)$. Esto resulta en la EDO

$$(1 - x^2)u''(x) - 2x(m + 1)u'(x) + (\lambda - m(m + 1))u(x) = 0, \quad (5.43)$$

a partir de la cual podemos plantear una solución de la forma

$$u(x) = \sum_{k=0}^{+\infty} a_k x^k \quad (5.44)$$

y encontrar la siguiente relación de recurrencia

$$a_{k+2} = \frac{k^2 + (2m + 1)k - \lambda + m(m + 1)}{(k + 1)(k + 2)} a_k, \quad (5.45)$$

que al igual que para la ecuación de Legendre, resultará en series que convergen para $|x| < 1$ y, en general, divergen para $|x| = 1$, salvo para ciertos valores de λ . Para encontrar dichos valores, necesitamos que el numerador de la ecuación (5.45) sea cero, es decir,

$$\lambda = m(m + 1) + k(k + 1) + 2mk = (m + k)(m + k + 1), \quad (5.46)$$

con lo que, definiendo $n = m + k \geq m$, observamos que nuevamente requeriremos que $\lambda = n(n + 1)$, de modo que la serie terminará luego del $(n - m)$ -ésimo término.

Podemos hallar de forma explícita las soluciones a esta EDO diferenciando repetidamente la ecuación de Legendre (5.4), al hacer uso de la regla de Leibniz, es decir,

$$\frac{d^m}{dx^m} (f_1(x) \cdot f_2(x)) = \sum_{s=0}^m \binom{m}{s} \frac{d^{m-s}}{dx^{m-s}} f_1(x) \frac{d^s f_2(x)}{dx^s}, \quad (5.47)$$

de donde obtenemos que

$$\begin{aligned}
 \frac{d^m}{dx^m} [(1-x^2)y''(x)] &= \binom{m}{m} (1-x^2) \frac{d^m}{dx^m} y'' + \binom{m}{m-1} (-2x) \frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}} y'' + \binom{m}{m-2} (-2) \frac{d^{m-2}}{dx^{m-2}} y'' \\
 &= (1-x^2) \left(\frac{d^m y}{dx^m} \right)'' - 2mx \left(\frac{d^m y}{dx^m} \right)' - m(m-1) \left(\frac{d^m y}{dx^m} \right) \\
 \frac{d^m}{dx^m} [2xy'(x)] &= \binom{m}{m} 2x \frac{d^m}{dx^m} y' + \binom{m}{m-1} 2 \frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}} y' \\
 &= 2x \left(\frac{d^2 y}{dx^2} \right)' + 2m \left(\frac{d^2 y}{dx^2} \right) \\
 \frac{d^m}{dx^m} [n(n+1)y'(x)] &= n(n+1) \frac{d^m}{dx^m} y(x),
 \end{aligned}$$

donde hemos usando que $\binom{m}{m} = 1$, $\binom{m}{m-1} = m$, $y \binom{m}{m-2} = \frac{m(m-1)}{2}$. Así, la EDO resulta en

$$(1-x^2) \left(\frac{d^m y}{dx^m} \right)'' - (2mx+2x) \left(\frac{d^m y}{dx^m} \right)' + [m(m-1)+2m+n(n+1)] \left(\frac{d^m y}{dx^m} \right) = 0, \quad (5.48)$$

donde al hacer la sustitución $f(x) = y^{(m)}(x)$, obtenemos la EDO para $u(x)$ cuando $\lambda = n(n+1)$. De esta forma, concluimos que las funciones $u(x)$ son proporcionales a $\frac{d^m}{dx^m} P_n(x)$.

De forma convencional (por motivos de normalización), las soluciones $u(x)$ corresponden a los **polinomios asociados de Legendre**, expresados como

$$P_n^m(x) = (1-x^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_n(x). \quad (5.49)$$

Observamos que cuando $m = 0$, recuperamos los polinomios de Legendre, de modo que $P_n^0(x) \equiv P_n(x)$. Sustituyendo la fórmula de Rodrigues para $P_n(x)$ en (5.49), obtenemos la *fórmula de Rodrigues para los polinomios asociados de Legendre*,

$$P_n^m(x) = \frac{1}{2^n n!} (1-x^2)^{m/2} \frac{d^{n+m}}{dx^{n+m}} (x^2-1)^n, \quad (5.50)$$

que también es válida para $m < 0$, siempre y cuando $|m| \leq n$.

5.2.2. Función generatriz

En este caso, podemos hacer uso de la relación entre los polinomios asociados de Legendre y los polinomios de Legendre para obtener la función generatriz de los primeros. En efecto, observamos que derivando m veces la función generatriz de los polinomios de Legendre respecto a x , tenemos

$$\frac{d^m G}{dx^m} = \frac{d^m}{dx^m} (1-2xt+t^2)^{-1/2} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d^m}{dx^m} P_n(x) t^n, \quad (5.51)$$

y multiplicando ambos lados por $(1 - x^2)^{m/2}$, tenemos que

$$\frac{d^m G}{dx^m} = (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} (1 - 2xt + t^2)^{-1/2} = \sum_{n=0}^{\infty} P_n^m(x) t^n. \quad (5.52)$$

Derivando el lado izquierdo de la ecuación, obtenemos

$$\frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2m-1)(1 - x^2)^{m/2} t^m}{(1 - 2t + t^2)^{m+1/2}} = \sum_{n=0}^{\infty} P_n^m t^n. \quad (5.53)$$

Dividimos la expresión por t^m , y definimos $r = n - m$, y además notamos que

$$1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2r-1) = \frac{1 \cdot 2 \cdot 3 \dots 2r}{2 \cdot 4 \cdot 6 \dots 2r} = \frac{(2r)!}{2^r r!}. \quad (5.54)$$

De este modo, podemos hallar que

$$G_m(x, t) = \frac{(2m)!(1 - x^2)^{m/2}}{2^m m! (1 - 2xt + t^2)^{m+1/2}} = \sum_{r=0}^{\infty} P_{r+m}^m(x) t^r. \quad (5.55)$$

5.2.3. Propiedades

A partir de la expresión (5.49), es posible mostrar, aplicando la fórmula de Leibniz al producto $(n+1)^n(x-1)^n$, que

1. **Simetría.** Los polinomios P_n^{-m} se pueden obtener a partir de los P_n^m siguiendo la relación

$$P_n^{-m}(x) = (-1)^m \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n^m(x) \quad (5.56)$$

A partir de la fórmula de Rodrigues (5.50), se pueden demostrar las siguientes propiedades,

2. Evaluados en los extremos del intervalo $x = \pm 1$, los polinomios asociados de Legendre son nulos, salvo cuando $m = 0$.

$$P_n^m(\pm 1) = \begin{cases} (\pm 1)^n, & m = 0 \\ 0, & m \neq 0 \end{cases}. \quad (5.57)$$

3. **Paridad.** A partir de la paridad de los polinomios de Legendre $P_n(x)$, podemos encontrar que los polinomios asociados pueden ser tanto funciones pares como impares, dependiendo del valor de m y n ,

$$P_n^m(-x) = (-1)^{n+m} P_n^m(x). \quad (5.58)$$

4. **Ortogonalidad.** Los polinomios asociados de Legendre satisfacen las siguientes relaciones de ortogonalidad,

$$\int_{-1}^1 P_\ell^m(x) P_k^m(x) dx = \frac{2}{2\ell + 1} \frac{(\ell + m)!}{(\ell - m)!} \delta_{\ell,k}. \quad (5.59)$$

5. **Relaciones de recurrencia.** Los polinomios asociados de Legendre satisfacen las siguientes relaciones de recurrencia,

$$(2n + 1)xP_n^m(x) = (n + m)P_{n-1}^m(x) + (n - m + 1)P_{n+1}^m(x) \quad (5.60)$$

$$(2n + 1)\sqrt{1 - x^2}P_n^m(x) = P_{m+1}^{m+1}(x) - P_{n-1}^{m+1}(x) \quad (5.61)$$

$$= (n + m)(n + m - 1)P_{n-1}^{m-1} - (n - m + 1)(n - m + 2)P_{n+1}^{m-1} \quad (5.62)$$

6. En general, la EDO asociada de Legendre también posee un segundo conjunto de soluciones, no analíticas en $x = \pm 1$, que corresponden a las *funciones asociadas de Legendre de segunda especie*, que se obtienen a partir la ecuación (5.49), utilizando las funciones de Legendre de segunda especie $Q_n(X)$ como derivando. Por ello, la solución general será dada por

$$y(x) = C_1 P_n^m(x) + C_2 Q_n^m(x). \quad (5.63)$$

7. La mayoría de los problemas físicos descartan esta segunda solución, ya que en general esperamos que nuestra solución sea finita en $x = \pm 1$, es decir, en $\theta = 0$ y en $\theta = \pi$, con lo que hacemos $C_2 = 0$.

5.3. Armónicos Esféricos

Como último tema de este capítulo, analizaremos qué ocurre al resolver la ecuación de Laplace, es decir, el caso en que $k = 0$ en la ecuación de Helmholtz. Mediante el método de separación de variables, llegamos a las siguientes ecuaciones

$$\frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + m^2 \Phi = 0 \quad (5.64)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left(\ell(\ell + 1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right) \Theta = 0 \quad (5.65)$$

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) - \ell(\ell + 1)R = 0, \quad (5.66)$$

donde la elección de la constante de separación $\ell(\ell + 1)$ proviene de exigir una solución analítica cuando $\cos \theta = \pm 1$. Luego, la solución de la ecuación (5.64) es oscilante, la solución a la ecuación (5.65) son los polinomios asociados de Legendre, y la solución para (5.66) es $R_\ell(r) = D_\ell r^\ell + E_\ell r^{-(\ell+1)}$.

Una solución para la ecuación de Laplace en coordenadas esféricas será, por ende,

$$\begin{aligned}\psi_{m\ell}(r, \theta, \phi) &= R_\ell(r)\Theta_{m\ell}(\theta)\Phi_m(\phi) \\ &= (D_\ell r^\ell + E_\ell r^{-(\ell+1)})C_{m\ell}P_\ell^m(\cos \theta)(A_m \cos(m\phi) + B_m \sin(m\phi)),\end{aligned}\quad (5.67)$$

o bien,

$$\psi_{m\ell}(r, \theta, \phi) = R_\ell(r)P_\ell^m(\cos \theta)C_\ell e^{im\phi}, \quad (5.68)$$

donde se cumplirá que $-\ell \leq m \leq \ell$.

Comúnmente, nos podemos referir a la parte angular de la solución general como **funciones armónicas esféricas**, o simplemente, **Armónicos Esféricos**, los que se definen con una normalización conveniente como

$$Y_\ell^m(\theta, \phi) = (-1)^m \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi} \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}} P_\ell^m(\cos \theta) e^{im\phi}. \quad (5.69)$$

El factor radical tiene su origen en la normalización de los armónicos esféricos, mientras que el factor $(-1)^m$ es convencional al trabajar en mecánica cuántica en el contexto del momento angular. Esta fase es conocida como *fase de Condon-Shortley*, y a veces es introducida en la definición de los polinomios asociados de Legendre.

5.3.1. Propiedades

1. **Simetría.** Los armónicos esféricos Y_ℓ^{-m} se pueden obtener según la relación

$$Y_\ell^{-m}(\theta, \phi) = (-1)^m (Y_\ell^m(\theta, \phi))^*. \quad (5.70)$$

2. **Paridad.** Los armónicos esféricos pueden ser pares o impares, según el valor de ℓ ,

$$Y_\ell^m(\pi - \theta, \pi + \phi) = (-1)^\ell Y_\ell^m(\theta, \phi). \quad (5.71)$$

3. **Ortonormalidad.** Los armónicos esféricos forman un conjunto ortonormal, es decir,

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y_j^k(\theta, \phi) Y_\ell^m(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi = \delta_{j,\ell} \delta_{k,m}. \quad (5.72)$$

4. **Complejitud.** EL conjunto de funciones $\{Y_\ell^m(\theta, \phi)\}_{\ell=0, m=-\ell}^{\ell=\infty, m=\ell}$ es un *conjunto completo de funciones*, con lo que *forma una base en el espacio de funciones*, lo que se expresa como

$$\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} (Y_\ell^m(\theta, \phi))^* Y_\ell^m(\theta', \phi') = \delta(\phi - \phi') \delta(\cos \theta - \cos \theta'). \quad (5.73)$$

5. **Expansión en términos de Armónicos Esféricos.** Dada la completitud de los armónicos esféricos, cualquier función $f(\theta, \phi)$ cuadrado integrable, es decir, que satisface

$$\int |f(\theta, \phi)|^2 d\Omega < \infty, \quad (5.74)$$

puede ser desarrollada en términos de funciones armónicas esféricas,

$$f(\theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell}^m(\theta, \phi), \quad (5.75)$$

donde los coeficientes $a_{\ell m}$ son dados por

$$a_{\ell m} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f(\theta, \phi) (Y_{\ell}^m)^*(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi. \quad (5.76)$$

6. **Teorema de adición de armónicos esféricos.** Dados dos vectores unitarios \hat{r}_1 y \hat{r}_2 , con direcciones (θ_1, ϕ_1) y (θ_2, ϕ_2) , podemos obtener el ángulo γ formado entre ambos vectores como

$$\hat{r}_1 \cdot \hat{r}_2 = \cos \gamma = \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) + \cos \phi_1 \cos \phi_2, \quad (5.77)$$

y podremos hallar los polinomios de Legendre de este ángulo como

$$P_{\ell}(\cos \gamma) = \frac{4\pi}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} Y_{\ell}^m(\theta_1, \phi_1) (Y_{\ell}^m(\theta_2, \phi_2))^*. \quad (5.78)$$

En particular, cuando $\gamma = 0$, y por ende $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ y $\phi_1 = \phi_2 = \phi$, obtenemos que

$$P_{\ell}(1) = 1 = \frac{4\pi}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |Y_{\ell}^m(\theta, \phi)|^2, \quad (5.79)$$

y así,

$$\sum_{m=-\ell}^{\ell} |Y_{\ell}^m(\theta, \phi)|^2 = \frac{2\ell + 1}{4\pi}. \quad (5.80)$$

Funciones de Bessel

Cuando resolvemos la ecuación de Helmholtz en coordenadas cilíndricas, obtenemos una EDO para la coordenada radial de la forma

$$\rho \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dP}{d\rho} \right) + (n^2 \rho^2 - m^2)P = 0. \quad (6.1)$$

Haciendo el cambio de variable $x = n\rho$, $\frac{d}{dx} = \frac{1}{n} \frac{d}{d\rho}$, con lo que la ecuación tomará la forma

$$\frac{x}{n} \frac{d}{dx} \left(\frac{x}{n} \frac{dy}{dx} \right) + (x^2 - m^2)y(x) = 0, \quad (6.2)$$

o desarrollando más explícitamente la ecuación, obtenemos la **ecuación de Bessel**

$$x^2 y''(x) + xy'(x) + (x^2 - m^2)y(x) = 0. \quad (6.3)$$

Si bien, como parte de la ecuación de Helmholtz, se ha impuesto que m es un valor entero, esta no es una restricción propia de la EDO de Bessel, por lo que comúnmente se denota a esta constante como ν , la que puede tomar *valores reales no negativos*¹.

6.1. Funciones de Bessel

6.1.1. Resolviendo la ecuación de Bessel mediante el método de Series

Dado que $x = 0$ es un punto *singular irregular* de la ecuación de Bessel, podemos utilizar el método de Frobenius y proponer una solución de la forma

$$y(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^{s+k}, \quad (6.4)$$

¹Comúnmente, se utilizan letras latinas para denotar números enteros, y letras griegas para números reales

que tras derivarla, podemos incluirla en la ecuación de Bessel, obteniendo

$$\sum_{k=0}^{\infty} a_k(s+k)(s+k-1)x^{k+s} + \sum_{k=0}^{\infty} a_k(s+k)x^{s+k} + \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^{s+k+2} - \sum_{k=0}^{\infty} a_k m^2 x^{s+k} = 0. \quad (6.5)$$

Haciendo $k = 0$, obtenemos el coeficiente que acompañará a x^s , la potencia de x más pequeña que aparecerá al lado izquierdo de la ecuación, de modo que, como en general $x^s \neq 0$, tenemos

$$a_0 [s(s-1) + s - m^2] = 0, \quad (6.6)$$

y como por definición $a_0 \neq 0$, obtenemos la **ecuación indicial**

$$s^2 - m^2 = 0, \quad (6.7)$$

cuyas soluciones son $s = \pm m$.

Haciendo lo mismo para $k = 1$, tenemos la ecuación

$$a_1 [(s+1)s + s + 1 - m^2] = 0, \quad (6.8)$$

que puede ser reescrito como

$$a_1(s+1-m)(s+1+m) = 0, \quad (6.9)$$

y como anteriormente impusimos que $s = \pm m$, y suponiendo además que $m \neq -1/2$, ninguno de los términos indiciales se anula, por lo que requeriremos que $a_1 = 0$.

Siguiendo el mismo proceso con los siguientes términos, podemos llegar a la relación de recurrencia

$$a_{k+2} = -a_k \frac{1}{(s+m+(k+2))(s-m+(k+2))}. \quad (6.10)$$

Es más, ya que los coeficientes impares se anulan, podemos escribir la relación de recurrencia únicamente para los coeficientes pares, de modo que

$$a_{2k} = (-1)^k \frac{1}{2^{2k} k! (m+1)(m+2) \dots (m+k)} a_0. \quad (6.11)$$

Caso ν no entero

Si bien a_0 es una constante arbitraria, es convencional escoger un valor particular, tal que

$$a_0 = \frac{1}{2^m \Gamma(1+m)}, \quad (6.12)$$

donde definiremos la **función Gamma** como una extensión del factorial para números no enteros, tal que

$$\Gamma(x) = \int_0^{+\infty} e^{-t} t^{x-1} dt = (x-1)\Gamma(x-1), \quad (6.13)$$

que en el caso en que $x = n$, tendremos que

$$\Gamma(n+1) = n! . \quad (6.14)$$

Gracias a la función Gamma, podemos reescribir nuestra relación de recurrencia como

$$a_{2k} = a_0(-1)^k \frac{1}{2^{2k} k!} \frac{\Gamma(1+m)}{\Gamma(k+m+1)} , \quad (6.15)$$

con lo que una primera solución a la ecuación de Bessel, utilizando (6.12), será **la función de Bessel de primera especie y de orden m** ,

$$J_\nu(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(k+\nu+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k+\nu} , \quad (6.16)$$

y como la ecuación de Bessel depende *del cuadrado* de ν , también podemos definir la solución para $s = -\nu$ como

$$J_{-\nu}(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(k-\nu+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k-\nu} , \quad (6.17)$$

En este caso, dado que $J_{\pm\nu}$ son linealmente independientes, una solución general a la ecuación de Bessel será

$$y(x) = c_1 J_\nu(x) + c_2 J_{-\nu}(x) . \quad (6.18)$$

Es necesario aclarar que cuando ν es *positivo, pero no entero*, $J_\nu(0) = 0$, mientras que $J_{-\nu}(0)$ es divergente.

Caso ν entero

En este caso, podemos nuevamente hallar una solución de la forma

$$J_n(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!(k+n)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k+\nu} , \quad (6.19)$$

para las cuales se satisface² que

$$J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x) , \quad (6.20)$$

de modo que ambas soluciones ya no son linealmente independientes. Por ello, deberemos hallar otra solución a la ecuación de Bessel.

²En estricto rigor, hay bastantes sutilezas en esta afirmación. Personalmente considero innecesaria esta discusión, pero si desea profundizar en ella, puede revisar el capítulo de Funciones de Bessel del apunte [24].

6.1.2. Funciones de Bessel de segunda especie, o de Neumann

Mediante el método de Frobenius, podemos encontrar no solo soluciones en serie de potencias, sino que también soluciones que combinan logaritmos y series de potencias (véase el Teorema de Fuchs 4.1 en el capítulo 4). Mediante este método, podemos encontrar que una segunda solución, denominada históricamente **funciones de Neumann** $N_\nu(x)$, o más recientemente **funciones de Bessel de segunda especie**, $Y_\nu(x)$, como

$$Y_\nu(x) = N_\nu(x) = \frac{\cos(\pi\nu)J_\nu(x) - J_{-\nu}(x)}{\sin(\pi\nu)}, \quad \nu \notin \mathbb{Z}, \quad (6.21)$$

que es linealmente independiente a $J_\nu(x)$.³ Por ello, podemos definir las soluciones generales de la ecuación de Bessel como

$$y(x) = C_3 J_\nu(x) + C_4 Y_\nu(x). \quad (6.22)$$

Ahora, esta definición es válida para números *no enteros*. Cuando deseamos trabajar con números enteros, es posible demostrar⁴ que esta solución sigue siendo linealmente independiente en el límite en que $\nu \rightarrow n$, de modo que

$$Y_n(x) = \lim_{\nu \rightarrow n} \frac{\cos(\pi\nu)J_\nu(x) - J_{-\nu}(x)}{\sin(\pi\nu)}, \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (6.23)$$

De forma similar a las funciones de Bessel de primera especie, estas satisfacen, para orden entero,

$$Y_{-n}(x) = (-1)^n Y_n(x), \quad (6.24)$$

6.1.3. Funciones de Hankel

También es útil definir, particularmente al estudiar soluciones de la ecuación de onda, un nuevo conjunto de funciones linealmente independientes, las llamadas **funciones de Hankel**, que son combinaciones lineales de las funciones de Bessel y Neumann,

$$H_\nu^{(1)}(x) = J_\nu(x) + Y_\nu(x), \quad (6.25)$$

$$H_\nu^{(2)}(x) = J_\nu(x) - Y_\nu(x). \quad (6.26)$$

Mediante su representación integral (que mencionaremos más adelante), es posible mostrar⁵ que las funciones de Hankel satisfacen las relaciones

$$H_\nu^{(1)}(x) = e^{-i\nu\pi} H_{-\nu}^{(1)}(x), \quad (6.27)$$

$$H_\nu^{(2)}(x) = e^{i\nu\pi} H_{-\nu}^{(2)}(x). \quad (6.28)$$

³No se aprecia directamente, pero las funciones de Bessel de segunda especie son soluciones de tipo logarítmicas que pueden ser obtenidas a partir del método de Frobenius. Aquí se prefiere utilizar la notación que involucra senos y cosenos por simplicidad, evitando escribir una solución en serie en cada momento.

⁴Nuevamente, puede consultar esta afirmación en más detalle en el apunte [24].

⁵En este caso, el detalle puede encontrarse en [5].

6.1.4. Función generatriz (para orden entero)

En el caso en que ν es un número entero, podemos escribir una función generatriz de una forma análoga a cualquier polinomio ortogonal. En este caso, esta tiene la forma

$$G(x, t) = \exp \left[\frac{x}{2} \left(t - \frac{1}{t} \right) \right] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(x) t^n. \quad (6.29)$$

Es directo verificar la segunda igualdad al expandir la exponencial en una serie de potencias. Gracias a la función generatriz, podemos hallar de una forma más sencilla algunas propiedades para las funciones de Bessel de orden entero.

6.1.5. Ceros de las funciones de Bessel

Las funciones de Bessel son funciones oscilantes, pero no periódicas. Por ello, si bien tienen infinitos ceros (puntos para los cuales $J_\nu(x) = 0$), no existe una forma analítica de calcularlos. Por este motivo, estos valores son calculados de forma numérica a partir de, por ejemplo, la expresión en serie para las funciones de Bessel. Denotaremos la n -ésima raíz de la función de Bessel de orden ν como $\alpha_{\nu,n}$, tal que $J(\alpha_{\nu,n}) = 0$. Además, estas cumplen que $\alpha_{\nu,n+1} > \alpha_{\nu,n}$. Mostramos algunos ceros para funciones de orden entero en la tabla 6.1.

$\alpha_{\nu,n}$	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$
$\nu = 0$	2.4048255	5.5200781	8.6537279	11.7915344	14.9309177
$\nu = 1$	3.8317059	7.0155866	10.1734681	13.3236919	16.4706300
$\nu = 2$	5.1356223	8.4172441	11.6198411	14.7959517	17.9598194
$\nu = 3$	6.3801619	9.7610231	13.0152007	16.2234661	19.4094152
$\nu = 4$	7.5883424	11.0647094	14.3725366	17.6159660	20.8269329

Cuadro 6.1: Las primeras raíces $\alpha_{\nu,n}$ de $J_\nu(x)$, $\nu = 0, 1, 2, 3, 4$. Un Código Python para hallarlas se encuentra disponible en [este](#) notebook.

De igual manera, a veces es necesario utilizar los ceros de las derivadas de las funciones de Bessel, los que denotaremos por $\beta_{\nu,n}$. Ellos, al igual que los $\alpha_{\nu,n}$, satisfacen que $\beta_{\nu,n+1} > \beta_{\nu,n}$. Algunos valores numéricos se presentan en la tabla 6.2.

$\beta_{m,n}$	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$
$m = 0$	3.8317059	7.0155866	10.1734681	13.3236919	16.4706300
$m = 1$	1.8411837	5.3314427	8.5363163	11.7060049	14.8635886
$m = 2$	3.0542369	6.7061331	9.9694678	13.1703708	16.3475223
$m = 3$	4.2011889	8.0152366	11.3459243	14.5858482	17.7887478
$m = 4$	5.3175531	9.2823962	12.6819084	15.9641070	19.1960288

Cuadro 6.2: Las primeras raíces $\beta_{m,n}$ de $J'_m(x)$, $m = 0, 1, 2, 3, 4$. Un Código Python para hallarlas se encuentra disponible en [este](#) notebook.

6.1.6. Propiedades

1. **Simetría.**

2. **Ortogonalidad.** Para valores de ν no negativos, para $a > 0$ y para $n, m \in \mathbb{N}$, se tiene que

$$\int_0^a J_\nu \left(\frac{\alpha_{\nu,n}}{a} x \right) J_\nu \left(\frac{\alpha_{\nu,m}}{a} x \right) x dx = \frac{a^2}{2} [J'_\nu(\alpha_{\nu,n})]^2 \delta_{n,m} = \frac{a^2}{2} [J_{\nu+1}(\alpha_{\nu,n})]^2 \delta_{n,m}. \quad (6.30)$$

Similarmente, para las raíces de la derivada de la función de Bessel, se tiene

$$\int_0^a J_\nu \left(\frac{\beta_{\nu,n}}{a} x \right) J_\nu \left(\frac{\beta_{\nu,m}}{a} x \right) x dx = \frac{a^2}{2} \left(1 - \frac{\nu^2}{\beta_{\nu,n}^2} \right) [J_\nu(\beta_{\nu,n})]^2. \quad (6.31)$$

3. **Complejitud.** Las funciones de Bessel (de orden no negativo) forman un *conjunto completo* de funciones en el intervalo $[0, a]$, lo que se puede representar como

$$\int_0^\infty x J_\nu(ux) J_\nu(vx) dx = \frac{1}{u} \delta(u - v), \quad (6.32)$$

para cualquier $\nu > -1/2$.

4. **Serie de Fourier-Bessel.** Dado que las funciones de Bessel forman una base en el intervalo $[0, a]$, podemos expandir cualquier función en una Serie de Fourier-Bessel, tal que

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} c_{\nu,n} J_\nu \left(\alpha_{\nu,n} \frac{x}{a} \right), \quad (6.33)$$

donde

$$c_{\nu,n} = \frac{2}{a^2 [J_{\nu+1}(\alpha_{\nu,n})]^2} \int_0^a x f(x) J_\nu \left(\alpha_{\nu,n} \frac{x}{a} \right) dx. \quad (6.34)$$

5. **Representación Integral.** Por motivos históricos, las funciones de Bessel fueron encontradas como soluciones a ecuaciones integrales. Por ello, listamos las representaciones integrales más comunes, que pueden ser obtenidas como una Serie de Laurent de la función generatriz.

$$J_n(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(nt - x \sin t) dt, \quad (6.35)$$

$$J_\nu(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(\nu t - x \sin t) dt - \frac{\sin(\nu \pi)}{\pi} \int_0^\infty e^{-x \sinh t - \nu t} dt, \quad (6.36)$$

$$Y_n(X) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \sin(x \sin t - nt) dt - \frac{1}{\pi} \int_0^\infty [e^{nt} + (-1)n e^{-nt}] e^{-x \sinh t} dt. \quad (6.37)$$

Gracias a ellas, podemos obtener tres resultados interesantes, los que son

$$\cos(x \sin \theta) = J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos(2n\theta), \quad (6.38)$$

$$\sin(x \sin \theta) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \sin((2n-1)\theta), \quad (6.39)$$

y para el caso en que $\theta = 0$,

$$J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) = 1. \quad (6.40)$$

6. Comportamiento asintótico.

7. **Relaciones de Recurrencia.** Por definición, cualquier función de Bessel (incluyendo las de Neumann y de Hankel) debe satisfacer las siguientes relaciones de recurrencia:

$$Z_{n+1}(x) + Z_{n-1}(x) = \frac{2n}{x} Z_n(x), \quad (6.41)$$

$$Z_{n+1}(x) - Z_{n-1}(x) = -2Z'_n(x). \quad (6.42)$$

6.2. Funciones modificadas de Bessel

¿Qué pasaría si, en la ecuación BESSEL, x^2 tuviera signo negativo en lugar de positivo? Es decir, si la ecuación toma la forma

$$x^2 y''(x) + xy'(x) - (x^2 + \nu^2)y(x) = 0. \quad (6.43)$$

Esta ecuación es conocida como la **ecuación modificada de Bessel**, y sus soluciones, a diferencia de las funciones de Bessel, *no son oscilantes*, y su comportamiento es exponencial.

Por suerte, métodos análogos a los utilizados anteriormente nos permiten encontrar soluciones a esta ecuación, las que corresponden a las **funciones modificadas de Bessel de primera especie**, $I_\nu(x)$, y a las **funciones modificadas de Bessel de segunda especie**, $K_\nu(x)$, definidas como

$$I_\nu(x) = i^{-\nu} J_\nu(ix) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k! \Gamma(k + \nu + 1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k+\nu}, \quad (6.44)$$

$$K_\nu(x) = \frac{\pi}{2} \left[\frac{I_{-\nu}(x) - I_\nu(x)}{\sin(\nu\pi)} \right], \quad \nu \notin \mathbb{Z}, \quad (6.45)$$

$$K_n(x) = \lim_{\nu \rightarrow n} \frac{\pi}{2} \left[\frac{I_{-\nu}(x) - I_\nu(x)}{\sin(\nu\pi)} \right], \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (6.46)$$

6.3. Funciones esféricas de Bessel

Si bien las incluimos en el mismo capítulo dado su nombre, las **funciones esféricas de Bessel** surgen como soluciones de la parte radial de la ecuación de Helmholtz en *coordenadas esféricas*, donde en la ecuación X hallamos que la ecuación esférica de Bessel es

$$r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} + 2r \frac{dR}{dr} + [k^2 r^2 - \ell(\ell+1)]R(r) = 0, \quad (6.47)$$

donde ℓ es un número entero. Notemos que, bajo la sustitución $R(r) = r^{-1/2}S(r)$, la ecuación toma la forma

$$r^2 S'' + rS' + \left[k^2 r^2 - \left(\ell + \frac{1}{2} \right) \right] S = 0, \quad (6.48)$$

que corresponde a la ecuación de Bessel de orden $\ell + 1/2$. Por ello, una solución de esta ecuación será

$$y(r) = C_1 \frac{J_{\ell+1/2}(kr)}{\sqrt{r}} + C_2 \frac{Y_{\ell+1/2}(kr)}{\sqrt{r}}, \quad (6.49)$$

donde las constantes C_1 y C_2 se determinan a partir de las condiciones de contorno. En particular, cuando deseamos soluciones que sean finitas en el origen, escogeremos $C_2 = 0$.

Bajo una normalización adecuada, preferimos definir las **funciones esféricas de Bessel** de primera y segunda especie como

$$j_\ell(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} J_{\ell+1/2}(x), \quad (6.50)$$

$$y_\ell(x) = n_\ell(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} Y_{\ell+1/2}(x), \quad (6.51)$$

donde, para ℓ entero, $Y_{\ell+1/2}(x) = (-1)^{\ell+1} J_{-\ell-1/2}(x)$. Vale la pena hacer notar que

$$j_0(x) = \frac{\sin x}{x}, \quad (6.52)$$

$$y_0(x) = -\frac{\cos x}{x}. \quad (6.53)$$

Para el caso de orden entero, también es posible escribirlas en términos de una serie de potencias, donde

$$j_n(x) = 2^n x^n \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!} \frac{(k+n)!}{(2k+2n+1)!} x^{2k}, \quad (6.54)$$

$$y_n(x) = \frac{(-1)^{n+1}}{2^n x^{n+1}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (k-n)!}{k! (2k-2n)!} x^{2k}. \quad (6.55)$$

Funciones de Green

Hasta ahora, hemos visto maneras de resolver EDPs lineales y *homogéneas*, es decir, que son igualables a cero, sin términos que no dependan de la función incógnita ni sus derivadas.

Sin embargo, muchas situaciones físicas no pueden ser descritas únicamente mediante ecuaciones homogéneas. ¿Cómo podemos resolverlas en este caso?

Una forma de hacerlo es mediante el **método de las funciones de Green**, gracias a las cuales podemos reducir una EDP lineal e inhomogénea a un problema abordable.

En general, diremos que podemos hacer uso de las funciones de Green cuando tenemos un problema de la forma

$$\mathcal{L}\Psi(\vec{x}) = f(\vec{x}), \quad (7.1)$$

donde $f(\vec{x})$ corresponde a una función *fuentes* y \mathcal{L} es un operador diferencial cualquiera. En este caso, buscamos una **función de Green** $G(\vec{x}, \vec{x}')$ que satisfaga la ecuación

$$\mathcal{L}G(\vec{x}, \vec{x}') = \delta^{(n)}(\vec{x} - \vec{x}'), \quad (7.2)$$

donde $\delta^{(n)}$ es la delta de Dirac n -dimensional.

7.1. Motivación: Potencial electrostático

En presencia de una carga (o distribución de cargas), el potencial electrostático satisface la *ecuación de Poisson*

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0}, \quad (7.3)$$

donde $\rho(x)$ es la distribución de cargas en la región considerada.

A partir de la ley de Coulomb, sabemos que podemos describir el potencial eléctrico de una distribución de cargas como

$$\phi(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} dV', \quad (7.4)$$

donde hemos hecho la elección tradicional de que el potencial de referencia se anula en el infinito.

Observamos que, si definimos nuestra *función de Green* como

$$G(\vec{x}, \vec{x}') = -\frac{1}{4\pi} \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|}, \quad (7.5)$$

podemos reescribir (7.4) como

$$\phi(x) = \int_V G(\vec{x}, \vec{x}') \left(-\frac{\rho(\vec{x}')}{\epsilon_0} \right) dV'. \quad (7.6)$$

Esta función de Green debe satisfacer la ecuación (7.2), que en este caso es dada por

$$\nabla^2 G(\vec{x}, \vec{x}') = \delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}'). \quad (7.7)$$

De esta forma, observamos que

$$\nabla^2 \phi(\vec{x}) = \nabla^2 \int_V G(\vec{x}, \vec{x}') \left(-\frac{\rho(\vec{x}')}{\epsilon_0} \right) dV' \quad (7.8)$$

$$= \int_V [\nabla^2 G(\vec{x}, \vec{x}')] \left(-\frac{\rho(\vec{x}')}{\epsilon_0} \right) dV' \quad (7.9)$$

$$= \int_V \delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}') \left(-\frac{\rho(\vec{x}')}{\epsilon_0} \right) dV' \quad (7.10)$$

$$= -\frac{\rho(\vec{x})}{\epsilon_0}, \quad (7.11)$$

recuperando la ecuación original.

7.2. Encontrando soluciones mediante funciones de Green

Consideremos una EDP *lineal e inhomogénea* de la forma

$$\mathcal{L}\psi(\vec{x}) = (\nabla \cdot (p(\vec{x})\nabla) + q(\vec{x})) \psi(\vec{x}) = f(\vec{x}), \quad (7.12)$$

donde $p(\vec{x})$ y $q(\vec{x})$ son funciones conocidas.

Para resolver la EDP, encontramos primero la función de Green que satisface la expresión (7.2), junto a una solución *particular* de la ecuación (7.12) en el punto \vec{x}' , podemos hallar una solución general del problema, la que será dada por

$$\psi(\vec{x}) = \oint_{\partial V} p(\vec{x}) [\psi(\vec{x}') \nabla' G(\vec{x}, \vec{x}') - G(\vec{x}, \vec{x}') \nabla' \psi(\vec{x}')] \cdot d\vec{S}' + \int_V G(\vec{x}, \vec{x}') f(\vec{x}') dV', \quad (7.13)$$

donde ∇' indica que el operador actúa sobre las componentes de \vec{x}' . Aquí, V denota al dominio en que la solución $\psi(\vec{x})$ es válida, y ∂V es su frontera.

¿Cómo sabemos que esta ecuación es válida? Resolvamos la primera integral. Notemos que podemos utilizar el teorema de Gauss, de modo que

$$I = \oint_{\partial V} p(\vec{x}) [\psi(\vec{x}') \nabla' G(\vec{x}, \vec{x}') - G(\vec{x}, \vec{x}') \nabla' \psi(\vec{x}')] \cdot d\vec{S}' \quad (7.14)$$

$$= \int_V \nabla' \cdot [p(\vec{x}') \psi(\vec{x}') \nabla' G(\vec{x}, \vec{x}') - p(\vec{x}') G(\vec{x}, \vec{x}') \nabla' \psi(\vec{x}')] dV' \quad (7.15)$$

$$= \int_V [\psi(\vec{x}') \nabla' \cdot [p(\vec{x}') \nabla' G(\vec{x}, \vec{x}')] + \nabla \psi(\vec{x}') \cdot (p(\vec{x}') \nabla' G(\vec{x}, \vec{x}')) - G(\vec{x}, \vec{x}') \nabla' \cdot [p(\vec{x}') \nabla' \psi(\vec{x}')] - \nabla \psi(\vec{x}') \cdot (p(\vec{x}') \nabla' G(\vec{x}, \vec{x}'))] dV' \quad (7.16)$$

$$= \int_V [\psi(\vec{x}') (\mathcal{L}' G(\vec{x}, \vec{x}')) - G(\vec{x}, \vec{x}') (\mathcal{L}' \psi(\vec{x}'))] dV' \quad (7.17)$$

$$= \int_V [\psi(\vec{x}') \delta(\vec{x} - \vec{x}') - G(\vec{x}, \vec{x}') f(\vec{x}')] dV' \quad (7.18)$$

$$= \psi(\vec{x}) - \int_V G(\vec{x}, \vec{x}') f(\vec{x}') dV', \quad (7.19)$$

donde hemos definido un nuevo operador diferencial \mathcal{L}' que actúa sobre las componentes primadas, tal que $\mathcal{L}' \psi(\vec{x}') = f(\vec{x}')$.

¿Cómo hallamos una solución en el punto \vec{x}' ? Haciendo uso de las condiciones de borde del problema.

Si las condiciones de borde son de tipo Dirichlet, sabemos el valor de $\psi(\vec{x}')$ en el borde ∂V de la región en que nos encontramos, por lo que podremos determinar el primer término de la integral sobre ∂V en (7.14), pero el segundo, que depende de la derivada de $\psi(\vec{x}')$, no estará determinado. Por ello, escogeremos *de forma conveniente* una función de Green que se anule en los bordes, es decir,

$$G(\vec{x}, \vec{x}') = 0, \quad \forall \vec{x}' \in \partial V. \quad (7.20)$$

En este caso, la solución general tendrá la forma

$$\psi(\vec{x}) = \int_V G(\vec{x}, \vec{x}') f(\vec{x}') dV + \oint_{\partial V} p(\vec{x}') \psi(\vec{x}') \frac{\partial G(\vec{x}, \vec{x}')}{\partial n'} dS', \quad (7.21)$$

donde $\partial f / \partial n' = (\nabla' f) \cdot \hat{n}$, con \hat{n} un vector normal a la superficie.

Sin embargo, muchas veces puede ser difícil hallar directamente una función de Green que satisfaga a la vez (7.20) y (7.2). Un ejemplo sencillo de esto es el operador laplaciano, cuando $\mathcal{L} = \nabla^2$. En este caso, es útil buscar una solución de la forma

$$G(\vec{x}, \vec{x}') = F(\vec{x}, \vec{x}') + H(\vec{x}, \vec{x}'), \quad (7.22)$$

donde $F(\vec{x}, \vec{x}')$ satisface la ecuación (7.2) pero no necesariamente la condición de borde (7.20), mientras que $H(\vec{x}, \vec{x}')$ satisface la ecuación *homogénea del problema* (es decir, donde no hay funciones fuente) en el interior de la región V , pero su valor en ∂V es tal que, sumada a $F(\vec{x}, \vec{x}')$, resulta en que $G(\vec{x}, \vec{x}') = 0$ en el borde ∂V . Cuando seguimos este procedimiento, la función $F(\vec{x}, \vec{x}')$ es denominada **solución fundamental**.

Ejemplo 7.2.1. (Riley, Sección 21.5.3) Encuentre la solución fundamental a la ecuación de Poisson en tres dimensiones que tiende a cero cuando $|\vec{x}| \rightarrow \infty$.

Si las condiciones de borde son de tipo Neumann, conocemos el valor de la derivada $\frac{\partial \psi}{\partial n}(\vec{x}')$ en el borde ∂V de la región en que nos encontramos, por lo que podemos determinar el segundo término de la integral (7.14), mas no así el primero, por lo que escogemos una función de Green que satisfaga

$$\frac{\partial G(\vec{x}, \vec{x}')}{\partial n'} = 0, \quad \forall \vec{x}' \in \partial V. \quad (7.23)$$

En este caso, la solución general tendrá la forma

$$\psi(\vec{x}) = \int_V G(\vec{x}, \vec{x}') f(\vec{x}') dV - \oint_{\partial V} p(\vec{x}') G(\vec{x}, \vec{x}') \frac{\partial \psi(\vec{x}')}{\partial n'} dS'. \quad (7.24)$$

Lamentablemente, en general *no es posible* encontrar una función de Green que satisfaga la condición (7.23), siendo nuevamente un ejemplo de esto el operador laplaciano ∇^2 , ya que las funciones de Green deben satisfacer la **condición de consistencia**

$$\oint_{\partial V} \frac{\partial G(\vec{x}, \vec{x}')}{\partial n'} dS' = \int_V \nabla^2 G(\vec{x}, \vec{x}') dV' = \int_V \delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}') dV = 1, \quad (7.25)$$

donde en el último paso hemos asumido que $\vec{x} \in V$.

En el caso de este operador, busquemos cómo podemos definir una función de Green adecuada.

Una vez descartada la solución más sencilla posible ($\frac{\partial G(\vec{x}, \vec{x}')}{\partial n'} = 0$), escogemos la segunda más sencilla, igualar la derivada a una constante,

$$\frac{\partial G(\vec{x}, \vec{x}')}{\partial n'} = C, \quad \forall \vec{x}' \in \partial V. \quad (7.26)$$

Para hallar el valor de esta constante, hacemos uso de la *condición de consistencia*, de modo que el caso más sencillo será suponer que $C = 1/\text{Área}(\partial V)$.

Importante. Una misma EDP puede dar origen a diferentes funciones de Green, pues estas dependen también de las condiciones de contorno.

7.3. Simetría de las funciones de Green

Cuando tenemos el caso particular en que $\mathcal{L} = \nabla^2$, la función de Green (7.5) es simétrica bajo el intercambio de argumentos, es decir, $G(\vec{x}, \vec{x}') = G(\vec{x}', \vec{x})$. Podemos buscar cuál es la condición general que permite que esto ocurra, escogiendo $\psi(\vec{x}) = \psi(\vec{x}'', \vec{x})$, de modo que, según la expresión (7.13),

$$\begin{aligned} G(\vec{x}'', \vec{x}) &= \int_V G(\vec{x}, \vec{x}') \delta(\vec{x}'' - \vec{x}') dV' \\ &\quad + \oint_{\partial V} p(\vec{x}') [G(\vec{x}'', \vec{x}') \nabla' G(\vec{x}, \vec{x}') - G(\vec{x}, \vec{x}') \nabla' G(\vec{x}'', \vec{x}')] \cdot d\vec{S}' \quad (7.27) \\ &= G(\vec{x}, \vec{x}'') + \oint_{\partial V} p(\vec{x}') [G(\vec{x}'', \vec{x}') \nabla' G(\vec{x}, \vec{x}') - G(\vec{x}, \vec{x}') \nabla' G(\vec{x}'', \vec{x}')] \cdot d\vec{S}', \quad (7.28) \end{aligned}$$

con lo que vemos que la función de Green será simétrica siempre y cuando la integral de superficie se anule en la frontera. Esto ocurre, típicamente, para condiciones de tipo Dirichlet.

7.4. Algunas funciones de Green comunes

7.4.1. Ecuación de Laplace

7.4.2. Ecuación de Helmholtz

7.5. Método de las imágenes

Anteriormente mencionamos que podemos hallar la función de Green para un problema con condiciones de Dirichlet hallando la solución fundamental y una solución que produzca que $G(\vec{x}, \vec{x}') = 0$ en ∂V , como establecimos en (7.22). Para ello, podemos hacer uso del **método de las imágenes**, en el cual hemos de considerar *copias* de nuestra solución fundamental que representen *fuentes* ubicadas en el exterior de nuestra región V . Para ello, seguiremos el siguiente procedimiento,

1. Para una fuente singular $\delta(\vec{x} - \vec{x}')$ dentro de la región V , añadiremos fuentes imágenes *fuera* de V , donde las posiciones \vec{x}_n e intensidades q_n de estas fuentes las podremos determinar a futuro, de modo que las fuentes externas se pueden expresar como

$$\sum_{n=1}^N q_n \delta(\vec{x} - \vec{x}_n), \quad \vec{x}_n \notin V. \quad (7.29)$$

2. Ya que todas las imágenes se encuentran en el exterior de V , la solución fundamental que corresponde a cada una de las fuentes deberá satisfacer la ecuación de Laplace *dentro* de V . Por ello, podemos suponer que cada imagen tiene asociada la misma *solución fundamental* que la fuente en el interior de V , con lo que

la función de Green tomará la forma

$$G(\vec{x}, \vec{x}') = F(\vec{x}, \vec{x}') + \sum_{n=1}^N q_n F(\vec{x}, \vec{x}_n). \quad (7.30)$$

3. Ajustamos las posiciones \vec{x}_n e intensidades q_n de las imágenes de modo que las condiciones de contorno se satisfagan en S . En el caso de las condiciones de Dirichlet, esto es exigir que $G(\vec{x}, \vec{x}') = 0$, para cualquier $\vec{x}' \in \partial V$.
4. Por último, podemos usar la función de Green hallada para encontrar la solución, sujeta a las condiciones de Dirichlet, que satisfaga (7.21).

En general, no es tarea sencilla encontrar las posiciones e intensidades correctas para cualquier problema, pero sí lo es para ciertos problemas con geometrías simples. Particularmente, este método es útil para problemas en los que los bordes sean *líneas rectas* (problema bidimensional) o *planos* (problema tridimensional), pues en esos casos simplemente supondremos que estos actúan como espejos, de modo que la fuente verdadera se refleja simétricamente en este espejo.

Ejemplo 7.5.1. (Riley, Sección 21.5.3) Resuelva la ecuación de Laplace en la región bidimensional $|\vec{x}| \leq a$ sujeta a la condición de contorno $u = f(\phi)$ en $|\vec{x}| = a$.

También es útil mencionar que es válido utilizar el método de las imágenes al trabajar con condiciones de Neumann, donde el procedimiento descrito anteriormente sigue siendo el mismo, pero utilizando las condiciones de Neumann para establecer nuestras imágenes.

Ejemplo 7.5.2. (Riley, Sección 21.5.4) Resuelva la ecuación de Laplace en la región bidimensional $|\vec{x}| \leq a$ sujeta a la condición de contorno $\partial u / \partial n = f(\phi)$ en $|\vec{x}| = a$, con $\int_0^{2\pi} f(\phi) d\phi = 0$, como requiere la condición de consistencia.

Introducción a los Tensores Cartesianos

Llegando al último capítulo del curso, nos desviamos un poco de la noción de que este curso se dedica a enseñar métodos matemáticos que pueden ser útiles en Física, para en su lugar introducir cantidades y conceptos con la misma utilidad.

Una de las nociones más importantes que tenemos en física clásica es el hecho de que *los fenómenos físicos son los mismos, y no deben cambiar según el observador*, más allá de que las componentes de las cantidades que los describen puedan hacerlo. Particularmente, nos centraremos en las *transformaciones ortogonales* de un sistema coordenado, referidas de forma más común como **rotaciones**.

Por ejemplo, un vector que describe la posición de un objeto en función del tiempo puede ser diferente según el sistema de coordenadas en que se lo describa, pero el movimiento *físico* seguirá siendo el mismo.

8.1. Transformaciones ortogonales

Antes de entrar más de lleno en la discusión, recordemos e introduzcamos algunas definiciones.

Definición 8.1. Se denomina **delta de Kronocker** al elemento δ_{ij} , definido en un espacio vectorial de n dimensiones como

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i = j \\ 0, & i \neq j \end{cases} . \quad (8.1)$$

Este elemento puede representarse de forma matricial como la matriz identidad del espacio de dimensión n .

Definición 8.2. Sea un conjunto de vectores unitarios $\{\hat{e}_i\}_{i=1}^n$ de un espacio n -dimensional. Diremos que este forma una **base ortonormal** si al realizar el producto

escalar entre elementos del conjunto, se cumple la relación

$$\hat{e}_i \cdot \hat{e}_j = \delta_{ij}, \quad (8.2)$$

donde δ_{ij} es la delta de Kronecker.

Definición 8.3. Dado un sistema coordinado en un espacio de n dimensiones, podemos definir el **vector posición** \vec{x} , que une el origen del sistema con punto con coordenadas x_i , con $i = 1, 2, \dots, n$ como

$$\vec{x} = \sum_{i=1}^n x_i \hat{e}_i, \quad (8.3)$$

donde las **componentes del vector** en la base $\{\hat{e}_i\}_{i=1}^n$ puede expresarse como

$$x_i = \vec{x} \cdot \hat{e}_i. \quad (8.4)$$

Más allá de que el vector posición es aquel que tiene un sentido *físico* a partir del cual hacer las definiciones, podemos descomponer *cualquier vector* en la base $\{\hat{e}_i\}_{i=1}^n$ en términos de sus respectivas componentes, sin importar la cantidad que este pueda representar.

Una vez introducidas estas nociones, podemos definir un nuevo sistema coordinado, que llamaremos x'_i y cuya base es $\{\hat{e}'_i\}_{i=1}^n$, que corresponde a una *rotación* del sistema x_i definido anteriormente, como se ve en la figura X.

Respecto de esta nueva base, un vector \vec{v} cualquiera puede ser descompuesto en sus componentes v'_i en la base $\{\hat{e}'_i\}_{i=1}^n$,

$$\vec{v} = \sum_{i=1}^n v'_i \hat{e}'_i. \quad (8.5)$$

Dado que, si bien dan origen a sistemas de coordenadas diferentes, ambas bases se encuentran en el mismo espacio vectorial, ¿Cómo podemos relacionar ambas bases entre sí? Para ello, haremos uso de una **matriz de transformación**, definida como

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nn} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{e}_1 \cdot \hat{e}'_1 & \hat{e}_1 \cdot \hat{e}'_2 & \dots & \hat{e}_1 \cdot \hat{e}'_n \\ \hat{e}_2 \cdot \hat{e}'_1 & \hat{e}_2 \cdot \hat{e}'_2 & \dots & \hat{e}_2 \cdot \hat{e}'_n \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \hat{e}_n \cdot \hat{e}'_1 & \hat{e}_n \cdot \hat{e}'_2 & \dots & \hat{e}_n \cdot \hat{e}'_n \end{pmatrix}. \quad (8.6)$$

De este modo,

$$\hat{e}'_i = \sum_{j=1}^n a_{ij} \hat{e}_j, \quad (8.7)$$

por lo que podemos reescribir el vector \vec{v} como

$$\vec{v} = \sum_{i=1}^n v'_i \left(\sum_{j=1}^n a_{ij} \hat{e}_j \right). \quad (8.8)$$

8.1.1. Convenio de suma de Einstein

Antes de continuar la discusión, es útil introducir el **convenio de suma de Einstein**, que establece que en toda expresión donde se repitan dos índices iguales, *existe una suma implícita sobre todo el rango de variación del índice*. Es más, el índice de suma es una etiqueta arbitraria, por lo que puede ser renombrada a conveniencia.

Por ejemplo, las expresiones (8.3) y (8.24) pueden reescribirse como

$$\vec{v} = v_i \hat{e}_i, \quad (8.9)$$

$$\delta_{ij} = a_{ik} a_{jk}. \quad (8.10)$$

Además, dado que existe una suma implícita, podemos aplicar la delta de Kronecker para reemplazar índices en una multiplicación, de modo que

$$a_{ij} b_{jk} \delta_{ki} = a_{ij} b_{ji} = a_{kj} b_{jk}. \quad (8.11)$$

8.2. Covarianza y contravarianza

En la sección anterior, vimos que podemos reescribir un vector $\vec{x} = x_i \hat{e}_i$ en términos de una segunda base ortonormal $\{\hat{e}'_i\}_{i=1}^n$ como

$$\vec{x} = x'_i a_{ij} \hat{e}_j. \quad (8.12)$$

Comparando esta expresión con $\vec{x} = x_i \hat{e}_i$, observamos que *las componentes de un vector transforman como*

$$x'_j = a_{ji} x_i, \quad (8.13)$$

donde la inversión de los índices en las componentes de la matriz representa que estamos considerando la matriz transversa.

Nos gustaría poder encontrar una expresión explícita para dicha matriz. Para ello, podemos derivar la expresión (8.13) respecto a las coordenadas x_i , obteniendo

$$a_{ji} = \frac{\partial x'_j}{\partial x_i}, \quad (8.14)$$

mientras que la transformación inversa satisface

$$a_{ij} = \frac{\partial x_i}{\partial x'_j}. \quad (8.15)$$

De este modo, podemos reescribir la ecuación (8.13), con lo que *las componentes de los vectores transforman, bajo transformaciones ortogonales, como*

$$x'_i = \frac{\partial x'_i}{\partial x_j} A_j. \quad (8.16)$$

Uno podría esperar que todos los vectores transformaran según esta regla. Sin embargo, veamos qué ocurre para el vector gradiente de un campo escalar, $\nabla\phi$, donde $(\nabla\phi)_j = (\partial\phi/\partial x_j)\vec{e}_j$. Tenemos, por regla de la cadena,

$$(\nabla\phi)'_i = \frac{\partial\phi}{\partial x'_i} = \frac{\partial x_j}{\partial x'_i} \frac{\partial\phi}{\partial x_j}, \quad (8.17)$$

que es *una ley de transformación diferente*. Sin embargo, ambas cantidades corresponden a vectores. ¿Cómo explicamos esta diferencia?

El hecho radica en que, en efecto, ambas cantidades son vectores *en coordenadas cartesianas*, pero no necesariamente *en cualquier sistema de coordenadas*. Por ello, es conveniente introducir las nociones de vectores **covariantes** y vectores **contravariantes**. En este curso esta distinción no es necesaria, pero quienes deseen trabajar en gravitación o en altas energías, deberán comenzar a tener en cuenta estas nociones.

Definición 8.4. Un vector \vec{v} es denominado **contravariante** cuando, al ser sometido a una transformación ortogonal, transforma según la regla

$$v'_i = \frac{\partial x'_i}{\partial x_j} v_j, \quad (8.18)$$

y se denomina **covariante** cuando transforma según la regla

$$v'_i = \frac{\partial x_j}{\partial x'_i} v_j. \quad (8.19)$$

Las componentes del vector posición siempre transforman como vectores contravariantes.

Al trabajar en sistemas no cartesianos, es común representar los vectores contravariantes con superíndices en lugar de subíndices, de modo que las reglas (8.18) y (8.19) se suelen escribir como

$$v'^i = \frac{\partial x'^i}{\partial x^j} v^j, \\ v'_i = \frac{\partial x^j}{\partial x'^i} v_j.$$

Al utilizar esta convención, la suma se representa al tener *índices cruzados*, es decir, índices repetidos tanto como superíndice y como subíndice.

8.3. Transformaciones Ortogonales

La discusión hecha hasta ahora es válida para cualquier transformación de coordenadas entre dos bases distintas. Para los efectos de este curso, nos interesa trabajar únicamente con *transformaciones ortogonales*.

Definición 8.5. Una **transformación ortogonal** es aquella transformación de cambio de base que permite convertir una base ortonormal $\{\hat{e}_i\}_{i=1}^n$ en una nueva base ortonormal $\{\hat{e}'_i\}_{i=1}^n$.

Para asegurarnos que la transformación (8.7) sea una transformación ortogonal, debe además satisfacer que

$$\delta_{ij} = \hat{e}'_i \cdot \hat{e}'_j \quad (8.20)$$

$$= \left(\sum_{k=1}^n a_{ik} \hat{e}_k \right) \left(\sum_{l=1}^n a_{jl} \hat{e}_l \right) \quad (8.21)$$

$$= \sum_{k=1}^n \sum_{l=1}^n a_{ik} a_{jl} (\hat{e}_k \cdot \hat{e}_l) \quad (8.22)$$

$$= \sum_{k=1}^n \sum_{l=1}^n a_{ik} a_{jl} \delta_{kl} \quad (8.23)$$

$$= \sum_{k=1}^n a_{ik} a_{jk}, \quad (8.24)$$

o bien, matricialmente,

$$A \cdot (A^T) = I, \quad (8.25)$$

que al calcular el determinante, observamos que

$$\det(A)^2 = 1, \quad (8.26)$$

de modo que una transformación ortogonal deberá satisfacer que $\det(A) = 1$, caso en que se denomina *transformación propia*, o bien que $\det(A) = -1$, lo que se conoce como *transformación impropia*.

En particular, de (8.25) podemos observar que para una transformación ortogonal, $A^T = A^{-1}$, es decir, la transpuesta de la transformación coincide con su inversa, de modo que también se satisface que

$$(A^T) \cdot A = I, \quad (8.27)$$

o en notación indicial,

$$\sum_{k=1}^n a_{ki} a_{kj} = \delta_{ij}. \quad (8.28)$$

8.4. Tensores Cartesianos

Hasta ahora, hemos discutido las propiedades de los vectores, elementos con los que ya somos familiares. Sin embargo, seguimos sin responder la incógnita de *¿qué es un tensor?*

Para ello, consideremos dos vectores $\vec{B} = b_i \hat{e}_i$ y $\vec{C} = c_i \hat{e}_i$. El *producto externo* de estos dos vectores corresponde a la cantidad

$$T_{ij} = u_i v_j, \quad (8.29)$$

donde observamos que necesitamos de *dos índices* para definir el producto externo. ¿Qué ocurre con esta cantidad si, en lugar de utilizar la base \hat{e}_i , utilizamos la base \hat{e}'_i ? En otras palabras, ¿cómo transforma T_{ij} bajo transformaciones ortogonales? Notamos que

$$T'_{ij} = u'_i v'_j = (a_{ik} u_k)(a_{jl} v_l) = a_{ik} a_{jl} (u_k v_l) = a_{ik} a_{jl} T_{kl}. \quad (8.30)$$

Observamos pues, que T_{ij} transforma de manera similar a los vectores bajo transformaciones ortogonales. A cantidades que siguen una regla de transformación de este tipo, las llamamos *tensores de rango 2*, pues requerimos de dos matrices de transformación para definir las adecuadamente. Observamos que, para un espacio de n dimensiones, estos elementos tendrán n^2 componentes.

Esta noción puede ampliarse a más dimensiones, según la siguiente definición,

Definición 8.6. Dado un espacio de n dimensiones, el conjunto de n^r cantidades $T_{i_1 i_2 \dots i_r}$ definidas en cada sistema ortogonal de coordenadas, son las componentes de un **tensor cartesiano de rango r** si, bajo transformaciones ortogonales, sus valores siguen la regla de transformación

$$T'_{i_1 i_2 \dots i_r} = a_{i_1 j_1} a_{i_2 j_2} \dots a_{i_r j_r} T_{j_1 j_2 \dots j_r}. \quad (8.31)$$

Gracias a esta definición, observamos que los **vectores**, que tienen una sola matriz de transformación en su definición (8.12), son *tensores de rango 1*. A su vez, los **escalares** son cantidades que no se ven modificadas frente a una transformación de coordenadas, de modo que $\rho' = \rho$. Por ello, podemos considerarlos *tensores de rango 0*.

8.4.1. Propiedades

En este contexto, vale la pena mencionar con algo más de detalle a dos propiedades.

1. Si *todas las componentes de un tensor se anulan en un sistema coordenado ortogonal*, ellas se anularán en *todo sistema coordenado ortogonal*. Esta propiedad nos interesa, ya que nos indica que la anulación de un tensor **es una propiedad intrínseca** de este. Por ello, utilizar tensores en Física es tan importante, pues nos

permite plantear leyes *que no dependen del sistema coordenado en que trabajamos*, sino únicamente del fenómeno estudiado.

Por ejemplo, podemos estar estudiando el momento de inercia de un cuerpo en movimiento, el cual es un tensor de rango 2. Si diera la casualidad de que este es cero en algún sistema coordenado ortogonal, esto quiere decir que en cualquier sistema coordenado ortogonal, el cuerpo *no se encuentra rotando*.

2. Existen algunos **tensores invariantes o isotrópicos**, los cuales tienen siempre las mismas componentes *en cualquier sistema coordenado*. Un ejemplo de estos es la delta de Kronecker, pues en cualquier sistema coordenado tendrá las mismas componentes, 1 si $i = j$ y 0 si $i \neq j$.

En efecto, podemos observar que la delta de Kronecker transforma como

$$\delta'_{ij} = a_{ik}a_{jl}\delta_{kl} = a_{ik}a_{jk} = \delta_{ij} . \quad (8.32)$$

8.5. Álgebra Tensorial

Dicho rápido y sencillo, hemos visto que los tensores de rango 1 y rango 2 se comportan como vectores columna y como matrices, respectivamente. Por ello, esperaríamos que sea posible definir operaciones tensoriales similares a las definidas para estos elementos, incluyendo la posibilidad de construir tensores a partir de otros.

- **Adición y sustracción.** Se define la adición (o suma) y sustracción (o resta) de dos tensores *del mismo orden* componente a componente, es decir,

$$S_{ij\dots k} = V_{ij\dots k} + W_{ij\dots k} , \quad (8.33)$$

$$D_{ij\dots k} = V_{ij\dots k} - W_{ij\dots k} . \quad (8.34)$$

- **Permutación de índices.** La operación de permutar dos índices de un tensor de rango r , define un nuevo tensor de rango r . Es decir, dado un tensor $T_{ijk\dots l}$ de rango r , la cantidad

$$B_{ijk\dots l} = T_{ikj\dots l} \quad (8.35)$$

es también un tensor de rango r .

- **Producto tensorial, o directo.** De manera similar al *producto externo* de dos vectores que calculamos anteriormente, podemos definir el producto entre dos tensores de diferente rango, digamos r y s , lo que permite formar un nuevo vector de rango $r + s$,

$$C_{i_1i_2\dots i_{r+s}} = A_{i_1i_2\dots i_r} \cdot B_{i_{r+1}i_{r+2}\dots i_{r+s}} . \quad (8.36)$$

En este caso, es relevante respetar la posición de los índices en el producto, pues en general el tensor $C_{ij} = A_iB_j$ será distinto al vector $D_{ij} = A_jB_i$, como consecuencia de la permutación de índices.

Esta operación incluye, por supuesto, el producto entre un tensor de rango 0 (un escalar) y un tensor de rango r , definiendo el *producto por un escalar*.

- **Contracción de índices.** El producto escalar entre dos vectores nos entrega un escalar en lugar de un tensor de orden 2 como consecuencia de la repetición de índices en el producto. De manera similar, la repetición de dos índice dentro de un tensor de orden r (digamos, el s -ésimo y el t -ésimo índice), es equivalente a un tensor de orden $r - 2$,

$$B_{i_1 i_2 \dots i_{r-2}} = A_{i_1 i_2 \dots j \dots j \dots i_{r-2}} , \quad (8.37)$$

o de forma equivalente,

$$B_{i_1 i_2 \dots} = A_{i_1 i_2 \dots i_r} \delta_{i_s i_t} . \quad (8.38)$$

- **Ley del cociente.** Consideremos el caso en que tenemos una expresión de la forma

$$A_{pq \dots k \dots m} B_{ij \dots k \dots n} = C_{pq \dots m i j \dots n} , \quad (8.39)$$

donde sabemos que B y C son tensores de rango r y s , respectivamente, pero desconocemos si A es un tensor. La ley del cociente establece que *si la relación (8.39) es válida en cualquier sistema de coordenadas, entonces A es un tensor de orden $s - r + 2$* . La demostración (para el caso $r = s = 2$) puede ser hallada en el capítulo 26, sección 7 de Riley [22].

- **Simetría.** Cuando un tensor no cambia bajo la permutación de dos de sus índices,

$$T_{i_1 i_2 \dots i_s \dots i_t \dots i_r} = T_{i_1 i_2 \dots i_t \dots i_s \dots i_r} , \quad (8.40)$$

se dice que este es *simétrico* respecto a dichos índices. Si, en cambio,

$$T_{i_1 i_2 \dots i_s \dots i_t \dots i_r} = -T_{i_1 i_2 \dots i_t \dots i_s \dots i_r} , \quad (8.41)$$

decimos que el tensor es *antisimétrico* respecto de dichos índices. En general, un tensor de rango r puede escribirse como la suma de un tensor simétrico y un tensor antisimétrico respecto de la misma permutación de índices, de modo que

$$T_{i_1 i_2 \dots i_s \dots i_t \dots i_r} = \frac{1}{2}(T_{i_1 i_2 \dots i_s \dots i_t \dots i_r} + T_{i_1 i_2 \dots i_t \dots i_s \dots i_r}) + \frac{1}{2}(T_{i_1 i_2 \dots i_s \dots i_t \dots i_r} - T_{i_1 i_2 \dots i_t \dots i_s \dots i_r}) \quad (8.42)$$

$$= S_{i_1 i_2 \dots i_s \dots i_t \dots i_r} + A_{i_1 i_2 \dots i_s \dots i_t \dots i_r} . \quad (8.43)$$

En física, a veces es común utilizar la siguiente notación,

$$T_{i_1 i_2 \dots (i_s | \dots | i_t) \dots i_r} \equiv S_{i_1 i_2 \dots i_s \dots i_t \dots i_r} , \quad (8.44)$$

$$T_{i_1 i_2 \dots [i_s | \dots | i_t] \dots i_r} \equiv A_{i_1 i_2 \dots i_s \dots i_t \dots i_r} , \quad (8.45)$$

donde los índices entre paréntesis o corchetes son los índices respecto de los cuales el tensor es simétrico o antisimétrico.

Un tensor **completamente simétrico** de rango r es aquel que es simétrico respecto a la permutación de cada par de índices. Este tendrá $\frac{(n+r-1)!}{(n-1)!r!}$ componentes linealmente independientes.

De forma análoga, un tensor **completamente antisimétrico** de rango r es aquel que es antisimétrico respecto a la permutación de cada par de índices. Este tendrá $\frac{n!}{(n-r)!r!}$ componentes linealmente independientes. En particular, un tensor de rango $r = n$, tendrá *una única componente linealmente independiente*.

8.6. Pseudovectores y pseudotensores

Hasta ahora, de manera implícita, hemos utilizado transformaciones ortogonales *propias*, es decir, que solo rotan el sistema, pero no modifican la orientación de los tensores. Sin embargo, al considerar transformaciones *impropias*, que no solo rotan el sistema sino que realizan una inversión de coordenadas o *reflexión* ($x_i \rightarrow -x_i$). Cuando también incluimos este tipo de transformaciones, los vectores siguen cumpliendo la regla de transformación (8.12), pero existen ciertas cantidades físicas que comúnmente supondríamos como vectores, pero que bajo una reflexión no transforman de igual manera, como es el caso de aquellas relacionadas a cantidades *angulares*, como la velocidad angular, el torque o el momento angular.

Definición 8.7. Las cantidades que transforman según la regla

$$\vec{v}' = \det(A)A\vec{v}, \quad (8.46)$$

se denominan **pseudovectores**, o **vectores axiales**.

De forma análoga, es posible extender esta noción a tensores y *pseudotensores*.

Definición 8.8. Los elementos que transforman según la regla

$$T'_{i_1 i_2 \dots i_r} = \det(A) a_{i_1 j_1} a_{i_2 j_2} \dots a_{i_r j_r} T_{j_1 j_2 \dots j_r} \quad (8.47)$$

se denominan **pseudotensores**.

8.6.1. Propiedades

1. La suma y la diferencia de dos pseudotensores del mismo rango es también un pseudotensor del mismo rango.
2. El producto tensorial de dos pseudotensores es un tensor cartesiano.
3. El producto tensorial de un pseudotensor y un tensor es un pseudotensor.
4. La contracción de dos índices de un pseudotensor define un nuevo pseudotensor.

5. Un **pseudoescalar** es una cantidad que cambia de signo bajo una transformación impropia.
6. En física, es común considerar únicamente transformaciones propias. En estos casos, la distinción entre tensores y pseudotensores no es necesaria.

8.6.2. Símbolo de Levi-Civita

Definición 8.9. En un espacio n -dimensional, se define el **símbolo de Levi-Civita** como un objeto de n índices *totalmente antisimétrico*, es decir,

$$\varepsilon_{ijkl\dots} = -\varepsilon_{jikl\dots} = -\varepsilon_{kjl\dots} = -\varepsilon_{ljki} = \varepsilon_{jilk} = \dots, \quad (8.48)$$

tal que en todo sistema de coordenadas,

$$\varepsilon_{123\dots n} = 1. \quad (8.49)$$

De forma equivalente, se puede definir como

$$\varepsilon_{i_1\dots i_n} = \begin{cases} 1, & \text{si } i_1 \dots i_n \text{ es una permutación par de } 12 \dots n, \\ -1, & \text{si } i_1 \dots i_n \text{ es una permutación impar de } 12 \dots n, \\ 0, & \text{en otro caso.} \end{cases} \quad (8.50)$$

Propiedades

El símbolo de Levi-Civita puede ser utilizado para calcular *determinantes*, en particular aquellos de las matrices de transformación, donde

$$\det(A) = a_{1j_1} a_{2j_2} \dots a_{nj_n} \varepsilon_{j_1 j_2 \dots j_n}, \quad (8.51)$$

de donde se desprende que el símbolo de Levi-Civita transforma, bajo una transformación arbitraria, como

$$\varepsilon'_{i_1\dots i_n} = \frac{1}{\det(A)} a_{i_1 j_1} a_{i_2 j_2} \dots a_{i_n j_n} \varepsilon_{j_1 j_2 \dots j_n}. \quad (8.52)$$

Como en las transformaciones ortogonales, $\det(A) = 1/\det(A) = \pm 1$, concluimos que el símbolo de Levi-Civita *transforma como un pseudotensor*.

Otra utilidad de este elemento es la posibilidad de representar productos vectoriales entre dos vectores en notación tensorial, de modo que si $\vec{C} = \vec{A} \times \vec{B}$, podemos escribir

$$C_i = \varepsilon_{ijk} A_j B_k. \quad (8.53)$$

Como consecuencia, *todo vector que se obtiene a partir del producto vectorial entre dos vectores, es un pseudovector*, lo que explica por qué las cantidades angulares se comportan como pseudovectores.

Otra propiedad interesante es la identidad

$$\varepsilon_{i_1 \dots i_n} = \begin{vmatrix} \delta_{i_1 1} & \delta_{i_1 2} & \dots & \delta_{i_1 n} \\ \delta_{i_2 1} & \delta_{i_2 2} & \dots & \delta_{i_2 n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \delta_{i_n 1} & \delta_{i_n 2} & \dots & \delta_{i_n n} \end{vmatrix}, \quad (8.54)$$

de donde es directo hallar que el producto de dos símbolos de Levi-Civita se puede hallar como

$$\varepsilon_{i_1 i_2 \dots i_n} \varepsilon_{j_1 j_2 \dots j_n} = \begin{vmatrix} \delta_{i_1 j_1} & \delta_{i_1 j_2} & \dots & \delta_{i_1 j_n} \\ \delta_{i_2 j_1} & \delta_{i_2 j_2} & \dots & \delta_{i_2 j_n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \delta_{i_n j_1} & \delta_{i_n j_2} & \dots & \delta_{i_n j_n} \end{vmatrix}. \quad (8.55)$$

Por último, limitándonos al símbolo de Levi-Civita en tres dimensiones, este satisface las identidades

$$\varepsilon_{ijk} \varepsilon_{lmk} = \delta_{il} \delta_{jm} - \delta_{im} \delta_{jl}, \quad (8.56)$$

$$\varepsilon_{ijk} \varepsilon_{ljk} = 2\delta_{il}, \quad (8.57)$$

$$\varepsilon_{ijk} \varepsilon_{ijk} = 6. \quad (8.58)$$

8.6.3. Tensores duales

A cualquier (pseudo-)tensor totalmente antisimétrico de rango r en n dimensiones se le puede asociar un (pseudo-)tensor totalmente antisimétrico de rango $(n - r)$, pues ambos tienen el mismo número de componentes linealmente independientes.

Definición 8.10. Si $A_{i_1 \dots i_r}$ es un tensor totalmente antisimétrico de rango r , se define un **pseudotensor dual** de rango $n - r$ como

$$\mathcal{A}_{i_1 \dots i_{n-r}} = \frac{1}{r!} \varepsilon_{i_1 \dots i_{n-r} j_1 \dots j_r} A_{j_1 \dots j_r}, \quad (8.59)$$

mientras que la transformación inversa se define como

$$A_{i_1 \dots i_r} = \frac{1}{(n - r)!} \varepsilon_{i_1 \dots i_r j_1 \dots j_{n-r}} \mathcal{A}_{j_1 \dots j_{n-r}}. \quad (8.60)$$

Cuando trabajamos en tres dimensiones, a cualquier tensor de rango 3 totalmente antisimétrico, A_{ijk} , le podemos asociar un pseudoescalar dual \mathcal{A} , tal que

$$\mathcal{A} = \frac{1}{3!} \varepsilon_{ijk} A_{ijk}, \quad A_{ijk} = \varepsilon_{ijk} \mathcal{A}, \quad (8.61)$$

y a cualquier tensor antisimétrico A_{ij} se le puede asociar un pseudovector \mathcal{A}_i , tal que

$$\mathcal{A}_i = \frac{1}{2} \varepsilon_{ijk} A_{jk}, \quad A_{ij} = \varepsilon_{ijk} \mathcal{A}_k, \quad (8.62)$$

y viceversa.

En Física, el uso de tensores y sus duales nos permite tener cantidades diferentes que contienen la misma información, y que pueden ser útiles en diferentes contextos. Por ejemplo, el *momento multipolar magnético de orden 1*, $M_{ij} = -M_{ji}$, contiene la misma información que el pseudovector *momento magnético*, definido como $\mu_i = \varepsilon_{ijk} M_{jk}/2$.

8.7. Análisis tensorial

En el curso de Física Matemática I, ya estudiaron la noción de *análisis vectorial*, que correspondía al uso del operador nabla en diferentes sistemas coordenados. En este, hicieron uso de las nociones de *campo escalar* y *campo vectorial*. Estas nociones pueden también extenderse a elementos de mayor rango mediante los campos tensoriales.

Definición 8.11. Se define un **campo tensorial** como la función que asocia a cada punto del espacio con un tensor $T_{i_1 i_2 \dots i_r}$, es decir,

$$x \mapsto T_{i_1 i_2 \dots i_r}(x). \quad (8.63)$$

8.7.1. Derivación

Dado que un campo tensorial de rango r consta de n^r cantidades definidas en cada punto del espacio, podemos derivar cada una de estas cantidades respecto a las n coordenadas del espacio, obteniendo n^{r+1} derivadas parciales

$$\frac{\partial T_{i_1 \dots i_r}}{\partial x_j} \equiv \partial_j T_{i_1 \dots i_r}, \quad (8.64)$$

que forman un tensor cartesiano de rango $r + 1$ bajo transformaciones ortogonales. En efecto,

$$(\partial_j T_{i_1 \dots i_r})' = \frac{\partial T'_{i_1 \dots i_r}}{\partial x'_j} \quad (8.65)$$

$$= \frac{\partial}{\partial x'_j} (a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} T_{j_1 \dots j_r}) \quad (8.66)$$

$$= a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} \frac{\partial T_{j_1 \dots j_r}}{\partial x'_j}. \quad (8.67)$$

Usando ahora la regla de la cadena, tenemos que

$$\frac{\partial T_{j_1 \dots j_r}(x')}{\partial x'_j} = \frac{\partial T_{j_1 \dots j_r}(x')}{\partial x_k} \frac{\partial x_k}{\partial x'_j} = a_{jk} \frac{\partial T_{j_1 \dots j_r}(x')}{\partial x_k}, \quad (8.68)$$

de modo que

$$(\partial_j T_{i_1 \dots i_r})' = a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} \frac{\partial T_{j_1 \dots j_r}(x')}{\partial x_k} \frac{\partial x_k}{\partial x'_j} \quad (8.69)$$

$$= a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} a_{jk} \frac{\partial T_{j_1 \dots j_r}(x')}{\partial x_k} \quad (8.70)$$

$$= a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} a_{jk} (\partial_k T_{j_1 \dots j_r}), \quad (8.71)$$

comprobando así que transforma como un tensor de orden $r + 1$.

También podemos calcular la derivada de un tensor de rango r respecto de un parámetro t independiente de las coordenadas. En este caso, el resultado es también un tensor de orden r ,

$$\frac{dT'_{i_1 \dots i_r}}{dt} = a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} \frac{dA_{j_1 \dots j_r}}{dt}. \quad (8.72)$$

De una manera similar, podemos operar sobre este nuevo tensor *derivada* con todas las operaciones tensoriales disponibles. En particular, podemos definir el operador nabla en un espacio de n dimensiones. En notación indicial, dado un campo escalar ϕ y un vector \vec{A} , tenemos

$$(\nabla \phi)_i = \partial_i \phi, \quad (8.73)$$

$$\nabla \cdot \vec{A} = \partial_i A_i, \quad (8.74)$$

$$(\nabla \times \vec{A})_i = \varepsilon_{ijk} \partial_j A_k, \quad (8.75)$$

$$\nabla^2 \phi = \partial_i \partial_i \phi. \quad (8.76)$$

8.7.2. Integración

Al igual que tenemos *integrales vectoriales* para campos vectoriales, que pueden dar como resultado un vector o un escalar, podemos definir *integrales tensoriales* para campos tensoriales. En particular, revisaremos las integrales de línea, superficie y volumen.

Integrales de línea

Una integral de línea sobre un campo tensorial $T_{i_1 \dots i_r}(x)$ de rango r a lo largo de una curva C definida por un parámetro λ tal que $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$, genera un tensor de rango $r + 1$ definido como

$$C_{ji_1 \dots i_r} = \int_C T_{i_1 \dots i_r}(x) dx_j, \quad (8.77)$$

o de forma explícita,

$$C_{ji_1 \dots i_r} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} T_{i_1 \dots i_r}(x(\lambda)) \left(\frac{dx_j}{d\lambda}(\lambda) \right) d\lambda. \quad (8.78)$$

En efecto, observamos que

$$C'_{ji_1 \dots i_r} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [T'_{i_1 \dots i_r}(x(\lambda))] \left[\frac{dx'_j}{d\lambda}(x) \right] d\lambda, \quad (8.79)$$

$$= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} T_{j_1 \dots j_r}(x(\lambda))] \left[\frac{d(a_{jk} x_k)}{d\lambda}(x) \right] d\lambda, \quad (8.80)$$

$$= a_{jk} a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} T_{j_1 \dots j_r}(x(\lambda)) \frac{dx_k}{d\lambda}(\lambda) d\lambda, \quad (8.81)$$

$$= a_{jk} a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} C_{kj_1 \dots j_r}. \quad (8.82)$$

Integrales de superficie

Dado un (pseudo)vector $n_i(x)$ unitario y normal a la superficie S en el punto x_i , podemos definir la integral de superficie de un campo tensorial $T_{i_1 \dots i_r}(x)$ de rango r , que será un (pseudo)tensor de rango $r + 1$, como

$$C_{ji_1 \dots i_r} = \int_S T_{i_1 \dots i_r}(x) dS_j, \quad dS_j = n_j dS, \quad (8.83)$$

donde dS es el elemento de superficie que, por definición, es un escalar.

Comprobamos que esta integral es un tensor, ya que

$$C'_{ji_1 \dots i_r} = \int_S T'_{i_1 \dots i_r}(x) n'_j dS', \quad (8.84)$$

$$= \int_S [a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} T_{j_1 \dots j_r}(x)] (a_{jk} n_k) dS, \quad (8.85)$$

$$= a_{jk} a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} \int_S T_{j_1 \dots j_r}(x) n_k dS, \quad (8.86)$$

$$= a_{jk} a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} C_{kj_1 \dots j_r}. \quad (8.87)$$

Integrales de volumen

En este caso, dado un volumen n -dimensional, la integral de volumen de un campo tensorial $T_{i_1 \dots i_r}(x)$ de rango r , es también un tensor de rango r , definido como

$$C_{i_1 \dots i_r} = \int_V T_{i_1 \dots i_r}(x) d^n x. \quad (8.88)$$

Efectivamente, observamos que

$$C'_{i_1 \dots i_r} = \int_V T'_{i_1 \dots i_r}(x) d^n x', \quad (8.89)$$

$$= \int_V [a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} T_{j_1 \dots j_r}(x)] \left| \frac{\partial x'}{\partial x} \right| d^n x, \quad (8.90)$$

$$= a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} \int_V T_{j_1 \dots j_r}(x) \det(A) d^n x, \quad \det(A) = 1 \quad (8.91)$$

$$= a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} \int_V T_{j_1 \dots j_r}(x) d^n x, \quad (8.92)$$

$$= a_{i_1 j_1} \dots a_{i_r j_r} C_{j_1 \dots j_r}. \quad (8.93)$$

Teoremas integrales

El **teorema fundamental del cálculo** en varias variables puede ser escrito en notación tensorial como

$$\int_{C_{[A,B]}} (\partial_k T_{i_1 \dots i_r}) dx_k = T_{i_1 \dots i_r}(B) - T_{i_1 \dots i_r}(A), \quad (8.94)$$

donde $C_{[A,B]}$ es una curva que une los puntos A y B .

El **teorema de Gauss** en 3 dimensiones puede escribirse como

$$\int_V \partial_j T_{i_1 \dots k \dots i_r}(x) dV = \oint_{\partial V} T_{i_1 \dots k \dots i_r}(x) dS_j, \quad (8.95)$$

y puede generalizarse al caso en el que no necesariamente exista una contracción de índices (no necesariamente hay una divergencia) como

$$\int_V \partial_j T_{i_1 \dots i_r}(x) dV = \oint_{\partial V} T_{i_1 \dots i_r}(x) dS_j. \quad (8.96)$$

El **teorema de Stokes** se puede escribir de una manera similar, escribiendo los casos donde hay contracción de índices,

$$\int_S \varepsilon_{ijk} \partial_j T_{i_1 \dots k \dots i_r} dS_i = \oint_{\partial S} T_{i_1 \dots k \dots i_r} dx_k, \quad (8.97)$$

y el caso en que no necesariamente exista una contracción,

$$\int_S \varepsilon_{ijk} \partial_j T_{i_1 \dots i_r} dS_i = \oint_{\partial S} T_{i_1 \dots i_r} dx_k. \quad (8.98)$$

Referencias

- [1] R. P. Agarwal y D. O'Regan. *Ordinary and Partial Differential Equations: With Special Functions, Fourier Series, and Boundary Value Problems*. Springer, 2009.
- [2] F Andino, M. Recarte y M. Spilsbury. «La función delta de Dirac». En: *Revista de la escuela de física* 2.1 (2014), págs. 60-61. URL: <https://pdfs.semanticscholar.org/648b/67463802aae055392666c8f305a2b23c5977.pdf>.
- [3] T. M. Apostol. *Análisis matemático*. 2.^a ed. Editorial Reverté, 1996.
- [4] T. M. Apostol. *Calculus*. 2.^a ed. Vol. 2. Editorial Reverté, 1985.
- [5] G. Arfken y H. Weber. *Mathematical methods for physicists*. 6.^a ed. Elsevier Academic Press, 2005.
- [6] M. Bôcher. «On Gibb's Phenomenon». En: *Math* 1914.144 (1914), págs. 41-47. DOI: <https://doi.org/10.1515/crll.1914.144.41>.
- [7] J. W. Brown y R. V. Churchill. *Fourier series and boundary value problems*. 5.^a ed. McGraw-Hill, 1993.
- [8] E. Butkov. *Mathematical Physics*. 1.^a ed. Addison-Wesley, 1968.
- [9] E. A. Coddington. *An Introduction to Ordinary Differential Equations*. 5.^a ed. Dover Publications, 1961.
- [10] R. Courant y D. Hilbert. *Methods of mathematical physics*. 1.^a ed. Vol. 1. Interscience Publishers, 1937.
- [11] S. Hassani. *Mathematical physics: a modern introduction to its foundations*. Springer, 1999.
- [12] H. Hochstadt. *The functions of mathematical physics*. Dover Publications, 1986.
- [13] H. P. Hsu. *Análisis de Fourier*. Addison-Wesley Iberoamericana, 1987.
- [14] Wikipedia (en inglés). *Bessel Function*. Page Version ID: 1270535814. Ene. de 2025. URL: https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Bessel_function&oldid=1270535814.
- [15] John David Jackson. *Classical electrodynamics*. eng. Third edition, international adaption. Hoboken, NY: Wiley, 2021. ISBN: 978-1-119-77076-3.

- [16] Serge Lang. *Analysis I*. Addison-Wesley, 1968. Cap. 10 y 13.
- [17] J. E. Marsden y M. J. Hoffman. *Análisis clásico elemental*. 2.^a ed. Addison-Wesley Iberoamericana, 1998.
- [18] Sean Mauch. *Introduction to Methods of Applied Mathematics or Advanced Mathematical Methods for Scientists and Engineers*. 2004. URL: <http://www.its.caltech.edu/~sean>.
- [19] V. Muñoz y J. Rogan. *Métodos de la física matemática II*. Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad de Chile, 2009.
- [20] Mohammad Niksirat. *Differential Equations: Partial and boundary value problems*. Department of Mathematical Sciences, University of Alberta, Canada, 2018. URL: <https://sites.ualberta.ca/~niksirat/PDE/PDE.html>.
- [21] E. D. Rainville. *Special functions*. The Macmillan company, 1960.
- [22] K. F. Riley, M.P. Hobson y S. J. Bence. *Mathematical Methods for Physics and Engineering*. Cambridge University Press, 2006.
- [23] R. Rodríguez del Río y E. Zuazua. «Series de Fourier y fenómeno de Gibbs». En: *CUBO, A Mathematical Journal* 5.2 (2003), págs. 185-224. URL: <http://revistas.ufro.cl/ojs/index.php/cubo/article/view/1695>.
- [24] G. F. Rubilar. *Física matemática II*. Departamento de Física, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Concepción, 2019. URL: <https://github.com/gfrubi/FM2>.
- [25] J. Ruiz. *Series de Fourier*. Departamento de Matemática, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Concepción, 2012.
- [26] Murray R. Spiegel, John Liu y Seymour Lipschutz. *Mathematical handbook of formulas and tables*. eng. 3. ed. Schaum's outline series. New York: McGraw-Hill, 2009. ISBN: 978-0-07-154855-7.
- [27] G. P. Tolstov. *Fourier Series*. Dover Publications, 1962.
- [28] Wikipedia contributors. *Frobenius method* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Frobenius_method&oldid=1226431177. [Online; accessed 7-February-2025]. 2024.
- [29] Dennis G. Zill. *A first course in differential equations with modeling applications*. eng. Décima edición. India: Cengage Learning, 2013. ISBN: 978-81-315-2282-0.