

Índice general

1. Cálculo de variaciones	2
1.1. Herramientas previas y repaso	2
1.2. Problema general del cálculo de variaciones	2
1.2.1. Cálculo de extremales	4
1.2.2. Ecuación de Euler	6
1.3. Problema de Braquistocrona	9
1.4. Relación de ejercicios	11
2. Derivadas débiles	14
2.1. Propiedades básicas	14
2.2. The Devil Staircase	19
3. Espacios de Sobolev	22
3.1. Enlace	22
3.2. Modelos de cuerdas y puentes	26
3.2.1. Extremos fijos y densidad constante	26
3.2.2. Extremos fijos y densidad no constante	27
3.2.3. Extremos fijos y densidad arbitraria	28
3.2.4. Puente sujeto por cuerdas	31
4. Teorema de Lax-Milgran	34
4.1. La delta de Dirac y el espacio H^{-1}	39
4.2. Sturm-Liouville: caso 1	41
4.3. Sturm-Liouville: caso 2	43
4.4. Sturm-Liouville: caso 3	45
4.5. Sturm-Liouville: caso 4	45
4.6. Sturm-Liouville: caso 5	46
4.7. Casos regulares	46
4.7.1. Sturm-Liouville: caso regular (1)	47
4.7.2. Sturm-Liouville: caso regular (2)	47
4.7.3. Sturm-Liouville: caso regular (3)	47
4.8. Problema de Sturm-Liouville regular	48

5. Ley de acción de masas	52
5.1. Reacción química	53
5.2. Reacción química en equilibrio	57
6. Ejercicios	59

Cálculo de variaciones

1.1. Herramientas previas y repaso

Necesitaremos recordar algunas nociones y teoremas básicos sobre derivabilidad:

Teorema 1.1 (derivada de una integral respecto de un parámetro). *Sea $X \subset \mathbb{R}^n$ y (X, \mathcal{A}, μ) un espacio medible, I un intervalo cerrado y sea $f : I \times X \longrightarrow \mathbb{R}$ tal que:*

- (a) $\forall t \in I, x \mapsto f(t, x)$ es integrable.
- (b) $\forall x \in X$, la función $t \mapsto f(t, x)$ es derivable en $t \in I$.
- (c) Existe $g : X \longrightarrow \mathbb{R}$ integrable tal que

$$\left| \frac{\partial f}{\partial t}(t, x) \right| \leq |g(x)| \quad \forall x \in X \quad \forall t \in I$$

Entonces la función $F(t) = \int_X f(t, x) dx$ es derivable en t_0 y la derivada es

$$F'(t_0) = \int_X \frac{\partial f}{\partial t}(t_0, x) dx$$

TODO: añadir resto de resultados usados de otras asignaturas que no recordábamos

1.2. Problema general del cálculo de variaciones

Primeramente definimos un tipo de funciones llamadas *funciones test* o *funciones de la clase de Schwartz*, junto con algunos resultados que usaremos bastante para trabajar con ellas.

Definición 1.2. Dado I intervalo, se llama *espacio de funciones test* al conjunto:

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}(a, b) = \{ \phi \in C^\infty(a, b) : \exists J \subset (a, b) \text{ compacto: } \phi(x) = 0 \text{ si } x \notin J \}$$

Lema 1.3. Dado $x_0 \in (a, b)$ y $\varepsilon > 0$ tal que $[x_0 - \varepsilon, x_0 + \varepsilon] \subset (a, b)$, existe $\phi \in \mathcal{D}(a, b)$ tal que $\phi(x) > 0$ si $x \in (x_0 - \varepsilon, x_0 + \varepsilon)$ y $\phi(x) = 0$ en otro caso.

Demostración. La demostración la vamos a hacer por construcción. Sea $g : \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R}$ definida por:

$$g(x) = \begin{cases} e^{1/x} & x < 0 \\ 0 & x \geq 0 \end{cases}$$

Tenemos que $\lim_{x \rightarrow 0^-} g(x) = 0$, luego g es continua. Veamos que de hecho $g \in C^\infty$. Su derivada es:

$$g'(x) = \begin{cases} e^{1/x} \left(-\frac{1}{x^2}\right) & x < 0 \\ 0 & x > 0 \end{cases}$$

Mediante un proceso iterativo llegamos a:

$$g^{(n)}(x) = \begin{cases} e^{1/x} \frac{R(x)}{x^{2n}} & x < 0 \\ 0 & x > 0 \end{cases}$$

donde $R(x)$ es un cierto polinomio que no nos interesa calcular. Queremos ver que

$$\lim_{x \rightarrow 0^-} g^{(n)}(x) = 0,$$

con lo cual, $g \in C^\infty$. Haciendo el cambio $y = -\frac{1}{x}$, el anterior límite equivale a

$$\lim_{y \rightarrow +\infty} \frac{y^{2n}}{e^y} = 0 \Rightarrow g \in C^n \quad \forall n \in \mathbb{N} \Rightarrow g \in C^\infty$$

Con lo anterior, solo nos queda definir la función buscada de forma que sea una función test, es decir, la definimos como:

$$\phi(x) = g(x - (x_0 + \varepsilon))g((x_0 - \varepsilon) - x) \quad \varepsilon > 0$$

□

Teorema 1.4. Sea $f \in \mathcal{C}[a, b]$ tal que

$$\int f(x)\phi(x)dx = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{D}(a, b)$$

Entonces $f(x) = 0 \quad \forall x \in [a, b]$.

Demostración. Sea $\bar{x} \in (a, b)$ y supongamos por reducción al absurdo que $f(\bar{x}) \neq 0$. Podemos suponer $f(\bar{x}) > 0$. Aplicando el teorema de conservación del signo, obtenemos $\varepsilon > 0$ tal que $f(x) > 0$ si $x \in (\bar{x} - \varepsilon, \bar{x} + \varepsilon)$.

Por el lema 1.3, existe una función test ϕ tal que $\phi(x) > 0$ si $x \in (\bar{x} - \varepsilon, \bar{x} + \varepsilon)$ y 0 en otro caso. Luego:

$$0 = \int_a^b f(x)\phi(x)dx = \int_{\bar{x}-\varepsilon}^{\bar{x}+\varepsilon} f(x)\phi(x)dx > 0 \Rightarrow f(\bar{x}) = 0$$

Como \bar{x} era arbitrario, tenemos que $f(\bar{x}) = 0 \quad \forall \bar{x} \in (a, b)$, y por la continuidad de f podemos extenderlo a los extremos también, es decir, $f(a) = f(b) = 0$.

□

1.2.1. Cálculo de extremales

Sea $\Omega \subset \mathbb{R}^3$, definamos $F : \Omega \longrightarrow \mathbb{R}$ tal que $(x, y, p) \longmapsto F(x, y, p)$. Supongamos que $F \in C^1(\Omega)$ respecto de las dos últimas variables, es decir, existen $\frac{\partial F}{\partial y}$ y $\frac{\partial F}{\partial p}$, continuas.

Usando la función anterior, podemos definir el siguiente funcional:

$$L(y) = \int_a^b F(x, y(x), y'(x)) dx \quad (1.1)$$

Nuestro objetivo en este apartado será encontrar *extremales* de ese funcional, es decir, máximos o mínimos.

Notación 1.5. Normalmente, a las derivadas parciales las denotaremos por:

$$\frac{\partial F}{\partial x} = F_x$$

Los *extremales* los buscaremos entre los elementos de un conjunto de funciones cumpliendo ciertas propiedades:

Definición 1.6. Sea $\Omega \subset \mathbb{R}^3$ y $F : \Omega \longrightarrow \mathbb{R}$ funcional en las condiciones anteriores. Definimos entonces el siguiente conjunto:

$$D = \{y \in \mathcal{C}(a, b) \cap C^1[a, b] : \text{se cumplen (a), (b) y (c)}\} \quad (1.2)$$

- (a) $(x, y(x), y'(x)) \in \Omega \quad \forall x \in (a, b)$
- (b) $y(a) = y_0$ e $y(b) = y_1$ (*Condición de contorno*)
- (c) $\int_a^b |F(x, y(x), y'(x))| dx < +\infty$

El siguiente teorema nos proporcionará una condición sobre las derivadas parciales de F , que nos ayudará a buscar *extremales*. Para su demostración necesitaremos el siguiente lema:

Lema 1.7. Sea $\{s_n\} \longrightarrow 0$ una sucesión de números reales y $\phi \in \mathcal{D}(a, b)$, existe $n_0 \in \mathbb{N}$ tal que si $y \in D$, entonces $y + s_n \phi \in D \quad \forall n \geq n_0$.

Demostración. Sea $\phi \in \mathcal{D}(a, b)$ y $K = \text{soporte } \phi$. Tenemos que comprobar que $y + s_n \phi$ cumple las condiciones de la definición 1.6.

- (a) Razonemos por reducción al absurdo. Supongamos que hay infinitos valores de $n \in \mathbb{N}$ tales que $(x_n, y(x_n) + s_n \phi(x_n), y'(x_n) + s_n \phi'(x_n)) \notin \Omega$ para algún $x_n \in (a, b)$. Tomando una parcial si es necesario, podemos suponer una sucesión $\{x_n\}$ tal que para cada $n \in \mathbb{N}$, $(x_n, y(x_n) + s_n \phi(x_n), y'(x_n) + s_n \phi'(x_n)) \notin \Omega \Rightarrow x_n \in \text{soporte } \phi$, ya que si no estuviera, tendríamos que $\phi(x_n) = 0$ y $(x_n, y(x_n), y'(x_n)) \in \Omega$. Como el soporte es compacto, podemos suponer que $\{x_n\} \longrightarrow \bar{x} \in \text{soporte } \phi \in (a, b)$. Si tomamos límite:

$$\lim_{n \rightarrow +\infty} (x_n, y(x_n) + s_n \phi(x_n), y'(x_n) + s_n \phi'(x_n)) = (\bar{x}, y(\bar{x}), y'(\bar{x})) \notin \Omega$$

porque el complementario de Ω es cerrado y el límite se queda fuera, llegando así a un absurdo. Por tanto, debe existir un $n_0 \in \mathbb{N}$ tal que $(x_n, y(x_n) + s_n\phi(x_n), y'(x_n) + s_n\phi'(x_n)) \in \Omega \quad \forall n \geq n_0$.

(b) Evidente, ya que $\phi(a) = \phi(b) = 0$.

(c) Tomando $n \geq n_0$, de (a) tenemos:

$$\begin{aligned} \int_a^b \left| F(x, y(x) + s_n\phi(x), y'(x) + s_n\phi'(x)) \right| dx &= \\ &= \int_{(a,b) \setminus K} \left| F(\dots) \right| dx + \int_K \left| F(\dots) \right| dx < +\infty \end{aligned}$$

El primer término es finito ya que, fuera de K , $\phi = 0$, luego ese término coincide con $\int_{(a,b) \setminus K} \left| F(x, y(x), y'(x)) \right| dx$, que es finito porque $y \in D$. El segundo término lo es porque ser la integral de una función continua en un compacto.

□

Lo que nos asegura este lema es que podamos sumar una perturbación *pequeña* a nuestro extremal sin *salirnos* de D .

Teorema 1.8. Si $\bar{y} \in D$ es un extremal, entonces:

$$\int_a^b F_y(x, \bar{y}(x), \bar{y}'(x))\phi(x)dx + \int_a^b F_p(x, \bar{y}(x), \bar{y}'(x))\phi'(x)dx = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{D}(a, b)$$

A \bar{y} se le suele llamar **función crítica**.

Demostración. Sean $\bar{y} \in D$ extremal y $\phi \in \mathcal{D}(a, b)$. Definimos el funcional $g : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ tal que $g(s) = L(\bar{y} + s\phi)$.

Por el lema anterior, existe $\varepsilon > 0$ tal que g está bien definida en $(-\varepsilon, \varepsilon)$.

Ahora queremos derivar g respecto de s , pero necesitamos que esté definida en un intervalo cerrado (por el teorema 1.1). Para ello, tomamos un intervalo cerrado J de forma que $\text{soporte}(\phi) \subset J \subset [a, b]$.

Derivamos g respecto de s :

$$\begin{aligned} g'(s) &= \left(\int_{[a,b]} F(x, \bar{y} + s\phi(x), \bar{y}' + s\phi'(x)) dx \right)' = \\ &= \left(\int_{[a,b] \setminus J} F(x, \bar{y} + s\phi(x), \bar{y}' + s\phi'(x)) dx + \int_J F(x, \bar{y} + s\phi(x), \bar{y}' + s\phi'(x)) dx \right)' \end{aligned}$$

Usando que $\int_{[a,b] \setminus J} F(x, \bar{y} + s\phi(x), \bar{y}' + s\phi'(x)) dx \phi(x)$ es una constante (por que $\bar{y} \in D$ y $\phi = 0$ en $[a, b] \setminus J$) cuya derivada es cero, obtenemos que:

$$g'(s) = \int_J \left(F_y(x, \bar{y} + s\phi(x), \bar{y}' + s\phi'(x))\phi(x) + F_p(x, \bar{y} + s\phi(x), \bar{y}' + s\phi'(x))\phi'(x) \right) dx$$

Como $\phi = 0 = \phi'$ fuera de J

$$g'(s) = \int_{[a,b]} \left(F_y(x, \bar{y} + s\phi(x), \bar{y}' + s\phi'(x))\phi(x) + F_p(x, \bar{y} + s\phi(x), \bar{y}' + s\phi'(x))\phi'(x) \right) dx$$

Si evaluamos ahora g' en 0 y usamos que \bar{y} es extremal, tenemos:

$$g'(0) = \int_a^b \left(F_y(x, \bar{y}, \bar{y}')\phi + F_p(x, \bar{y}, \bar{y}')\phi' \right) dx = 0$$

□

1.2.2. Ecuación de Euler

Usando el teorema anterior vamos a llegar a una ecuación diferencial de segundo orden que nos ayudará a resolver este problema. Definimos $Z(x) = F_p(x, y(x), y'(x))$, nuestro objetivo ahora es imponer condiciones suficientes para que $Z(x) \in C^1(a, b)$, para poder derivarla y obtener una ecuación diferencial en y' .

Para continuar necesitamos un lema previo:

Lema 1.9. Sea $Z \in C^1(x_0, x_1)$, entonces:

$$\int_a^b Z(x)\phi'(x)dx = - \int_a^b Z'(x)\phi(x)dx \quad \forall \phi \in \mathcal{D}(a, b)$$

Demostración. Resolviendo la integral por partes tenemos:

$$\left. \begin{array}{l} u = Z(x) \\ dv = \phi'(x)dx \end{array} \right\} \Rightarrow \int_a^b Z(x)\phi'(x)dx = Z(x)\phi(x) \Big|_a^b - \int_a^b Z'(x)\phi(x)dx =$$

$$= - \int_a^b Z'(x)\phi(x)dx$$

□

Este lema nos permite «intercambiar la derivada de sitio». Usando ahora el Teorema 1.8 (podemos usarlo porque y es función crítica) y el lema anterior, tenemos:

$$\begin{aligned} 0 &= \int_a^b F_y(x, y, y')\phi(x)dx + \int_a^b F_p(x, y, y')\phi'(x)dx = \\ &= \int_a^b F_y(x, y, y')\phi(x)dx + \int_a^b Z(x)\phi'(x)dx = \\ &= \int_a^b F_y(x, y, y')\phi(x)dx - \int_a^b Z'(x)\phi(x)dx = \end{aligned}$$

$$= \int_a^b \left(F_y(x, y, y') - Z'(x) \right) \phi(x) dx = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{D}(a, b)$$

Y usando ahora el Teorema 1.4 nos queda:

$$F_y(x, y, y') - Z'(x) = 0 \quad \forall x \in (a, b)$$

Que denoteramos por:

$$\frac{d}{dx} F_p - F_y(x, y, y') = 0 \quad \textbf{(Ecuación de Euler)}$$

Las condiciones sobre F se pueden rebajar con el siguiente teorema:

Teorema 1.10. Si $F \in C_{yp}^1$, $y' \in C^1$, función crítica, entonces:

$$Z(x) = F_p(x, y(x), y'(x)) \in C^1$$

$$Z'(x) = F_y(x, y(x), y'(x))$$

Ya tenemos la ecuación que queremos resolver. La demostración del teorema es consecuencia de los anteriores resultados.

Definición 1.11. Una función $\phi \in \mathcal{D}(a, b)$ admite primitiva si existe otra función $\Psi \in \mathcal{D}(a, b)$ tal que $\Psi' = \phi$.

Lema 1.12. Sea $\phi \in \mathcal{D}(a, b)$, entonces:

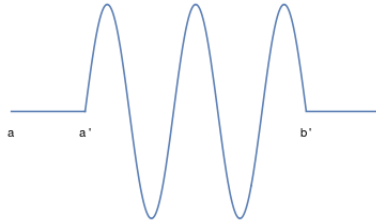
$$\phi \text{ admite primitiva} \iff \int_a^b \phi(x) dx = 0$$

Demostración.

(\Rightarrow) Por hipótesis, supongamos que existe Ψ tal que $\phi = \Psi'$. Ahora solo tenemos que integrarla y usar que Ψ vale 0 en los extremos por ser una función de soporte compacto:

$$\int_a^b \phi(s) ds = \int_a^b \Psi'(s) ds = \Psi \Big|_a^b = 0$$

(\Leftarrow) Si $\int_a^b \phi(s) ds = 0$, entonces tenemos la siguiente situación: soporte $\phi \subset [a', b']$ tal que $a < a' \leq b' < b$.



Definimos $\Psi(x) = \int_{a'}^x \phi(s)ds$ y tenemos $\Psi' = \phi$. Falta probar que $\Psi \in \mathcal{D}(a, b)$. Si $x \leq a'$, claramente $\Psi(x) = 0$ ($\phi(x) = 0 \quad \forall x \in (a, a')$). Si $x \geq b'$,

$$\int_{a'}^x \phi(s)ds = \int_{a'}^{b'} \phi(s)ds = \int_a^b \phi(s)ds = 0$$

Por tanto soporte $\Psi \subset [a', b']$. □

Lema 1.13. Sea $f \in C(a, b)$ tal que $\int_a^b f(x)\phi'(x)dx = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{D}(a, b) \implies f$ es constante.

Demostración. Sea $x_0 \in (a, b)$, tomamos una función $\phi_{x_0} \in \mathcal{D}(a, b)$ cumpliendo la tesis del lema 1.3. Podemos tomarla de forma que $\int_a^b \phi_{x_0}(s)ds = 1$ (multiplicándola por cierta constante).

Definimos $\Psi(x) = \int_a^x \phi_{x_0}(s)ds$ y tomamos c de forma que:

$$\int_a^b f(s)\Psi'(s) = c \int_a^b \Psi'(s)ds = c\Psi \Big|_a^b = c$$

Tomamos $\phi \in \mathcal{D}(a, b)$ y veamos que la función $\phi - \lambda\Psi'$ tiene primitiva para cierto $\lambda \in \mathbb{R}$. Supongamos que tiene media 0, y despejemos λ :

$$\int_a^b \phi(s) - \lambda\Psi'(s) = 0 \implies \lambda = \int_a^b \phi(s)ds$$

Haciendo esa elección de λ , $\phi - \lambda\Psi'$ tiene primitiva por el lema 1.12.

$$\begin{aligned} 0 &= \int_a^b f(s)(\phi(s) - \lambda\Psi'(s))ds = \int_a^b f(s)\phi(s)ds - \lambda \int_a^b f(s)\Psi'(s)ds = \\ &= \int_a^b f(s)\phi(s)ds - c \int_a^b \phi(s)ds = \int_a^b (f(s) - c)\phi(s)ds \Rightarrow f(s) - c = 0 \Rightarrow f \equiv c \end{aligned}$$

□

Lema 1.14. Sean f, g funciones continuas en (a, b) , entonces es equivalente:

$$\int_a^b g\phi + \int_a^b f\phi' = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{D}(a, b) \iff f \in C^1(a, b), g = f'$$

Demostración. (\Rightarrow) Tomamos $x_0 \in (a, b)$ y definimos $\tilde{f}(x) = \int_a^x g(s)ds \Rightarrow \tilde{f} \in C^1$.

$$\int_a^b \tilde{f}(s)\phi'(s) + g(s)\phi(s)ds = \int_a^b \tilde{f}(s)\phi'(s) + \tilde{f}'(s)\phi(s)ds = \int_a^b (\tilde{f}\phi)' = \tilde{f}\phi \Big|_a^b = 0$$

Restando la expresión de la hipótesis menos la anterior, obtenemos:

$$0 = \int_a^b f(s)\phi'(s)ds - \int_a^b \tilde{f}(s)\phi'(s)ds = \int_a^b (f - \tilde{f})(s)\phi'(s)ds$$

Y usando el lema 1.13, tenemos que $f - \tilde{f}$ es constante, luego $f \in C^1$ ya que \tilde{f} también pertenece a C^1 .

(\Leftarrow)

$$0 = f\phi(x)\Big|_a^b = \int_a^b (f(x)\phi(x))'dx = \int_a^b f(x)\phi'(x)dx + f'(x)\phi(x)dx$$

□

1.3. Problema de Braquistocrona

Este problema se centra principalmente en averiguar que forma (curva) tenemos que darle a un tobogán para que este sea el más rápido.

A esa curva la vamos a denotar por $Y(t)$ y vamos a suponer que pertenece a $C^1(0, L)$, es decir, que no tenga picos. Además, vamos a suponer que el tobogán tiene altura máximo 1, y mínima 0, es decir, $Y(0) = 1$ e $Y(L) = 0$. También necesitamos que el tobogán tenga sentido, es decir, que no tenga subidas ni bajadas muy bruscas, luego necesitamos imponer $Y(x) < 1 \quad \forall x \in (0, L)$.

Recordemos primero algunas nociones de física. Vamos a denotar por $(x(t), y(t))$ a la posición de una persona en el tobogán en el instante $t \in [0, T]$, por m a su masa y por g a la gravedad. Recordemos que la expresión de la energía potencial es $mgy(t)$, la de la velocidad es $v(t) = \sqrt{x'(t)^2 + y'(t)^2}$ y la de la energía cinética es $\frac{mv(t)^2}{2}$.

Si hacemos el tobogán suficientemente suave, por el teorema de conservación de la energía, se cumple:

$$mgy(t) + \frac{m}{2}(x'(t)^2 + y'(t)^2) \equiv cte \quad (1.3)$$

En el primer momento nos dejamos caer, luego en $t = 0$, $(1.3) = mg$

Tenemos entonces $y(t) = Y(x(t)) \Rightarrow y'(t) = Y'(x(t))x'(t)$, sustituyendo en (1.3):

$$mgY(x(t)) + \frac{m}{2}x'(t)^2 + \frac{m}{2}(Y'(x(t))x'(t))^2 = mg$$

$$x'(t)^2 (1 + Y'(x(t))^2) = 2g(1 - Y(x(t))) \Rightarrow x'(t) = \sqrt{2g} \sqrt{\frac{1 - Y(x(t))}{1 + Y'(x(t))^2}}$$

Estamos buscando el tiempo de llegada, T , ¿cómo lo hacemos? Aplicamos un truco típico de ecuaciones diferenciales:

$$T = \int_0^T dt = \int_0^T \frac{x'(t)}{x'(t)} dt = \frac{1}{\sqrt{2g}} \int_0^T \frac{\sqrt{1 + Y'(x(t))^2}}{\sqrt{1 - Y(x(t))}} x'(t) dt$$

Que tras el cambio de variable $x = x(t)$ nos queda:

$$T = \frac{1}{\sqrt{2g}} \int_0^L \frac{\sqrt{1 + Y'(x)^2}}{\sqrt{1 - Y(x)}} dx$$

Definimos ahora el conjunto de funciones donde vamos a buscar nuestro mínimo:

$$D = \{y \in C^1(0, L), y(0) = 1, y(L) = 0, y'(x) < 1 \quad \forall x \in (0, L)\}$$

Y definimos nuestro funcional:

$$L(y) = \int_0^L \frac{\sqrt{1 + Y'(x)^2}}{\sqrt{1 - Y(x)}} dx$$

Usando la notación del principio, tenemos una función F tal que $F(x, y, p) = \sqrt{\frac{1+p^2}{1-y}}$

Usando el Teorema 1.10 podemos definir:

$$Z(x) = \frac{\partial F}{\partial p}(x, y, y') = \frac{1}{\sqrt{1 - y(x)}} \frac{y'(x)}{\sqrt{1 + y'(x)^2}} \in C^1(0, T)$$

Ahora, despejando $y'(x)$, vamos a ver que $y \in C^2$. Definiendo $\Psi(y') = \frac{y'}{\sqrt{1+y'^2}} = Z(x)\sqrt{1-y}$.

Como $\Psi(s) = \frac{s}{\sqrt{1+s^2}}$ tiene inversa de clase 1, tenemos:

$$y'(x) = \Psi^{-1}(Z(x)\sqrt{1-y(x)}) \Rightarrow y \in C^2$$

En general, tenemos que si F no depende de x , podemos hacer:

$$\begin{aligned} D(x) &= F(y(x), y'(x)) - Z(x)y'(x) \Rightarrow D'(x) = \\ &= \frac{\partial F}{\partial y}(y(x), y'(x))y'(x) + \frac{\partial F}{\partial p}(y(x), y'(x))y''(x) - Z'(x)y'(x) - Z(x)y''(x) = \\ &= y'(Z'(x) - Z'(x)) = 0 \end{aligned}$$

Es decir, para alguna constante $C \in \mathbb{R}$, tenemos que:

$$F(y(x), y'(x)) - Z(x)y' = C$$

En nuestro caso particular, nos quedaría:

$$\frac{\sqrt{1 + y'(x)^2}}{1 - y(x)} - \frac{1}{\sqrt{1 - y(x)}} \frac{y'(x)^2}{\sqrt{1 + y'(x)^2}} = 0 \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{1 - y(x)}} \frac{1}{\sqrt{1 + y'(x)^2}} = C$$

Esa ecuación diferencial, es de variables separadas, deberíamos resolverla con las condiciones iniciales $y(0) = 1, y(L) = 0$, pero la solución es trascendente, es decir, no tiene expresión explícita, es un cicloide.

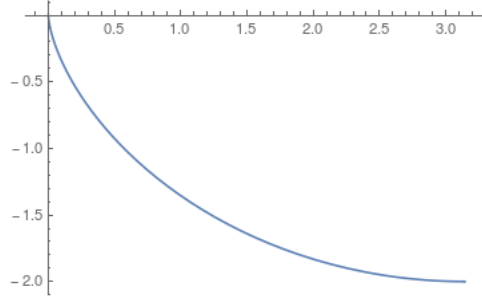


Figura 1.1: Ejemplo de cicloide

1.4. Relación de ejercicios

Ejercicio 1.4.1. *Encontrar la curva en la que el siguiente funcional podría alcanzar su extremo:*

$$I(y) = \int_1^2 \left(y'(x)^2 - 2xy(x) \right) dx$$

con condiciones de contorno $y(1) = 0, y(2) = -1$.

Solución: Definimos $F(x, y, p) = p^2 - 2xy$ y obtenemos:

$$\frac{\partial F}{\partial p} = 2p, \quad \frac{\partial F}{\partial y} = -2x \Rightarrow Z(x) = 2y'(x), \quad Z'(x) = -2x$$

Resolviendo la ultima ecuación, obteniendo:

$$Z(x) = -x^2 + C \Rightarrow 2y'(x) = -x^2 + C \Rightarrow y'(x) = \frac{-x^2 + C}{2} \Rightarrow y(x) = -\frac{x^3}{6} + \frac{C}{2}x + D$$

Usando las condiciones de contorno, podemos calcular el valor de C y D , obteniendo:

$$y(x) = \frac{x - x^3}{6}$$

Ejercicio 1.4.2. *Encuentra las curvas que unen $(1, 3)$ con $(2, 5)$, que puedan ser extremos del funcional:*

$$I(y) = \int_1^2 \left(y'(x) + x^2 y'(x)^2 \right) dx$$

Solución $y(x) = -\frac{4}{x} + 7$

Ejercicio 1.4.3. Sean $\Phi \in C^1(\mathbb{R}^3), y(x) \in C^2(a, b), y'(x) \neq 0$. Dado el funcional

$$F[y] = \int_a^b \Phi(x, y(x), y'(x)) dx$$

demuéstrese la equivalencia de las dos formas siguientes de las ecuaciones de Euler-Lagrange.

$$a) \quad \frac{\partial \Phi}{\partial y} - \frac{d}{dx} \frac{\partial \Phi}{\partial p} = 0$$

$$b) \quad \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{d}{dx}(\Phi - y' \frac{\partial \Phi}{\partial p}) = 0$$

Demostración. Comenzamos viendo el caso $a) \implies b)$. Del apartado $a)$ sabemos que

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{d}{dx} \frac{\partial \Phi}{\partial p}$$

y del enunciado sabemos que Φ es de clase \mathcal{C}^1 luego $\frac{\partial \Phi}{\partial p}$ es de \mathcal{C}^1 .

Cuando derivamos $\Phi(x, y(x), y'(x))$ obtenemos

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi}{dx}(x, y(x), y'(x)) &= \frac{\partial \Phi}{\partial x}(x, y(x), y'(x)) \\ &\quad + \frac{\partial \Phi}{\partial y}(x, y(x), y'(x))y'(x) \\ &\quad + \frac{\partial \Phi}{\partial p}(x, y(x), y'(x))y''(x) \end{aligned}$$

Recordemos que $\frac{\partial \Phi}{\partial p}(x, y(x), y'(x)) = z(x)$ luego

$$\frac{d}{dx}(\Phi - y' \frac{\partial \Phi}{\partial p}) = \Phi_x + \Phi_y y' + \Phi_p y'' - y'' z - y' z'$$

Tenemos que el 3º y 4º termino son opuestos, al igual que el 2º y 5º, luego obtenemos

$$\frac{d}{dx}(\Phi - y' \frac{\partial \Phi}{\partial p}) = \Phi_x$$

que es lo que queríamos.

$$b) \implies a)$$

Todos los pasos que hemos dado son reversibles pero necesitamos ver que $\frac{\partial \Phi}{\partial p}(x, y(x), y'(x))$ es \mathcal{C}^1 .

Llamando $H(x) = \Phi - y'(x)z(x)$, por hipótesis tenemos que H es derivable. Despejando tenemos que

$$z = \frac{\Phi - H}{y'}$$

luego z es derivable por ser cociente de derivables ($y' \neq 0$).

$$\begin{aligned} \Phi_x &= \Phi_x + \Phi_y y' + \Phi_p y'' - y'' z - y' z' \\ \implies y'(\Phi_y - z') &= 0 \end{aligned}$$

e $y' \neq 0$ por hipótesis, luego $\Phi_y - z' = 0$. □

Ejercicio 1.4.4. *Obténase la forma que adopta la ecuación de Euler-Lagrange en los siguientes casos particulares:*

a) Φ sólo depende de y' .

Demostración. Usando el apartado a) del ejercicio anterior y sustituyendo $\frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0$ obtenemos

$$\frac{d}{dx}\Phi_p = 0$$

De donde deducimos que $\Phi_p(y'(x))$ es una constante. □

b) Φ no depende de y .

c) Φ no depende explícitamente de x .

d) $\Phi = G(x, y)\sqrt{1 + y'^2}$.

Ejercicio 1.4.5. *Aplíquense los resultados anteriores a los ejemplos siguientes:*

a) $\mathcal{F}(y(x)) = \int y(2x - y)dx$, $y(0) = 0$, $y(\pi/2) = \pi/2$.

b) $\mathcal{F}[y(x)] = \int y(2x - y)dx$, $y(0) = 0$, $y(\pi/2) = \pi/2$

Definimos $F(x, y, p) = y(2x - y)$. Se cumple

$$\begin{aligned} F_p &= 0 \\ z(x) &= 0 \\ F_y(x, y(x)) &= 2y(x) - 2x \end{aligned}$$

De aquí obtenemos $2x - 2y = 0 \implies y(x) = x$. Ahora tenemos que comprobar que la solución cumple las condiciones de contorno.

$$y(0) = 0, \quad y(\pi/2) = \pi/2$$

Luego se cumplen ambas condiciones.

c) $\mathcal{F}(y(x)) = \int (y^2 + 2xyy')dx$, $y(a) = A$, $y(b) = B$.

d) $\mathcal{F}(y(x)) = \int y'(1 + x^2y')dx$, $y(1) = 3$, $y(2) = 5$.

Derivadas débiles

Recordemos el espacio $L^1(a, b)$ de las funciones $f : (a, b) \longrightarrow \mathbb{R}$ que son Lebesgue integrables. Ese espacio estaba formado por clases de equivalencia, que normalmente llamamos clases de funciones. Que sea Lebesgue integrable, no quiere decir que sea continua, como nos indica la *función de Dirichlet*, que es Lebesgue integrable pero evidentemente no es continua.

$$f(x) = \begin{cases} 0 & x \notin \mathbb{Q} \\ 1 & x \in \mathbb{Q} \end{cases}$$

Toda función continua no es integrable, necesitamos que encierre área finita. Eso nos dice que todas las funciones continuas no están en $L^1(a, b)$. Para evitar eso, definimos el *espacio de funciones continuas localmente integrables*, que denotaremos por:

$$L^1_{loc}(a, b) = \{f : (a, b) \longrightarrow \mathbb{R} \mid \forall J \text{ intervalo compacto, } f|_J \text{ es integrable}\}$$

Ese espacio soluciona el problema anterior ya que todas las funciones continuas sí son localmente integrables. Solucionado el problema, podemos definir la derivada débil con tranquilidad:

Definición 2.1. Sean $f, g \in L^1_{loc}(a, b)$, se dice que g es la derivada débil de f si se verifica que:

$$\int_a^b f\phi' + \int_a^b g\phi = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{D}(a, b)$$

Cabe resaltar, que la definición anterior implica que la derivada débil de una función no es única, es decir, una función f puede admitir varias derivadas débiles. Sin embargo, como veremos en el siguiente corolario, serán iguales para casi todo punto.

2.1. Propiedades básicas

Podemos generalizar el lema fundamental del cálculo de variciones:

Teorema 2.2. Si $f \in L^1_{loc}(a, b)$ cumpliendo:

$$\int_a^b f(x)\phi(x)dx = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{D}(a, b)$$

Entonces $f(x) = 0$ a.e $x \in (a, b)$.

Este resultado engloba al visto previamente en el teorema 1.4. Como consecuencia, tenemos:

Corolario 2.3. Sea $f \in L^1_{loc}(a, b)$ y $g, \tilde{g} \in L^1_{loc}(a, b)$ dos derivadas débiles de f . Entonces $g(x) = \tilde{g}(x)$ a.e $x \in (a, b)$.

Demostración. Simplemente usando la definición y el lema generalizado tenemos:

$$\left. \begin{aligned} \int_a^b f\phi' + \int_a^b g\phi &= 0 \\ \int_a^b f\phi' + \int_a^b \tilde{g}\phi &= 0 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \int_a^b (g - \tilde{g})\phi = 0 \Rightarrow g = \tilde{g} \text{ a.e}$$

□

Para la demostración del lema generalizado, necesitaremos algunas herramientas previas. Recordemos primeramente una propiedad de las funciones Lebesgue integrables:

Proposición 2.4. Dado $f \in L^1_{loc}(a, b)$, existe una secuencia de funciones simples, $\{g_n\}$, tal que $\{g_n\} \rightarrow f$ a.e.

Lema 2.5. Sea g una función simple, entonces existe una sucesión de funciones de soporte compacto $\phi_n \in \mathcal{D}(a, b)$ tal que $\{\phi_n\} \rightarrow g$ a.e y además $|\phi_n(x)| \leq |g(x)|$.

Ahora ya sí podemos demostrar el lema generalizado:

Demostración. Sea g una función simple. Por el lema anterior, puedo tomar una sucesión ϕ_n de funciones de soporte compacto convergiendo a g . Usando el teorema de la convergencia dominada de Lebesgue, podemos intercambiar el límite en la siguiente integral:

$$0 = \lim_{n \rightarrow +\infty} \int \phi_n(x)f(x)dx = \int g(x)f(x)dx$$

Por la proposición anterior, nos podemos tomar una sucesión g_n de funciones simples de forma que $\{g_n\} \rightarrow f$ a.e. De forma análoga:

$$0 = \lim_{n \rightarrow +\infty} \int g_n(x)f(x)dx = \int f(x)^2dx \Rightarrow f \equiv 0 \text{ a.e}$$

□

La derivada débil tiene una propiedad parecida a la derivada clásica, ambas son conceptos locales, es decir:

Proposición 2.6. Si f es una función que admite derivada débil $f' = g$ en (a, b) , y tomamos $(a', b') \subset (a, b)$, entonces $f|_{(a', b')}$ admite derivada débil y vale $g|_{(a', b')}$.

Demostración. Evidente usando el hecho de que $\mathcal{D}(a', b') \hookrightarrow \mathcal{D}(a, b)$. □

Toda función derivable débil no es derivable, como ilustra el siguiente ejemplo:

Ejemplo 2.7. La función $f : \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R}$ definida por $f(x) = \sqrt{|x|}$, es derivable débil pero no derivable.

$$g(x) = \frac{1}{2\sqrt{x}} \quad \text{para } x > 0; \quad g(x) = \frac{-1}{2\sqrt{-x}} \quad \text{para } x < 0$$

Primero tenemos que ver que $g \in L^1_{loc}(a, b)$. Si el intervalo compacto J escogido no contiene al 0, entonces podemos integrar sin problema. En caso contrario, tenemos que ver qué pasa con la siguiente integral:

$$\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} |g(x)| dx \stackrel{g \text{ simétrica}}{=} 2 \int_0^{\varepsilon} |g(x)| dx = 2 \int_0^{\varepsilon} \frac{1}{2\sqrt{x}} = 2\sqrt{x} \Big|_0^{\varepsilon} = 2\sqrt{\varepsilon} < +\infty$$

Ahora tenemos que comprobar que g es la derivada débil de f , es decir:

$$\begin{aligned} \int_{\mathbb{R}} f \phi' + \int_{\mathbb{R}} g \phi &= 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{D}(a, b) \\ \int_{\mathbb{R}} f(x) \phi'(x) dx &= \int_{|x| > \varepsilon} f(x) \phi'(x) dx + \underbrace{\int_{|x| < \varepsilon} f(x) \phi'(x) dx}_{\leq 2\varepsilon \sqrt{\varepsilon} \max |\phi'| \rightarrow 0} = \int_{|x| > \varepsilon} f(x) \phi'(x) dx = \\ &= \int_{-\infty}^{-\varepsilon} f(x) \phi'(x) dx + \int_{\varepsilon}^{+\infty} f(x) \phi'(x) dx = \\ &= \underbrace{f(x) \phi(x) \Big|_{-\infty}^{-\varepsilon}}_{= f(-\varepsilon) \phi(-\varepsilon) \rightarrow 0} - \int_{-\infty}^{-\varepsilon} g(x) \phi(x) dx + \underbrace{f(x) \phi(x) \Big|_{\varepsilon}^{+\infty}}_{= f(\varepsilon) \phi(\varepsilon) \rightarrow 0} - \int_{\varepsilon}^{+\infty} g(x) \phi(x) dx = \\ &= - \int_{\mathbb{R}} g(x) \phi(x) dx + \underbrace{\int_{|x| < \varepsilon} g(x) \phi(x) dx}_{\rightarrow 0} = - \int_{\mathbb{R}} g(x) \phi(x) dx \end{aligned}$$

Vamos a ver que la derivada de una integral de una derivada débil, es la propia función (como es de esperar). Para ello vamos a tener que desarrollar una serie de pasos previos.

Teorema 2.8. Sea $g \in L^1_{loc}(a, b)$ y tomo $x_0 \in (a, b)$. Defino $f : (a, b) \longrightarrow \mathbb{R}$ como

$$f(x) = \int_{x_0}^x g(s) ds$$

Entonces $f' = g$ y $f \in C[a, b]$.

Demostración. La integral en f tiene sentido ya que $[x_0, x] \subset (a, b)$. Comprobemos que $f \in C(a, b)$. Tomamos $\{x_n\}$ sucesión de puntos de (x_0, x) tal que $x_n \rightarrow \tilde{x} \in [x_0, x]$ (por ser compacto).

Luego:

$$-\int_a^b \left(\int_a^x g(s) ds \right) \phi'(x) dx = - \underbrace{\int_a^b B \phi'(x) dx}_{=B(\phi(b)-\phi(a))=0} - \int_a^b \left(\int_{x_0}^x g(s) ds \right) \phi'(x) dx = - \int_a^b f(x) \phi(x) dx$$

Paso 3: Ahora sustituimos la hipótesis $g \in L^1([a, b])$ por $g \in L^1_{loc}(a, b)$. Tomamos un subintervalo compacto $[a', b'] \subset (a, b)$ donde $g|_{[a', b']} \in L^1([a', b'])$, de forma que soporte $\phi \subset [a', b']$. Sea $x_0 \in [a', b']$ y $x \in (a, b)$.

Ahora aplicamos el caso 2, usando que soporte $\phi \subset [a', b']$:

$$\int_a^b g(x) \phi(x) dx = \int_{a'}^{b'} g(x) \phi(x) dx = - \int_{a'}^{b'} \left(\int_{x_0}^x g(s) ds \right) \phi'(x) dx = - \int_a^b f(x) \phi'(x) dx$$

□

Una vez obtenida una versión para derivadas débiles del Teorema Fundamental del Cálculo, vamos a ver más propiedades de este concepto.

La siguiente proposición nos permitirá obtener un representante continuo a partir de una función que tenga derivada débil, pero no tengo por qué ser continua.

Proposición 2.9. Si $f \in L^1_{loc}(a, b)$ tiene derivada débil en (a, b) , entonces existe $\tilde{f} \in C(a, b)$ tal que $\tilde{f}(x) = f(x)$ a.e $x \in (a, b)$.

Demostración. Sea $f \in L^1_{loc}(a, b)$, $g : (a, b) \longrightarrow \mathbb{R}$ su derivda débil, es decir, $f' = g$ y $x_0 \in (a, b)$. Definimos $\tilde{f} : (a, b) \longrightarrow \mathbb{R}$ por:

$$\tilde{f}(x) = \int_{x_0}^x g(s) ds$$

El resultado anterior nos da que $\tilde{f} \in C(a, b)$ y $\tilde{f}' = g$. Solo nos falta ver que \tilde{f} es igual casi por doquier a f salvo una constante, o lo que es lo mismo, comprobar que $f - \tilde{f}$ tiene derivada débil 0:

$$\left. \begin{aligned} \int_a^b f(x) \phi'(x) dx &= - \int_a^b g(x) dx \\ \int_a^b \tilde{f}(x) \phi'(x) dx &= - \int_a^b g(x) dx \end{aligned} \right\} \Rightarrow \int_a^b (f - \tilde{f})(x) \phi'(x) dx = - \int_a^b 0 \phi(x) dx$$

□

Proposición 2.10. Si $f \in L^1_{loc}(a, b)$ y tiene derivada débil igual a 0, entonces f es constante a.e $x \in (a, b)$.

Demostración. La demostración de este es prácticamente igual a la demostración del Lema 1.13. □

Ejemplo 2.11 (examen 18/19). Sea $f : \mathbb{R} \setminus \{1\} \rightarrow \mathbb{R}$ definida por $f(x) = \frac{(x-1)(x+2)}{|x-1|}$. ¿Tiene derivada débil?

Nos damos cuenta de que $f(x) = \frac{(x-1)(x+2)}{|x-1|} = \frac{x-1}{|x-1|}(x+2)$, es decir, f se expresa como producto de una función escalón (discontinua), por un polinomio (continuo), luego f es discontinua.

Como es discontinua, si tuviera derivada débil, por la proposición 2.9, debe existir \tilde{f} función continua tal que $f(x) = \tilde{f}(x)$ a.e. Veamos que esa función no puede existir. El conjunto $\{x : f(x) = \tilde{f}(x)\}$ tiene **medida llena** (complementario con medida nula), luego es denso. Tomamos $\{x_n\} \rightarrow 1$ y vemos que:

$$3 = \lim_{n \rightarrow 1^+} f(x_n) = \lim_{n \rightarrow 1^+} \tilde{f}(x_n)$$

$$-3 = \lim_{n \rightarrow 1^-} f(x_n) = \lim_{n \rightarrow 1^-} \tilde{f}(x_n)$$

Pero \tilde{f} es continua, luego esos límites deberían coincidir: contradicción.

Proposición 2.12. Sea $f \in L^1_{loc}(a, b)$ n -veces derivable débil, entonces existe \tilde{f} tal que $f(x) = \tilde{f}(x)$ a.e. $x \in (a, b)$ y además $\tilde{f} \in C^{n-1}(a, b)$.

Demostración. Caso $n=1$: Si f tiene derivada débil, sabemos por la proposición 2.9 que existe $\tilde{f} \in C(a, b)$ y $f(x) = \tilde{f}(x)$ a.e. $x \in (a, b)$. Se deduce fácilmente del siguiente hecho:

$$\left. \begin{aligned} \int_a^b \tilde{f}(x)\phi'(x)dx + \int_a^b g(x)\phi(x)dx &= 0 \\ \tilde{f}, g \text{ continuas} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \tilde{f} \in C^1(a, b), \tilde{f}' = g \text{ (en sentido clásico)}$$

Suponemos para $n-1$: Toda función $n-1$ veces (débilmente) derivable tiene un representante de clase C^{n-2} . Caso n : Suponemos que f es n -veces derivable débil entonces f' es $n-1$ veces derivable (débil), luego existe $g \in C^{n-2}$ tal que $f' = g$ a.e. Por otra parte, f tiene derivada débil, luego existe \tilde{f} continua con $f = \tilde{f}$ a.e. Por tanto tenemos

$$\left. \begin{aligned} \int_a^b \tilde{f}(x)\phi'(x)dx + \int_a^b g(x)\phi(x)dx &= 0 \\ \tilde{f}, g \text{ continuas} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \tilde{f} \in C^1(a, b), \tilde{f}' = g \text{ (en sentido clásico)}$$

Y el hecho de que $g \in C^{n-2}$ implica $\tilde{f} \in C^{n-1}$. □

2.2. The Devil Staircase

Nuestro objetivo va a ser construir una función continua $f : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ que no admita derivada débil.

En $\mathbb{R} \setminus (0, 1)$ será constante:

$$f(x) = \begin{cases} 0 & x \leq 0 \\ 1 & x \geq 1 \end{cases}$$

En $(0, 1)$ nos va a costar un poco más construirla. Para ello, definimos primeramente *el conjunto ternario de Cantor*, que se construye sobre el intervalo $[0, 1]$, eliminando en cada paso el segmento abierto correspondiente al tercio central de cada intervalo.

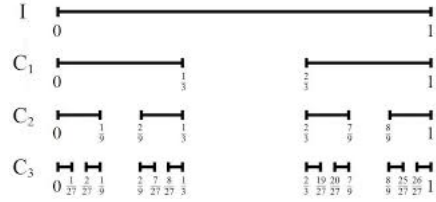
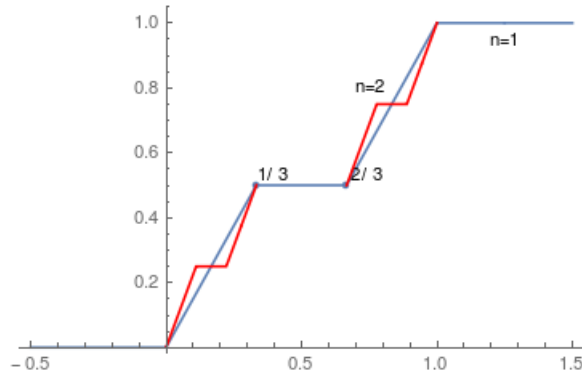


Figura 2.1: Representación gráfica

Es fácil ver que la medida del primer conjunto C_0 es $2/3$, el de C_1 $4/9$, y el de $C_n = (\frac{2}{3})^n$. Además, cada C_n es compacto, luego si consideramos como conjunto C a la intersección de todos, es decir, $C = \bigcap_{n \in \mathbb{N}} C_n$, obtenemos otro conjunto compacto. C tiene medida nula, ya que $\mu(C) = (\frac{2}{3})^n \rightarrow 0$.

Vamos a construir nuestra f sobre el complementario de ese conjunto, es decir, sobre $B = (0, 1) \setminus C$.

Nuestra función será constante en cada intervalo de B , es decir, en los intervalos que hemos sustraído al construir el conjunto ternario de Cantor. Para hacerla continua, necesitamos regularizar cada salto entre intervalos, definiendo f en esa parte como una recta que conecte cada intervalo con el siguiente.

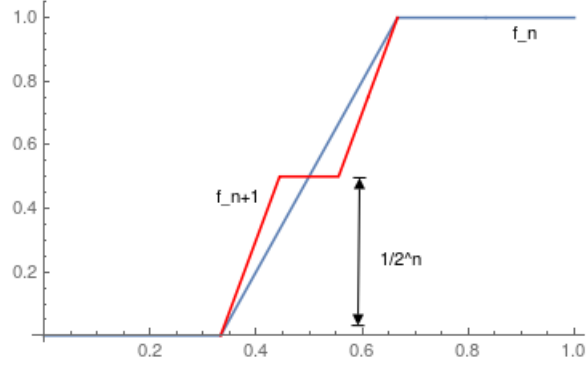


Denotamos por f_n a la función resultante de realizar el paso anterior n veces, consiguiendo así una sucesión de funciones continuas. Esta sucesión cumple además una propiedad clave para nosotros: si $x \in B$, existe un $n_0 \in \mathbb{N}$ tal que si $n \geq n_0$, entonces x , debe de estar en algún intervalo, I_{n_0} . Pero en esos intervalos, que son los eliminados por el conjunto de Cantor, nuestra función es constante, es decir, f_n es constante en I_{n_0} .

Una vez realiza esta construcción, podemos definir nuestra función f como sigue:

$$f(x) = \lim_{n \rightarrow +\infty} f_n(x)$$

Tenemos que ver que f_n converge para que la definición de f tenga sentido. Debido a la forma en la que hemos construido la sucesión f_n , tenemos que:



$$|f_n(x) - f_{n+1}(x)| \leq \frac{1}{2^n} \Rightarrow \|f_n(x) - f_{n+1}\|_\infty \leq \frac{1}{2^n}$$

Expresando ahora f_n usando la forma telescópica de una sucesión:

$$f_n(x) = f_1(x) + f_2(x) - f_1(x) + \dots = f_1(x) + \sum_{n=1}^{\infty} (f_{n+1}(x) - f_n(x)) \Rightarrow \|f_n\|_\infty \leq \frac{1}{2^n}$$

Obteniendo así que f_n converge uniformemente a f , y como f_n es continua para todo $n \in \mathbb{N}$, f también lo es.

Ya tenemos nuestra *escalera continua* construida, falta ver que no tiene derivada débil. Supongamos que existe g tal que $f' = g$. Como f está definida como una función constante en cada componente conexa de B , su derivada vale 0, es decir, $g(x) = 0$ si $x \in B$ o $x \leq 1$ o $x \leq 0$. Pero, como B tiene medida llena, lo anterior implica que $g(x) = 0$ a.e $x \in \mathbb{R}$, luego f sería constante, lo cual es una evidente contradicción.

Espacios de Sobolev

A lo largo de los temas 1 y 2, hemos construido una serie de herramientas básicas en la resolución de ciertos modelos matemáticos. A continuación, vamos a enlazar los conceptos vistos anteriormente y desarrollar los primeros modelos de esta asignatura.

3.1. Enlace

Antes de definir los *espacios de Sobolev*, recordemos algunas propiedades del espacio

$$L^2(a, b) = \{f : (a, b) \longrightarrow \mathbb{R} : \int_a^b |f(x)|^2 dx < +\infty\}$$

La norma de este espacio venía dada por $\|f\|_2 = \sqrt{\int_a^b f(x)^2 dx}$ e inducía el siguiente producto

escalar: $\langle f, g \rangle = \int_a^b f(x)g(x)dx$ (nótese que no usamos el conjugado de g ya que estamos trabajando sobre \mathbb{R} , no sobre \mathbb{C}). Además, $L^2(a, b) \subset L^1(a, b)$ ya que

$$\int_a^b f(x) = \int_a^b |f(x)| \cdot 1 dx \leq \left(\int_a^b f(x)^2 dx \right)^{1/2} (b-a)^{1/2}$$

donde hemos usado la desigualdad de Schwartz para el último paso. Con estas propiedades en mente, podemos definir el primer espacio de Sobolev:

$$\mathcal{H}^1(a, b) = \{f \in L^2(a, b) : f \text{ tiene derivada débil } f' \text{ y } f' \in L^2(a, b)\}$$

Este espacio tiene la particularidad de que también cuenta con un producto escalar:

$$\langle f, g \rangle = \int_a^b f(x)g(x)dx + \int_a^b f'(x)g'(x)dx$$

De este producto se induce la siguiente norma:

$$\|f\|_{\mathcal{H}^1} = \sqrt{\int_a^b f(x)^2 dx + \int_a^b f'(x)^2 dx}$$

Por supuesto, $\mathcal{H}^1(a, b)$ es un espacio de Hilbert con la norma $\|f\| = \sqrt{\|f\|_2^2 + \|f'\|_2^2}$. Es importante recordar que si $f \in \mathcal{H}^1(a, b)$, no tiene por qué ser continua, pero podemos elegir un representante continuo en su clase de equivalencia, es decir, $\mathcal{H}^1(a, b) \hookrightarrow C[a, b]$.

Lema 3.1. *Sea una función f , arbitraria, con derivada débil g , y denotamos por \tilde{f} a su representante continuo. Entonces:*

$$\forall x, y \in (a, b) \quad \tilde{f}(y) - \tilde{f}(x) = \int_x^y g(s) ds$$

Demostración. Sea $x_0 \in (a, b)$. Definimos $h : \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R}$ por

$$h(x) = \int_{x_0}^x g(s) ds \quad \forall x \in \mathbb{R}$$

Por el teorema 2.8, h es derivable débil con $h' = g$. Luego h y f tienen la misma derivada débil, aplicando la proposición 2.10 a $h - f$, tenemos que:

$$h(x) = f(x) + C \text{ a.e. } \in (a, b)$$

para alguna constante $C \in \mathbb{R}$. Cambiando f por su representante continuo:

$$h(x) = \tilde{f}(x) + C \Rightarrow \tilde{f}(x) = h(x) - C$$

Repetiendo el mismo razonamiento con $y \in (x, b)$:

$$h(y) = \tilde{f}(y) + C \Rightarrow \tilde{f}(y) = h(y) - C$$

Restando ambas expresiones:

$$\tilde{f}(y) - \tilde{f}(x) = h(y) - C - h(x) + C = \int_{x_0}^y g(s) ds - \int_{x_0}^x g(s) ds = \int_x^y g(s) ds$$

□

Nota 3.2. Tenemos la siguiente desigualdad (en general):

$$h \in L^2(a, b) \Rightarrow \|h\|_1 \leq \|h\|_2 (b - a)^{1/2}$$

Proposición 3.3. *La aplicación inclusión $i : \mathcal{H}^1(a, b) \longrightarrow C[a, b]$, definida por $f \mapsto \tilde{f}$ (su representante continuo), es continua.*

Demostración. Tenemos que ver si existe una constante $C \in \mathbb{R}^+$ de forma que

$$\|i(f)\|_\infty = \|\tilde{f}\|_\infty \leq C \|f\|_{\mathcal{H}^1}$$

Tomamos $x, y \in (a, b)$, usando el lema anterior:

$$\tilde{f}(x) - \tilde{f}(y) = \int_x^y g(s) ds \Rightarrow |f(x)| \leq |f(y)| + \|g\|_{L^1}$$

Aplicando la desigualdad de la nota 3.2:

$$|f(x)| \leq |f(y)| + \|g\|_{L^2} (b - a)^{1/2}$$

Integrando respecto de y :

$$(b - a)|f(x)| \leq \|\tilde{f}\|_{L^2} (b - a)^{1/2} + \|g\|_{L^2} (b - a)^{3/2} \Rightarrow$$

$$|f(x)| \leq c_1 \|f\|_{L^2} + c_2 \|g\|_{L^2} \Rightarrow$$

$$\|\tilde{f}\|_\infty \leq c_1 \|f\|_{L^2} + c_2 \|g\|_{L^2} \leq (c_1 + c_2) \|f\|_{\mathcal{H}^1}$$

□

Además, si $f \in C^1[a, b]$, tiene derivada clásica, luego también tiene derivada débil, luego $f \in \mathcal{H}^1(a, b)$. Resumiendo, hemos construido la siguiente cadena:

$$C^1[a, b] \subset \mathcal{H}^1(a, b) \subset C[a, b] \subset L^2(a, b)$$

Definimos ahora el siguiente espacio de Sobolev:

$$\mathcal{H}^2(a, b) = \{f \in L^2(a, b) : \exists f', f'' \in L^2(a, b) \text{ (débiles)}\}$$

Usando la propiedad 2.12, tenemos que $\mathcal{H}^2(a, b) \subset C^1[a, b]$ y repitiendo el argumento anterior $C^2[a, b] \subset \mathcal{H}^2(a, b)$, es decir:

$$C^2[a, b] \subset \mathcal{H}^2(a, b) \subset C^1[a, b]$$

Repitiendo este proceso iterativamente, podemos definir el n -ésimo espacio de Sobolev:

$$\mathcal{H}^n(a, b) = \{f \in L^2(a, b) : \exists f', \dots, f^{(n)} \in L^2(a, b) \text{ (débiles)}\}$$

con la propiedad:

$$C^n[a, b] \subset \mathcal{H}^n(a, b) \subset C^{n-1}[a, b] \subset \mathcal{H}^{n-1}(a, b) \subset \dots \subset \mathcal{H}^1(a, b) \subset L^2(a, b)$$

¿Qué tienen de particular estos espacios? Que son de Hilbert, es decir, vamos a poder usar todas las herramientas que tenemos de Análisis Funcional para resolver algunos problemas como veremos en los siguientes apartados.

Definición 3.4. Diremos que $F : [a, b] \times \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}$ es una *función de Carathéodory* si cumple:

- (a) Para casi todo punto $x \in (a, b)$, $F(x, y, p)$ es continua en (y, p) .
- (b) Para casi todo punto $(y, p) \in \mathbb{R}^2$, la función $x \mapsto F(x, y, p)$ es medible.
- (c) Dado $K \subset [a, b] \times \mathbb{R}^2$ compacto, existe una función $m_K(x) \in L^1(a, b)$ tal que $|F(x, y, p)| \leq m_K(x) \forall (x, y, p) \in K$.

Para que la teoría que vamos a desarrollar a continuación tenga sentido, vamos a imponer de ahora en adelante que F , F_y y F_p sean de Carathéodory. Haciendo uso de la propiedad (c), podemos definir el funcional $L : \mathcal{H}^1(a, b) \longrightarrow \mathbb{R}$:

$$L(y) = \int_a^b F(x, y(x), y'(x)) dx$$

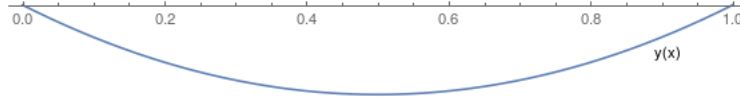
que está bien definido ya que F es medible y está acotada por una función que es integrable. Tomando $\phi \in \mathcal{D}(a, b)$, podemos definir otra función $g : \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R}$ por $g(s) = L(y + s\phi)$, derivarla respecto a s y evaluarla en 0 (a esta expresión la llamamos *derivada de y a lo largo de ϕ*):

$$g'(0) = DL_y(\phi) = \int_a^b F_y(x, y(x), y'(x)) \phi(x) dx + \int_a^b F_p(x, y(x), y'(x)) \phi'(x) dx$$

3.2. Modelos de cuerdas y puentes

Procedemos a la introducción del *modelo de cuerdas*. Comenzaremos realizando el planteamiento más simple, densidad constante y extremos fijos. Posteriormente, eliminaremos la primera hipótesis y resolveremos dos casos: en el primero partimos de una función de densidad dada explícitamente. Por el contrario, en el segundo caso, lo resolveremos dada una función de densidad arbitraria. A continuación, supondremos que el puente se haya *sujeto* por varias cuerdas elásticas. Finalmente, no supondremos fijos los extremos.

Aunque ya hemos desarrollado una cantidad de resultados considerable, todavía precisamos de ciertos resultados, mayoritariamente del *Análisis Funcional*, que iremos introduciendo al mismo tiempo que el modelo. Como estamos trabajando sobre espacios de Sobolev, que son de Hilbert, podremos usarlos sin mucha complicación.



3.2.1. Extremos fijos y densidad constante

Supongamos tener una *cuerda elástica*, colgada entre dos puntos, 0 y 1, es decir, nuestra cuerda está representada por una función $y : [0, 1] \rightarrow \mathbb{R}$ en $\mathcal{H}^1(a, b)$ tal que $y(0) = y(1) = 0$. El objetivo del modelo será encontrar la *cuerda* de mínima energía. En este caso, vamos a suponer que la *densidad* de la cuerda es una constante $m \in \mathbb{R}^+$.

Denotamos por E_p a la energía potencial y por E_e a la energía elástica:

$$E_e = \frac{1}{2} \int_0^1 y'(x)^2 dx \quad E_p = \int_0^1 m y(x) dx$$

Minimizar la energía total de la cuerda, es lo mismo que minimizar el funcional:

$$L(y) = \frac{1}{2} \int_0^1 y'(x)^2 dx + \int_0^1 m y(x) dx$$

Usando la notación usual:

$$L(y) = \int_0^1 F(x, y, p) dx \quad \text{donde} \quad F(x, y, p) = \frac{1}{2} p^2 + m y$$

Supongamos que $y \in \mathcal{H}^1(a, b)$ es un punto crítico del funcional $L : \mathcal{H}^1(a, b) \rightarrow \mathbb{R}$ para poder usar la teoría de la *ecuación de Euler*. Si calculamos las derivadas parciales de $F(x, y, p)$:

$$Z(x) = F_p(x, y, p) = p = y'(x) \quad Z'(x) = F_y(x, y, p) = m$$

vemos que $Z(x)$ tiene derivada débil ($Z'(x)$), como consecuencia, $y'(x)$ es continua (proposición 2.9). Pero además, $Z'(x) = (y'(x))' = y''(x) = m$, continua, por lo tanto $y \in C^2[0, 1]$. En resumen, tenemos que resolver la siguiente EDO de segundo orden:

$$\begin{cases} y''(x) &= m \\ y(0) &= 0 \\ y(1) &= 0 \end{cases}$$

Si recordamos algo de ecuaciones diferenciales, nos damos cuenta de que las condiciones iniciales están *mal planteadas*. Para poder resolver la ecuación, necesitamos dos condiciones sobre el mismo punto: una en y y otra en y' . Lo podemos solucionar usando el llamado *método de tiro*, que consiste en darle un valor arbitrario a la condición que nos falta, resolver la ecuación y despejar el valor posteriormente. Asumiendo que $y'(0) = \alpha \in \mathbb{R}$, nos queda:

$$\begin{cases} y''(x) &= m \\ y'(0) &= \alpha \\ y(0) &= 0 \end{cases}$$

con solución $y(x) = \int_0^x (\alpha + ms)ds = m\frac{x^2}{2} + \alpha x$. Usando $y(1) = 0$, obtenemos que $\alpha = -\frac{m}{2}$. Por lo que la solución del modelo es:

$$y(x) = \frac{m}{2}x(x-1) \quad \forall x \in [0, 1]$$

3.2.2. Extremos fijos y densidad no constante

El planteamiento es igual al anterior, pero suponemos que la densidad en lugar de ser constante es la función $q : [0, 1] \longrightarrow \mathbb{R}$ dada por:

$$q(x) = \begin{cases} 1 & x \in [0, \frac{1}{2}] \\ \frac{1}{2} & x \in (\frac{1}{2}, 1] \end{cases}$$

Cabe resaltar que $q(x)$ no es continua (presenta un salto en $x = \frac{1}{2}$, pero no importa a la hora de resolverlo. En este caso, el funcional viene dado por:

$$L(y) = \int_0^1 \frac{1}{2}y'(x)^2 + q(x)y(x)dx$$

con $F(x, y, p) = \frac{1}{2}p^2 + q(x)y$, $F_p(x, y, p) = p$, $F_y(x, y, p) = q(x)$. La ecuación diferencial a resolver es (usando de nuevo el método de tiro):

$$\begin{cases} y''(x) &= q(x) \\ y(0) = 0, y'(0) &= \alpha \\ y(1) = 0, y'(1) &= \beta \end{cases}$$

Tenemos el problema de que $y \notin C^2[0, 1]$. Intentemos arreglarlo:

- Si $x \in (0, \frac{1}{2}) \Rightarrow y''(x) = 1 \Rightarrow y \in C^2[0, \frac{1}{2}] \Rightarrow y'(x) = \int_0^x 1dx + y'(0) = x + \alpha$
 $\Rightarrow y(x) = \int_0^x x + \alpha dx = \frac{x^2}{2} + x\alpha.$
- Si $x \in (\frac{1}{2}, 1) \Rightarrow y''(x) = 1/2 \Rightarrow y \in C^2[\frac{1}{2}, 1] \Rightarrow y'(x) = y'(1) - \int_x^1 \frac{1}{2}dx = \beta + \frac{x}{2} - \frac{1}{2}$
 $\Rightarrow y(1) - y(x) = \int_x^1 \frac{x}{2} - \frac{1}{2} + \beta dx \Rightarrow y(x) = \frac{x^2}{4} - \frac{x}{2} + \beta(x-1) + \frac{1}{4}$

Quedando:

$$y(x) = \begin{cases} \frac{x^2}{2} + x\alpha & x \in [0, 1/2) \\ \frac{x^2}{4} - \frac{x}{2} + \beta(x-1) + \frac{1}{4} & x \in (1/2, 1] \end{cases} \quad (3.1)$$

$$y'(x) = \begin{cases} x + \alpha & x \in [0, 1/2) \\ \frac{x}{2} - \frac{1}{2} + \beta & x \in (1/2, 1] \end{cases} \quad (3.2)$$

Ahora tenemos que resolver el sistema de α y β . Obtendremos dos ecuaciones de imponer que y e y' sean continuas en $\frac{1}{2}$, es decir, de que las dos partes evaluadas en ese punto coincidan. Por lo que a partir de (3.1) y (3.2) conseguimos, evaluando en $\frac{1}{2}$ e igualando:

$$\begin{cases} \alpha + \beta &= -\frac{1}{8} \\ \alpha - \beta &= -\frac{3}{4} \end{cases} \quad (3.3)$$

Resolviendo el sistema, $\alpha = -7/16$, $\beta = 5/16$. Quedando finalmente la siguiente solución al modelo:

$$y(x) = \begin{cases} \frac{x^2}{2} - \frac{7}{16}x & x \in [0, 1/2) \\ -\frac{x^2}{4} + \frac{x}{2} + \frac{1}{4}(x-1) & x \in (1/2, 1] \end{cases} \quad (3.4)$$



3.2.3. Extremos fijos y densidad arbitraria

El planteamiento es igual al caso más simple, pero ahora la función de densidad, $q(x)$, la consideraremos en $L^\infty(a, b)$. Sin la expresión de la función $q(x)$, no podemos resolver el problema de forma explícita, pero sí podemos asegurar la existencia de solución. El siguiente procedimiento lo repetiremos varias veces: definimos un espacio en donde buscaremos nuestra solución ($\mathcal{H}_0^1(a, b)$), plantearemos el problema (condición de extremal), definiremos un producto escalar y demostraremos que el espacio definido con ese producto escalar es de Hilbert, para usar el Teorema de Riesz-Fréchet.

Nota 3.5. El espacio $L^\infty(a, b)$ se definía como:

$$L^\infty(a, b) = \{f : (a, b) \longrightarrow \mathbb{R} \mid f \text{ medible y esencialmente acotada}\}$$

con la norma:

$$\|f\|_\infty = \sup_{x \in (a, b) \text{ a.e.}} |f(x)|$$

Comencemos definiendo nuestro espacio de soluciones:

$$\mathcal{H}_0^1(a, b) = \{y \in \mathcal{H}^1(a, b) : y(a) = y(b) = 0\}$$

Recordemos que en este espacio están las funciones de $L^2(a, b)$, que tienen derivada débil. Por lo tanto, por la proposición 2.9 podemos elegir una y que sea continua.

Proposición 3.6. *El espacio vectorial $\mathcal{H}_0^1(a, b)$, es cerrado.*

Demostración. Sea una secuencia de funciones convergentes en $\mathcal{H}_0^1(a, b)$, $f_n \longrightarrow f$. Usando la proposición 3.3 y $\mathcal{H}_0^1(a, b) \subset C^1[a, b]$, tenemos convergencia uniforme y por tanto puntual, $f_n(a) \longrightarrow f(a)$ y $f_n(b) \longrightarrow f(b)$. Como $f_n(a) = f_n(b) = 0 \ \forall n \in \mathbb{N} \Rightarrow f(a) = f(b) = 0 \Rightarrow f \in \mathcal{H}_0^1(a, b)$. □

Una vez definido nuestro nuevo espacio, pasamos a resolver el modelo. Como de costumbre, suponemos que $y \in \mathcal{H}_0^1(0, 1)$ es extremal y usamos la teoría de Euler:

$$L(y) = \frac{1}{2} \int_0^1 y'(x)^2 dx + \int_0^1 q(x)y(x) dx$$

Usando la notación usual:

$$L(y) = \int_0^1 F(x, y, p) dx \quad \text{donde} \quad F(x, y, p) = \frac{1}{2} p^2 + q(x)y$$

Calculando sus derivadas parciales

$$F_p(x, y, p) = p \quad F_y(x, y, p) = q(x)$$

podemos calcular $DL_y : \mathcal{H}_0^1(0, 1) \longrightarrow \mathbb{R}$ y usar la condición de extremal de y (teorema 1.8):

$$DL_y(\phi) = \int_0^1 y'(x)\phi'(x) dx + \int_0^1 q(x)\phi(x) dx = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{H}_0^1(0, 1)$$

Si lo miramos como una derivada débil, vemos que si $Z(x) = y'(x) \Rightarrow Z'(x) = q(x) \Rightarrow y''(x) = q(x)$, en sentido débil.

Definición 3.7. $y \in \mathcal{H}_0^1(a, b)$ es *solución débil* de $y''(x) = q(x) \ \forall x \in [a, b]$, si se verifica:

$$\int_0^1 y'(x)\phi'(x) dx + \int_0^1 q(x)\phi(x) dx = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{H}_0^1(0, 1)$$

Cabe resaltar, el hecho de que en la anterior definición, y está en $\mathcal{H}_0^1(0, 1)$ y estamos resolviendo una EDO de segundo orden, es decir, no sabíamos que y tuviese segunda derivada débil, sólo primera.

Proposición 3.8. *El espacio $\mathcal{H}_0^1(a, b)$ con el siguiente producto escalar:*

$$f, g \in \mathcal{H}_0^1(a, b), \quad \langle f, g \rangle = \int_a^b f'(x)g'(x)dx$$

es un espacio de Hilbert.

Demostración. Sea $f_n \in \mathcal{H}_0^1(a, b) \forall n \in \mathbb{N}$ una sucesión de Cauchy, entonces:

$$\forall \varepsilon > 0 \exists n_0 : n, m \geq n_0 \quad \|f_n - f_m\|_{\mathcal{H}_0^1} < \varepsilon$$

Recordemos que si tenemos un producto escalar definido, podemos expresar la norma de un elemento del espacio como la raíz cuadrada del producto escalar de el elemento consigo mismo, es decir:

$$\|f\|_{\mathcal{H}_0^1} = \sqrt{\langle f, f \rangle}$$

Usando esa propiedad:

$$\varepsilon > \|f_n - f_m\|_{\mathcal{H}_0^1} = \sqrt{\langle f_n - f_m, f_n - f_m \rangle} = \sqrt{\int_a^b (f'_n(x) - f'_m(x))^2 dx} = \|f'_n - f'_m\|_2$$

Luego f'_n converge a una cierta g en $L^2(a, b)$. Dado que $\tilde{f}_n(a) = 0$, se obtiene que

$$\tilde{f}_n(x) = \int_a^x f'_n(s)ds \longrightarrow \int_a^x g(s)ds$$

Luego tomo

$$f(x) = \int_a^x g(s)ds = \lim_{n \rightarrow +\infty} \tilde{f}_n(x), \quad x \in [a, b]$$

Ya tenemos candidato a límite. Veamos que $f \in \mathcal{H}_0^1(a, b)$. En principio:

$$f(b) = \int_a^b g(s)ds = \lim_{n \rightarrow +\infty} \int_a^b f'_n(s)ds = \tilde{f}_n(b) - \tilde{f}_n(a) = 0$$

Además, f tiene derivada débil (igual a g) por el teorema 2.8. □

Una vez comprobado que el espacio es de Hilbert, solo nos falta recordar el Teorema de Riesz-Fréchet:

Teorema 3.9 (Riesz-Fréchet). *Si H es un espacio de Hilbert y $f \in H^*$, existe $y \in H$ tal que:*

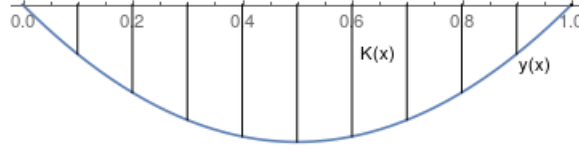
$$f(x) = \langle x, y \rangle \quad \forall x \in H$$

Sea ahora $\phi \in \mathcal{H}_0^1(a, b)$, definimos $R : \mathcal{H}_0^1(a, b) \longrightarrow \mathbb{R}$ por $R(\phi) = - \int_a^b q(x)\phi(x)dx \in (\mathcal{H}_0^1(a, b))^*$. Por el teorema de Riesz-Fréchet, existe $y \in \mathcal{H}_0^1(a, b)$ tal que $R(\phi) = \langle y, \phi \rangle$.

Si desarrollamos la última expresión, nos damos cuenta de que es igual a la condición en la definición 3.7, que es justo lo que buscábamos.

3.2.4. Puente sujeto por cuerdas

Al modelo del puente anterior le vamos a añadir unas cuerdas elásticas para soportarlo, cada una con una constante de elasticidad distinta, dado por $K(x) \geq 0$. Si $K(x) = 0$ en algún punto $x \in [0, 1]$, significa que en ese punto no hay cuerda sujetando a la de abajo.



En esta nueva versión del modelo tenemos que tener en cuenta otra energía más, la aportada por los cables, E_c :

$$E_c = \frac{1}{2} \int_0^1 K(x) y^2(x) dx$$

Con lo que el funcional quedaría:

$$L(y) = \frac{1}{2} \int_0^1 y'(x)^2 dx + \frac{1}{2} \int_0^1 K(x) y(x)^2 dx + \int_0^1 q(x) y(x) dx$$

Usando la notación usual:

$$L(y) = \int_0^1 F(x, y, p) dx \quad \text{donde} \quad F(x, y, p) = \frac{1}{2} p^2 + \frac{1}{2} K(x) y^2 + q(x) y \quad (3.5)$$

Suponiendo que $y \in \mathcal{H}_0^1(0, 1)$ es extremal, la condición de punto crítico es:

$$DL_y(\phi) = \int_0^1 y'(x) \phi'(x) dx + \int_0^1 (K(x) y(x) + q(x)) \phi(x) dx = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{H}_0^1(0, 1)$$

Denotando $Z(x) = y'(x)$ y viendo la expresión anterior en sentido débil, tenemos que $Z'(x) = K(x) y(x) + q(x)$ es su derivada débil. Luego la EDO de orden 2 de este modelo es (que la obtenemos a partir de la ecuación de Euler):

$$-y''(x) + K(x) y(x) + q(x) = 0$$

Ahora, al igual que en el modelo anterior, vamos a definir un cierto producto escalar de forma que el teorema de Riesz-Frechet nos de la existencia de solución. Pero antes, vamos a desarrollar la teoría necesaria para demostrarlo:

Nota 3.10. ■ Dos normas, $\|\cdot\|_1$ y $\|\cdot\|_2$, se dicen comparables si existe $c_1 \in \mathbb{R}^+$ tal que $\|x\|_1 \leq c_1 \|x\|_2$.

- Si además existe otra constante $c_2 \in \mathbb{R}^+$ tal que $\|x\|_2 \leq c_2 \|x\|_1$, entonces se dicen equivalentes.

- (T^a Isomorfismos de Banach) Si $f : B \longrightarrow B'$ es una aplicación lineal, continua y biyectiva entre dos espacios de Banach, B y B' , entonces f^{-1} es continua.

Como corolario de ese teorema tenemos que si en un espacio de Banach, B , existen dos normas comparables, entonces las normas son equivalentes. Este resultado se obtiene fácilmente al aplicar el teorema anterior con $f = Id_B$.

Proposición 3.11 (Lema de Poincaré). *Existe $\lambda \in \mathbb{R}^+$ constante tal que se verifica*

$$\int_a^b f(x)^2 dx \leq \lambda \int_a^b f'(x)^2 dx \quad \forall f \in \mathcal{H}_0^1(a, b)$$

Demostración. En $\mathcal{H}_0^1(a, b)$ tenemos dos normas:

$$\|f\|_{\mathcal{H}_0^1} = \sqrt{\int_a^b f'(x)^2 dx}, \quad \|f\|_{\mathcal{H}^1} = \sqrt{\int_a^b f(x)^2 dx + \int_a^b f'(x)^2 dx}$$

Evidentemente la desigualdad que necesitamos para que sean comparables se cumple: $\|f\|_{\mathcal{H}_0^1} \leq \|f\|_{\mathcal{H}^1}$. Como ambos espacios son de Banach, existe $C \in \mathbb{R}$ tal que $\|f\|_{\mathcal{H}^1} \leq C \|f\|_{\mathcal{H}_0^1}$, es decir:

$$\int_a^b f(x)^2 dx + \int_a^b f'(x)^2 dx \leq C^2 \int_a^b f'(x)^2 dx$$

Por tanto:

$$\int_a^b f(x)^2 dx \leq (C^2 - 1) \int_a^b f'(x)^2 dx$$

□

Proposición 3.12. *El espacio $\mathcal{H}_0^1(a, b)$ con el siguiente producto escalar:*

$$f, g \in \mathcal{H}_0^1(a, b), \quad \langle f, g \rangle = \int_a^b f'(x)g'(x)dx + \int_a^b K(x)f(x)g(x)dx$$

con $K \in L^2(a, b)$, $K(x) \geq 0 \forall x \in [a, b]$, es un espacio de Hilbert.

Demostración.

$$\|f\|_K = \sqrt{\int_a^b f'(x)^2 dx + \int_a^b K(x)f(x)^2 dx}$$

Se tiene que $\|f\|_{H_0^1} \leq \|f\|_K \leq \|f\|_{H_0^1} + \sqrt{\|K\|_\infty} \|f\|_2 \leq (1 + \lambda \sqrt{\|K\|_\infty}) \|f\|_{H_0^1}$

Como son equivalentes, ambas son completas.

□

Usando ese producto escalar, la expresión (3.5) se puede reescribir como:

$$L(y) = \frac{1}{2} \langle y, y \rangle + R(y)$$

donde $R(y) = \int_a^b q(x)y(x)dx$ e $y \in \mathcal{H}_0^1(a,b)$, y por el teorema de representación de Riesz existe punto crítico.

Teorema de Lax-Milgran

Para dejar el puente libre, primero necesitamos ver nuestro funcional L desde otro punto de vista. Para ello, vamos a ver una serie de definiciones y propiedades abstractas sobre los *funcionales cuadráticos*, lo que nos va a permitir enunciar el teorema de Lax-Milgran, que nos dará la existencia de solución en esta última versión del modelo.

Definición 4.1. Dados un cuerpo K y un K -espacio vectorial V , una forma bilineal es una aplicación $f : V \times V \longrightarrow K$ que verifica:

- (a) $f(u_1 + u_2, v) = f(u_1, v) + f(u_2, v)$
- (b) $f(u, v_1 + v_2) = f(u, v_1) + f(u, v_2)$
- (c) $f(au, v) = af(u, v)$
- (d) $f(u, av) = af(u, v)$

para cualquier $a \in K$ y $u, v, u_1, u_2, v_1, v_2 \in V$.

Una propiedad que necesitaremos es:

$$f\left(\sum_i a_i u_i, \sum_j b_j v_j\right) = \sum_i \sum_j a_i b_j f(u_i, v_j)$$

Definición 4.2. Una forma bilineal $f : V \times V \longrightarrow K$ se dice simétrica si verifica:

$$f(u, v) = f(v, u) \quad \forall u, v \in V$$

Definición 4.3. Sea H un espacio de Hilbert arbitrario, $A : H \times H \longrightarrow \mathbb{R}$ una forma bilineal, continua y simétrica y $R : H \longrightarrow \mathbb{R}$ una aplicación lineal y continua. Llamamos funcional cuadrático a la aplicación $L : H \longrightarrow \mathbb{R}$ dada por

$$L(y) = \frac{1}{2}A(y, y) - R(y) \quad \forall y \in H$$

Definición 4.4. Sea $L : H \longrightarrow \mathbb{R}$ una forma cuadrática. Diremos que es coerciva si existe una constante $\alpha \in \mathbb{R}^+$ tal que:

$$A(u, u) \geq \alpha \|u\|^2 \quad \forall u \in H$$

Proposición 4.5. Sea un espacio de Hilbert H y $L : H \longrightarrow \mathbb{R}$ una forma cuadrática en ese espacio. Entonces, la aplicación $\|\cdot\|_H : H \longrightarrow \mathbb{R}_0^+$ definida por

$$\|u\|_H = \sqrt{A(u, u)} \quad \forall u \in H$$

donde $A : H \times H \longrightarrow \mathbb{R}$ es la forma bilineal asociada a L , es una norma, y es equivalente a la norma natural de H .

Demostración. El hecho de que $\|\cdot\|_H$ es una norma es sencillo de comprobar ya que A define un producto escalar en H .

Sea $\|\cdot\| : H \longrightarrow \mathbb{R}$ la norma de H . Necesitamos encontrar dos constante $c_1, c_2 \in \mathbb{R}^+$ tal que

$$c_1 \|u\| \leq \|u\|_H \leq c_2 \|u\|$$

La constante c_2 la obtenemos por continuidad de la norma $\|\cdot\|_H$ y la constante c_1 de la coercividad de L .

□

A partir de ahora consideramos $\|\cdot\|_H$ como nuestra norma por defecto en H .

Proposición 4.6. Todo funcional cuadrático coercivo está acotado inferiormente.

Demostración. Sea $L : H \longrightarrow \mathbb{R}$ un funcional cuadrático, donde $A : H \times H \longrightarrow \mathbb{R}$ es su forma bilineal, continua y simétrica y $R : H \longrightarrow \mathbb{R}$ es su aplicación lineal y continua. Vamos a ver que podemos acotar inferiormente la expresión de $L(y)$, con $y \in H$, por una función parabólica hacia arriba.

Como R es continua, entonces $\|R(y)\| \leq \|R\| \|y\| \Rightarrow -\|R(y)\| \geq -\|R\| \|y\|$. Además, como L es coerciva, existe cierta constante $C \in \mathbb{R}^+$ tal que $A(y, y) \geq C \|y\|^2$. Combinando esas dos acotaciones, obtenemos:

$$L(y) = \frac{1}{2}A(y, y) - R(y) \geq \frac{1}{2}C \|y\|^2 - \|R\| \|y\|$$

Para ver con más claridad la parábola, hacemos el cambio $s = \|y\|$, obteniendo una nueva función P dependiente de las dos constantes C y $\|R\|$: $P(s) = \frac{1}{2}s^2 - s\|R\|$. Derivando e igualando a 0, obtenemos fácilmente que el mínimo de la parábola P se alcanza en $s = \frac{\|R\|}{C}$. Luego:

$$L(y) \geq \frac{\|R\|}{C} \quad \forall y \in H$$

□

Teorema 4.7 (Lax-Milgran). Sea $L : H \longrightarrow \mathbb{R}$ un funcional cuadrático. Si L es coercivo, entonces tiene mínimo absoluto en H .

Proposición 4.8 (condición de punto crítico). Sea $L : H \longrightarrow \mathbb{R}$ un funcional cuadrático coercivo, $y \in H$. Entonces existe $y \in H$ verificando:

$$A(\phi, y) - R(\phi) = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{H}(a, b)$$

Además, el punto y es el mínimo de L .

Demostración. Calculemos primero la expresión explícita de $g(s)$:

$$g(s) = L(y + s\phi) = \frac{1}{2}A(y + s\phi, y + s\phi) - R(y + s\phi)$$

Desarrollamos el primer término (usando la última propiedad en la definición 4.1):

$$A(y + s\phi, y + s\phi) = A(y, y) + sA(y, \phi) + sA(\phi, y) + s^2A(\phi, \phi) = s^2A(\phi, \phi) + 2sA(\phi, y) + A(y, y)$$

Para el segundo término, usamos que R es lineal:

$$R(y + s\phi) = R(y) + sR(\phi)$$

Quedando:

$$g(s) = \frac{1}{2} (s^2A(\phi, y) + 2sA(\phi, \phi) + A(y, y)) - R(y) - sR(\phi)$$

Derivando respecto de s :

$$g(s) = sA(\phi, \phi) + A(\phi, y) - R(\phi) \Rightarrow g'(0) = A(\phi, y) - R(\phi)$$

Luego nuestra condición de punto crítico es:

$$A(\phi, y) - R(\phi) = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{H}(a, b)$$

Para la existencia, simplemente tenemos que definir un producto escalar y usar el teorema de Riesz, como en los ejemplos anteriores. Sea $\langle\langle u, v \rangle\rangle = A(u, v)$ un producto escalar en H , por el teorema 3.9, existe $y \in H$ verificando:

$$\langle\langle y, \phi \rangle\rangle = R(\phi) \quad \forall \phi \in \text{sobolev}$$

Para ver que es mínimo, tomamos $g : \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R}$ definida por $g(s) = L(y + s(z - y))$. Notemos que $y + s(z - y)$ es la recta que une a z con y . Tenemos que ver

$$L(z) > L(y) \quad \forall z \in H$$

Que si nos fijamos, es equivalente a ver que

$$g(1) > g(0)$$

Que ya lo tenemos porque $s = 0$ era el punto mínimo de la parábola. □

Una vez planteada toda la teoría necesaria, podemos volver a nuestro modelo del puente. Recordemos que nuestro funcional $L : \mathcal{H}^1(a, b) \rightarrow \mathbb{R}$ venía dado por la expresión:

$$L(y) = \frac{1}{2} \int_a^b y'(x)^2 dx + \frac{1}{2} \int_a^b K(x)y(x)^2 dx + \int_a^b q(x)y(x) dx$$

donde $q, K \in L^\infty(a, b)$ y $K(x) \geq k_0 > 0$ a.e. $x \in (a, b)$. La última condición la imponemos porque al dejar los extremos sueltos (lo hemos hecho al considerar como dominio de L el espacio $\mathcal{H}^1(a, b)$ en lugar de $\mathcal{H}_0^1(a, b)$) necesitamos que el puente siga enganchado por las cuerdas.

Para poder usar la teoría desarrollada anteriormente, necesitamos ver que nuestro funcional es cuadrático. Definimos nuestra forma bilineal, continua y simétrica, y nuestra aplicación lineal y continua:

$$A(u, v) = \int_a^b u'(x)v'(x) dx + \int_a^b K(x)u(x)v(x) dx, \quad R(u) = - \int_a^b q(x)u(x) dx \quad \forall u, v \in \mathcal{H}^1(a, b)$$

Pero también necesitamos que L sea coerciva. Usando la hipótesis sobre $K(x)$ es fácil de ver:

$$A(u, u) = \int_a^b u'(x)^2 dx + \int_a^b K(x)u(x)^2 dx \geq \|u\|_{\mathcal{H}^1}^2 + k_0 \|u\|_{\mathcal{H}^1}^2 \geq (1 + k_0) \|u\|_{\mathcal{H}^1}^2$$

Por lo tanto, sabemos que existe mínimo en $\mathcal{H}^1(a, b)$. Además de saber que existe, queremos saber algo más sobre su expresión. Como hemos visto antes, los puntos críticos están caracterizados por la expresión:

$$y \in \mathcal{H}^1(a, b) \text{ punto critico} \Leftrightarrow A(y, \phi) = R(\phi) \quad \forall \phi \in \mathcal{H}^1(a, b)$$

es decir,

$$\int_a^b y'(x)\phi'(x) dx + \int_a^b K(x)y(x)\phi(x) dx = - \int_a^b q(x)\phi(x) dx \quad \forall \phi \in \mathcal{H}^1(a, b)$$

Si en lugar de considerar ϕ en $\mathcal{H}^1(a, b)$, la consideramos en $\mathcal{D}(a, b)$. Vemos que llamando $z = y'$ y agrupando los términos que tienen ϕ , llegamos a:

$$\int_a^b z(x)\phi'(x) dx = - \int_a^b (K(x)y(x) + q(x))\phi(x) dx \quad \forall \phi \in \mathcal{H}^1(a, b)$$

lo que significa que la derivada débil de z es justamente $Ky + q$. En particular z está en $\mathcal{H}^1(a, b)$, porque todas las funciones que aparecen están en $L^2(a, b)$. Luego debemos resolver la siguiente ecuación diferencial de orden 2 en y :

$$y''(x) = K(x)y(x) + q(x) \quad \forall x \in [a, b]$$

Si imaginamos que K y q son continuas, esa ecuación tendría un gran número de soluciones. De hecho, el conjunto de soluciones sería un espacio biparamétrico (porque la solución depende de las condiciones iniciales sobre y y y'). Tenemos que intentar limitarlas de alguna forma.

Proposición 4.9. Sea $y \in \mathcal{H}^1(a, b)$ (el representante continuo) y $\phi \in \mathcal{D}(\mathbb{R})$, entonces $y\phi \in \mathcal{H}^1(a, b)$.

Demostración. Para ver que $y\phi \in \mathcal{H}^1(a, b)$, necesitamos encontrar su derivada débil. ¿Cuál es nuestro candidato a derivada débil? La derivada clásica, es decir, $z = y'\phi + y\phi'$. Para comprobarlo, tenemos que ver que para toda $\psi \in \mathcal{D}(a, b)$ se tiene:

$$\int_a^b (y'(x)\phi(x) + y(x)\phi'(x))\psi(x)dx + \int_a^b y(x)\phi(x)\psi'(x)dx = 0$$

Reordenando los términos que tienen y e y' , obtenemos:

$$\int_a^b [\phi(x)\psi'(x) + \phi'(x)\psi(x)]y(x)dx + \int_a^b [\phi(x)\psi(x)]y'(x)dx = 0$$

Se cumple que si $\phi \in \mathcal{D}(\mathbb{R})$, $\psi \in \mathcal{D}((a, b))$ entonces $\phi\psi \in \mathcal{D}((a, b))$ y

$$(\phi\psi)' = \phi'\psi + \phi\psi'$$

Ahora por ser $y \in \mathcal{H}^1(a, b)$ y $\hat{\phi} \in \mathbb{R}$ tenemos que se cumple

$$\int_a^b y'(x)\hat{\phi}(x) + \int_a^b y(x)\hat{\phi}'(x) = y(x)\hat{\phi}(x) \Big|_a^b$$

una expresión general. Tomando $\hat{\phi} = \phi\psi$ tenemos que

$$\int_a^b y'(x)\hat{\phi}(x) + \int_a^b y(x)\hat{\phi}'(x) = y(x)\hat{\phi}(x) \Big|_a^b = 0$$

ya que $\phi\psi(b) = \phi\psi(a) = 0$ y obtenemos así el resultado que buscábamos. \square

Volviendo al problema original teníamos que

$$\int_a^b y'(x)\phi(x) + \int_a^b k(x)y(x)\phi(x) = - \int_a^b q(x)\phi(x) \quad (4.1)$$

Considerando $\phi \in \mathcal{D}(\mathbb{R})$, $\phi \in \mathcal{H}^1$ y $z = y'$

obtenemos en la expresión anterior

$$\int_a^b z\phi' = z\phi(x) \Big|_a^b - \int_a^b z'\phi \quad (4.2)$$

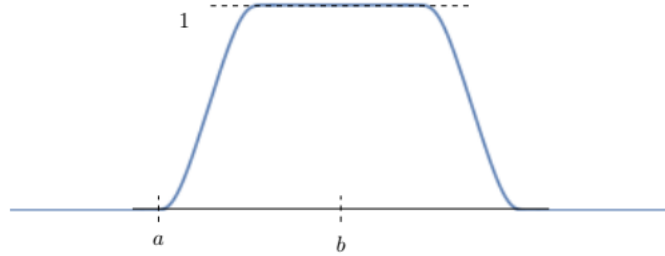
Como estamos resolviendo el problema $y'' = ky + q$ tenemos que se cumple

$$\int_a^b z'\phi = \int_a^b k(x)y(x) + q(x)\phi$$

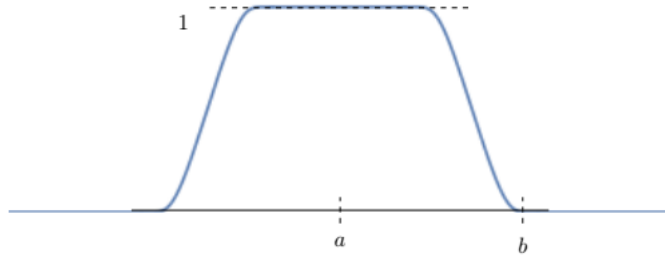
y usando la igualdad que nos da 4.1 despejamos en 4.2 y obtenemos

$$y' \phi \Big|_a^b = 0$$

Si tomamos una ϕ como la siguiente



de la expresión $0 = y' \phi \Big|_a^b = y'(b)\phi(b) - y'(a)\phi(a)$ obtenemos $y'(b) = 0$. Tomando como ϕ



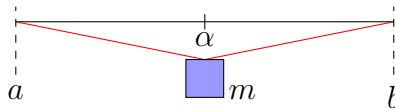
obtenemos $y'(a) = 0$. Dado que $z = y' \in \mathcal{H}^1$ entonces $y \in \mathcal{H}^2$ y tomando el representante continuo obtenemos lo que se conoce como la condición de Neumann.

4.1. La delta de Dirac y el espacio H^{-1}

Ahora vamos a ver otro caso del modelo, donde colgamos una masa m en un punto $\alpha \in (a, b)$ del puente. La energía de este objeto es $my(\alpha)$, luego la expresión de nuestro funcional $L : \mathcal{H}_0^1(a, b) \longrightarrow \mathbb{R}$ es:

$$L(y) = \frac{1}{2} \int_a^b y'(x)^2 dx + \frac{1}{2} \int_a^b q(x) y(x)^2 dx + my(\alpha)$$

donde $y \in \mathcal{H}_0^1(a, b)$, $q(x) \geq 0$ y $q \in L^\infty(a, b)$. La intuición nos dice que al colgar la masa m , se formará un pico en la cuerda, como muestra el siguiente dibujo:



La forma bilineal A es la misma que en el anterior modelo:

$$A(y, y) = \frac{1}{2} \int_a^b y'(x)^2 dx + \frac{1}{2} \int_a^b q(x) y(x)^2 dx$$

y como estamos en $\mathcal{H}_0^1(a, b)$, $\int_a^b y'(x)^2 dx$ es una norma, luego A es coercivo ya que restando el último término (que es positivo) obtenemos:

$$A(y, y) \geq \frac{1}{2} \int_a^b y'(x)^2 dx = \frac{1}{2} \|u\|^2$$

La aplicación lineal y continua $R : \mathcal{H}_0^1(a, b) \longrightarrow \mathbb{R}$, viene dada por $R(y) = -my(\alpha)$, que tiene sentido al elegir el representante continuo porque $\mathcal{H}^1(a, b) \subset \mathcal{C}(a, b)$. Por el teorema de Lax-Milgran (4.7) y la proposición 4.8, existe $y \in \mathcal{H}_0^1(a, b)$ de forma que

$$A(y, \phi) = R(\phi) \quad \forall \phi \in \mathcal{H}_0^1(a, b)$$

Lo que vamos a hacer ahora es calcular o ver qué condiciones verifica la función y . Usando la condición de punto crítico:

$$\int_a^b y'(x)\phi'(x)dx + \int_a^b q(x)y(x)\phi(x)dx = -m\phi(\alpha) \quad (4.3)$$

Ahora hacemos una distinción de casos con ϕ perteneciendo a diferentes clases de Schwartz:

- si $\phi \in \mathcal{D}(a, \alpha)$:

$$\int_a^b y'(x)\phi'(x)dx + \int_a^b q(x)y(x)\phi(x)dx = -m\phi(\alpha) = 0$$

ya que $\alpha \notin (a, \alpha) \Rightarrow \phi(\alpha) = 0$. Si denotamos $z = y'$, entonces $z \in \mathcal{H}^1(a, \alpha) \subset \mathcal{C}[a, \alpha]$ (porque la expresión anterior coincide con la definición de derivada débil para z).

- si $\phi \in \mathcal{D}(\alpha, b)$, de igual forma conseguimos que $z \in \mathcal{H}_0^1(\alpha, b) \subset \mathcal{C}[\alpha, b]$.

Fijaros que ese razonamiento no implica que $z \in \mathcal{C}[a, b]$, ya que el representante continuo usado en $[a, \alpha]$ y $[\alpha, b]$ son distintos. Lo que sí implica es que $z \in \mathcal{C}([a, \alpha]) \cap \mathcal{C}([\alpha, b])$ y existen los límites laterales de α :

$$z(\alpha^-) = \lim_{x \rightarrow \alpha^-} z(x) \quad z(\alpha^+) = \lim_{x \rightarrow \alpha^+} z(x)$$

Además sabemos que $z' = qy$ a.e $x \in (a, \alpha) \cup (\alpha, b)$. Si volvemos a la fórmula general (4.3):

$$\int_a^b z(x)\phi'(x)dx + \int_a^b q(x)y(x)\phi(x)dx = -m\phi(\alpha) \quad \forall \phi \in \mathcal{H}_0^1(a, b) \quad (4.4)$$

Ahora queremos desarrollar esa expresión. Tomamos $\phi \in \mathcal{D}(a, b)$, como z no es continua en α , la integral del primer término hay que escribirla en dos partes:

$$\int_a^b z(x)\phi'(x)dx = \int_a^\alpha z(x)\phi'(x)dx + \int_\alpha^b z(x)\phi'(x)dx$$

Aplicamos derivación por partes a cada término:

$$\int_a^\alpha z(x)\phi'(x)dx = z(x)\phi(x) \Big|_a^\alpha - \int_a^\alpha z'(x)\phi(x)dx = z(\alpha^-)\phi(\alpha) - \int_a^\alpha z'(x)\phi(x)dx$$

$$\int_{\alpha}^b z(x)\phi'(x)dx = z(x)\phi(x)\Big|_{\alpha}^b - \int_{\alpha}^b z'(x)\phi(x)dx = -z(\alpha^+)\phi(\alpha) - \int_{\alpha}^b z'(x)\phi(x)dx$$

Combinando los resultados y sustituyendo en (4.4):

$$z(\alpha^-)\phi(\alpha) - z(\alpha^+)\phi(\alpha) - \int_a^b z'(x)\phi(x)dx = - \int_a^b z'(x)\phi(x)dx - m\phi(\alpha)$$

Cancelando ámbos términos:

$$(z(\alpha^-) - z(\alpha^+))\phi(\alpha) = -m\phi(\alpha)$$

Como la función de Schwartz escogida es arbitraria, podemos suponer que vale 1 en α . Usando eso y que $z = y'$:

$$y'(\alpha^-) - y'(\alpha^+) = -m \Rightarrow y'(\alpha^+) - y'(\alpha^-) = m$$

Es decir, el cambio de pendiente que se da entre α^- y α^+ es igual a m , el peso de la masa.

4.2. Sturm-Liouville: caso 1

Vamos a generalizar el caso anterior para obtener una ecuación diferencial con varias condiciones. Sea $L : \mathcal{H}^1(a, b) \longrightarrow \mathbb{R}$ el funcional dado por:

$$L(y) = \frac{1}{2} \int_a^b y'(x)^2 dx + \frac{1}{2} \int_a^b q(x)y(x)^2 dx - R(y)$$

con $q \in L^\infty(a, b)$, $0 < q_0 \leq q(x) \leq q_1$ a.e $x \in (a, b)$.

De donde podemos definir la siguiente forma cuadrática:

$$A(y, \phi) = \int_a^b y'(x)\phi'(x)dx + \int_a^b q(x)y(x)^2\phi(x)dx$$

Una vez más, la teoría de Lax-Milgran nos dice que existe y en $\mathcal{H}^1(a, b)$ cumpliendo $A(y, \phi) = R(\phi)$, es decir, $\forall R \in \mathcal{H}^{-1}(a, b) = (\mathcal{H}^1(a, b))^*$:

$$\int_a^b y'(x)\phi'(x)dx + \int_a^b q(x)y(x)\phi(x)dx = R(\phi) \quad \forall \phi \in \mathcal{H}^1(a, b) \quad (4.5)$$

Una vez planteado el problema y visto que tiene solución, tenemos que intentar determinar y mediante alguna ecuación diferencial. Como vamos a determinar y mediante una ecuación diferencial, necesitamos buscar condiciones de regularidad sobre ella porque la teoría de ecuaciones diferenciales nos dice que hay solución siempre que los elementos de la ecuación sean continuos. Nótese que, por ahora, solo sabemos que $y \in \mathcal{C}[a, b]$ e $y' \in L^2(a, b)$.

Ahora vamos a empezar con el primer caso. Partimos de la condición (4.5) y recordamos que tenemos la cadena de espacios:

$$L^2(a, b) = \mathcal{H}^0(a, b) \subset \mathcal{H}^{-1}(a, b)$$

Donde la indentificación $\mathcal{H}^0(a, b) \hookrightarrow \mathcal{H}^{-1}(a, b)$ viene dada por la aplicación

$$\begin{aligned} R : L^2(a, b) &\longrightarrow \mathcal{H}^{-1}(a, b) \\ r &\longmapsto R_r : \mathcal{H}^2(a, b) \longrightarrow \mathbb{R} \\ y &\mapsto R_r(y) = \int_a^b r(x)y(x)dx \end{aligned}$$

Nótese ahora que si denotamos $z = y'$, la ecuación (4.5) nos dice que se verifica:

$$\int_a^b z(x)\phi'(x)dx + \int_a^b q(x)y(x)\phi(x)dx = \int_a^b r(x)\phi(x)dx \quad (4.6)$$

Y agrupando:

$$\int_a^b z(x)\phi'(x)dx + \int_a^b (q(x)y(x) - r(x))\phi(x)dx = 0$$

Luego z tiene derivada débil y coincide con $z' = qy - r$. Como $z' = y''$, nos queda la EDO:

$$y'' - qy = -r \Rightarrow -y'' + qy = r$$

Ahora, como z tiene derivada débil, puedo tomar su representante continuo $\bar{z} \in \mathcal{C}[a, b]$, es decir, podemos suponer directamente que $z \in \mathcal{C}[a, b]$. Pero claro, como $z = y'$, entonces $y' \in \mathcal{C}[a, b]$, lo que implica que $y \in \mathcal{C}^1[a, b]$. En particular, tenemos definido cuanto vale $y'(a)$ e $y'(b)$ (antes no lo teníamos porque solo sabíamos que $y \in L^2(a, b)$). Luego la ecuación $-y'' + qy = r$ se verifica en $\mathcal{H}^2(a, b)$ (porque $z \in \mathcal{H}^1(a, b)$, luego $y \in \mathcal{H}^2(a, b)$).

Se puede comprobar fácilmente que si $r, q \in \mathcal{C}[a, b]$ entonces $y \in \mathcal{C}^2[a, b]$, debido a que en ese caso, y'' sería continua (se expresaría como diferencia de continuas y producto de continuas).

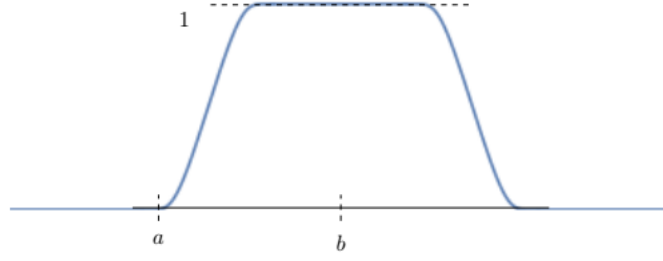
Como la expresión (4.6) es válida para toda $\phi \in \mathcal{H}^1(a, b)$, podemos tomar una $\phi \in \mathcal{D}(\mathbb{R})$ y como $z \in \mathcal{H}^2(a, b)$, la proposición 4.9 nos dice que $z\phi \in \mathcal{H}^1(a, b)$ y $(z\phi)' = z\phi' + z'\phi$. Usando integración por partes en el primer término:

$$\begin{aligned} \int_a^b z(x)\phi'(x)dx &= z(x)\phi(x)\Big|_a^b - \int_a^b z'(x)\phi(x)dx = \\ &= z(b)\phi(b) - z(a)\phi(a) - \int_a^b (q(x)y(x) - r(x))\phi'(x)dx \end{aligned}$$

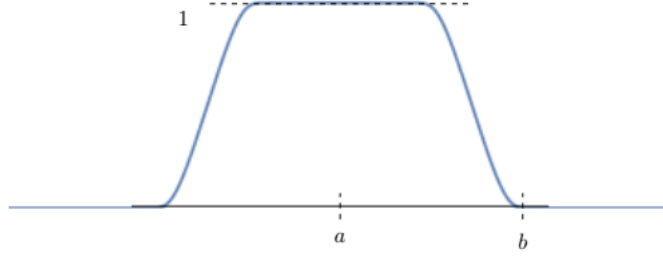
Sustituyendo ahora lo obtenido en la expresión (4.6) y simplificando, llegamos a:

$$z(b)\phi(b) - z(a)\phi(a) = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{D}(\mathbb{R})$$

Si ahora tomamos una función ϕ de la siguiente forma:



Entonces $\phi(a) = 0$ y $\phi(b) = 1$, de donde queda que $z(b) = 0$. Tomando otra ϕ de esta forma



obtenemos que $z(a) = 0$. Es decir, $y'(a) = y'(b) = 0$.

4.3. Sturm-Liouville: caso 2

Para el siguiente caso tenemos que definir primero la *delta de Dirac*.

Definición 4.10. Dado $\alpha \in (a, b)$, definimos la función $\delta_\alpha : \mathcal{H}^{-1}(a, b) \longrightarrow \mathbb{R}$

$$\delta_\alpha(y) = y(\alpha), \quad \delta_\alpha \in \mathcal{H}^1(a, b), \quad \delta_\alpha \notin \mathcal{H}^0(a, b)$$

A δ_α la llamaremos *delta de Dirac*.

Nota 4.11. Nótese que esta función simplemente es otra forma de denotar la evaluación en α , que usamos para indicar en qué punto α , de una cuerda y , colgamos una masa c .

Ahora pasamos al siguiente caso, donde suponemos que $R(\phi) = c\delta_\alpha(\phi) = c\phi(\alpha) \quad \forall \phi \in \mathcal{H}^1(a, b) \subset \mathcal{C}[a, b]$, con $a < \alpha < b$. Con esta nueva R , vemos otra vez la ecuación 4.5 con $z = y'$:

$$\int_a^b z(x)\phi'(x)dx + \int_a^b q(x)y(x)\phi(x)dx = c\phi(\alpha)$$

donde solo sabemos que $z \in L^2(a, b)$ e $y \in \mathcal{H}^1(a, b)$ y z no tiene por qué tener derivada débil ya que la expresión anterior no coincide con la de la definición.

Si ahora considero el intervalo (a, α) y tomo $\phi \in \mathcal{D}(a, \alpha)$, tenemos que $\phi(\alpha) = 0$ y

$$\int_a^b z(x)\phi'(x)dx + \int_a^b q(x)y(x)\phi(x)dx = 0$$

Luego $z \in \mathcal{H}^1(a, \alpha)$, que tiene un representante continuo $z_1 \in \mathcal{C}[a, \alpha]$. De forma análoga, obtenemos $z_2 \in \mathcal{C}[\alpha, b]$. Si definimos z' como la unión de z'_1 y z'_2 :

$$z'(x) = \begin{cases} z'_1(x) & x \in (a, \alpha) \\ z'_2(x) & x \in (\alpha, b) \end{cases}$$

¿y qué pasa con $z'(\alpha)$? No pasa nada, porque $\{\alpha\}$ tiene medida nula así que no hace falta definirla en ese punto. Además, $z' \in L^2(a, \alpha)$ y $z' \in L^2(\alpha, b)$, luego $z' \in L^2(a, b)$ por la misma razón.

Como z' no es la derivada débil de z en (a, b) , solo podemos decir que

$$\int_a^b z'(x)\phi(x)dx + \int_a^b z(x)\phi'(x)dx = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{D}(a, \alpha) \text{ ó } \forall \phi \in \mathcal{D}(\alpha, b)$$

Y en ese caso, $z'(x) = -q(x)y(x)$ a.e. $x \in (a, b)$.

Como vemos, este es el origen de la cuestión, tenemos una función z' , que sabemos que es una derivada, pero es una derivada *extraña*, ya que es débil en (a, α) y (α, b) , coincide en casi todo punto con $-q(x)y(x)$, pero no es una derivada débil en (a, b) .

En principio, no sabemos si z es continua, lo único que sabemos es que z_1 y z_2 sí lo son, y se cumple:

$$\begin{aligned} z(x) &= z_1(x) & \text{a.e } x \in (a, \alpha) \\ z(x) &= z_2(x) & \text{a.e } x \in (\alpha, b) \end{aligned}$$

Usando esa propiedad, podemos definir otra función, z_3 , como sigue:

$$z_3(x) = \begin{cases} z_1(x) & x \in [a, \alpha) \\ z_2(x) & x \in (\alpha, b] \end{cases}$$

Fijaros que z_3 , por el carácter local de la continuidad, es continua en (a, α) y (α, b) . De hecho, es continua en a y b también porque coincide con z en ese entorno. Además, se verifica:

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow \alpha^-} z_3(x) &= \lim_{x \rightarrow \alpha^-} z_1(x) = z_1(\alpha) \\ \lim_{x \rightarrow \alpha^+} z_3(x) &= \lim_{x \rightarrow \alpha^+} z_2(x) = z_2(\alpha) \end{aligned}$$

Es decir, z_3 no es continua en $[a, b]$, pero sí tienes límites laterales. Además, la discontinuidad que presenta en α es evitable (ojo, que no es seguro que siempre la tenga). De ahora en adelante, vamos a denotar simplemente por z a z_3 , ya que no tiene mucho sentido arrastrar ambas notaciones.

Ahora vamos a razonar con z_1 , que es una solución en (a, α) , luego por la condición de punto crítico, tenemos que:

$$\int_a^b z_1(x)\phi'(x)dx + \int_a^b q(x)y(x)\phi(x)dx = 0 \quad \forall \phi \in \mathcal{D}(a, \alpha)$$

Si consideramos ahora ϕ sobre $\mathcal{D}(\mathbb{R})$ en lugar de sobre $\mathcal{D}(a, \alpha)$, tenemos que:

$$\int_a^\alpha z_1(x)\phi'(x)dx + \int_a^\alpha q(x)y(x)\phi(x)dx = 0$$

Aplicando integración por partes al primer término:

$$\int_a^\alpha z_1(x)\phi'(x)dx = z_1(x)\phi(x)\Big|_a^\alpha - \int_a^\alpha q(x)y(x)\phi(x)dx$$

Cogiendo la ϕ de forma que $\phi(a) = 1$ y $\phi(x) = 0 \quad \forall x \geq \alpha$, y sustituyendo en la expresión anterior:

$$-z_1(a)\phi(a) - \int_a^\alpha q(x)y(x)\phi(x)dx + \int_a^\alpha q(x)y(x)\phi(x)dx = 0 \Rightarrow -z_1(a)\phi(a) = 0$$

Es decir, $z_1(a) = 0$. De forma análoga, se prueba que $z_2(b) = 0$. Eso implica que $y'(a) = y'(b) = 0$, luego:

$$\left. \begin{array}{l} y \in \mathcal{H}^2(a, \alpha) \\ y \in \mathcal{H}^2(\alpha, b) \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} y \in \mathcal{C}^1[a, \alpha] \\ y \in \mathcal{C}^1[\alpha, b] \end{array} \right\}$$

En conclusión, hemos llegado a la ecuación diferencial

$$-y''(x) + q(x)y(x) = 0$$

que sólo se cumple en (a, α) y (α, b) . Quedaría ver qué pasa en el extremo, aunque más o menos se ve que simplemente no van a coincidir las derivadas laterales: $y'(\alpha^+) - y'(\alpha^-) = -c$

4.4. Sturm-Liouville: caso 3

Podemos combinar los dos casos anteriores, para resolver el caso donde R viene dado por:

$$R(x) = r(x) + \sum_{i=1}^n c_i \delta_{\alpha_i} \quad a < \alpha_1 < \cdots < \alpha_n < b$$

donde $y \in \mathcal{H}^1(a, b)$, $y \in \mathcal{H}^2((a, \alpha_1) \cup \cdots \cup (\alpha_n, b))$, $y \in \mathcal{C}^1((a, \alpha_1) \cup \cdots \cup (\alpha_n, b))$, y por supuesto $y \in \mathcal{C}[a, b]$. La ecuación diferencial de este caso es la misma que en los dos anteriores:

$$-y''(x) + p(x)y(x) = r(x)$$

Esta igualdad es una igualdad puntual y la y'' es derivada débil en cada uno de los trocitos. La *condición de contorno* también se verifica: $y'(a) = y'(b) = 0$ y $y'(\alpha_i^+) - y'(\alpha_i^-) = -c_i$.

4.5. Sturm-Liouville: caso 4

En este caso, en lugar de minimizar en $\mathcal{H}^1(a, b)$, podemos hacerlo en $\mathcal{H}_0^1(a, b)$. La única diferencia es que la condición $y'(a) = y'(b) = 0$ se sustituye por

$$y(a) = y(b) = 0$$

Además, basta tomar $0 \leq q(x) \leq q_1$. En este caso también podemos suponer que

$$R(x) = r(x) + \sum_{i=1}^n c_i \delta_{\alpha_i} \quad a < \alpha_1 < \cdots < \alpha_n < b$$

verificándose casi lo mismo que en el caso anterior: $y \in \mathcal{H}^1(a, b)$, $y \in \mathcal{H}^2((a, \alpha_1) \cup \cdots \cup (\alpha_n, b))$, $y \in \mathcal{C}^1((a, \alpha_1) \cup \cdots \cup (\alpha_n, b))$, $y \in \mathcal{C}[a, b]$ y $y'(\alpha_i^+) - y'(\alpha_i^-) = -c_i$ pero $y(a) = y(b) = 0$.

4.6. Sturm-Liouville: caso 5

En este caso vamos a considerar la densidad del puente, por lo que nuestro funcional cambia un poco:

$$L(y) = \frac{1}{2} \int_a^b p(x) y'(x)^2 dx + \frac{1}{2} \int_a^b q(x) y(x)^2 dx - R(y)$$

Con las condiciones: $0 < p_0 \leq p(x) \leq p_1$, $0 < q_0 \leq q(x) \leq q_1$. Con este planteamiento, la ecuación que se verifica es:

$$\int_a^b p(x) y'(x) \phi'(x) dx + \int_a^b q(x) y(x) \phi(x) dx = R(\phi) \quad \forall \phi \in \mathcal{H}^1(a, b)$$

con $y \in \mathcal{H}^1(a, b)$, $y \in \mathcal{C}[a, b]$. Si tomo $z(x) = p(x) y'(x)$, ¿cuáles son las condiciones de regularidad?

(a) Si $R(x) = r(x)$, entonces $z \in \mathcal{H}^1(a, b)$ y $z \in \mathcal{C}[a, b]$. Además:

$$-(p(x) y'(x))' + q(x) y(x) = r(x)$$

Y $z(a) = z(b) = 0$.

(b) Si cambiamos $\mathcal{H}^1(a, b)$ por $\mathcal{H}_0^1(a, b)$, la condición $z(a) = z(b) = 0$ la tenemos que cambiar por $y(a) = y(b) = 0$. Y en este caso, basta con que se cumpla $0 \leq q(x) \leq q_1$.

(c) Si $R(x) = r(x) + \sum_{i=1}^n c_i \delta_{\alpha_i}$ $a < \alpha_1 < \cdots < \alpha_n < b$ e $y \in \mathcal{H}(a, b)$. Luego $z \in \mathcal{H}^1(a, \alpha_1)$, \cdots , $z \in \mathcal{H}^1(\alpha_n, b)$, e igual con las continuas: $z \in \mathcal{C}[a, \alpha_1]$, \cdots , $z \in \mathcal{C}[\alpha_n, b]$. La ecuación que se verifica es:

$$(p(x) y'(x))' + q(x) y(x) = r(x)$$

Con la condición de contorno $z(a) = z(b) = 0$ (si $\mathcal{H}(a, b)$) ó $y(a) = y(b) = 0$ (si $\mathcal{H}_0^1(a, b)$). Las condiciones en las derivadas laterales son:

$$z(\alpha_i^+) - z(\alpha_i^-) = -c_i$$

4.7. Casos regulares

Procedemos ahora a replantear los problemas anteriores bajo la hipótesis de que $R = r(x)$ con $r \in \mathcal{C}[a, b]$, $q \in \mathcal{C}[a, b]$ con

$$\begin{aligned} 0 < q_0 \leq q(x) \leq q_1 & \quad \text{si } \mathcal{H}^1(a, b) \\ 0 \leq q(x) \leq q_1 & \quad \text{si } \mathcal{H}_0^1(a, b) \end{aligned}$$

4.7.1. Sturm-Liouville: caso regular (1)

Trabajamos en el mismo caso que (4.2) con esta nuevas hipótesis. Tenemos $y \in \mathcal{H}^1(a, b)$ y nuestro funcional (sin considerar la densidad del puente) es:

$$L(y) = \frac{1}{2} \int_a^b y'(x)^2 dx + \frac{1}{2} \int_a^b q(x)y(x)^2 dx - R(y)$$

De aquí obtenemos que $y \in \mathcal{H}^2(a, b)$ de donde tendríamos que se verificaría la condición

$$-y'' + q(x)y(x) = r(x)$$

que al igual que nos pasaba antes es una igualdad que se da en sentido puntual. Despejando de esta ecuación, ya que $y \in \mathcal{C}[a, b]$, obtenemos que $y'' \in \mathcal{C}[a, b]$ y por tanto $y \in \mathcal{C}^2[a, b]$. Tenemos ahora las herramientas para resolver el problema con la formula de variación de constantes y las condiciones iniciales.

4.7.2. Sturm-Liouville: caso regular (2)

Procedemos como en el caso (4.4), es decir, partimos de :

$$R(\phi) = r(x) + \sum_{i=1}^n c_i \delta_{\alpha_i} \quad a < \alpha_1 < \dots < \alpha_n < b$$

y con $y \in \mathcal{H}^2(\alpha_i, \alpha_{i+1})$ donde en cada intervalo tenemos la ecuación diferencial, en sentido debil:

$$-y'' + q(x)y(x) = r(x)$$

esto quiere decir que en cada intervalo $y \in \mathcal{C}^2[\alpha_i, \alpha_{i+1}]$. Ahora se cumplen unas condiciones que son propia de la y y no de un representante continuo:

$$\begin{aligned} y'(a) = y'(b) = 0 & \quad \text{si } \mathcal{H}^1(a, b) \\ y(a) = y(b) = 0 & \quad \text{si } \mathcal{H}_0^1(a, b) \end{aligned}$$

y la condición sobre la delta de dirac es que $y'(\alpha_i^+) - y'(\alpha_i^-) = c_i$ por lo que si $c_i \neq 0$ se tiene que $y \notin \mathcal{C}^1[a, b]$

4.7.3. Sturm-Liouville: caso regular (3)

Como en el caso (4.6) procedemos a añadir un peso con las hipótesis que estamos manejando.

$$L(y) = \frac{1}{2} \int_a^b p(x)y'(x)^2 dx + \frac{1}{2} \int_a^b q(x)y(x)^2 dx - R(y)$$

pero voy a imponer que $p \in \mathcal{C}^1[a, b]$ y $0 < p_o \leq p(x) \leq p_1$. Tendríamos así que $p(x)y'(x) \in \mathcal{H}^1(a, b)$ y usando el resultado (4.9) bajo unas condiciones más fuertes donde $\phi \in \mathcal{C}[a, b]$ podemos ver que

$$y'(x) = \frac{1}{p(x)} p(x)y'(x) \in \mathcal{H}^1(a, b)$$

y en particular $y \in \mathcal{H}^2(a, b)$. Sobre la cuestión de la derivada débil

$$-(p(x)y'(x))' + q(x)y(x) = r(x)$$

y derivando obtenemos que

$$-p(x)'y'(x) - p(x)y''(x) + q(x)y(x) = r(x)$$

y despejando y'' obtenemos que $y \in \mathcal{C}^2[a, b]$. Ahora adaptamos la condición de contorno. En el caso anterior se verificaba $z(a) = z(b) = 0$ con $z(x) = p(x)y'(x) \in \mathcal{C}[a, b]$ luego

$$p(a)y'(a) = 0 \text{ y } p(b)y'(b) = 0 \implies y'(a) = y'(b) = 0$$

en el caso de $\mathcal{H}^1(a, b)$ y en el caso de $\mathcal{H}_0^1(a, b)$

$$y(a) = 0 \text{ y } y(b) = 0$$

(AQUI EMPIEZA LA CLASE DEL 14 DE ABRIL)

4.8. Problema de Sturm-Liouville regular

En esta sección vamos a cambiar la notación, lo que antes representábamos por y lo vamos a denotar por u . Con esta notación, nuestro funcional quedaría:

$$L(u) = \frac{1}{2} \int_a^b p(x)u'(x)^2 dx + \frac{1}{2} \int_a^b q(x)u(x)^2 dx - R(u) \quad (4.7)$$

Tenemos la ecuación (de los casos anteriores):

$$-(p(x)u'(x))' + q(x)u(x) = r(x) \quad \forall x \in [a, b] \quad (4.8)$$

con las siguientes condiciones de contorno:

$$\alpha_a u(a) + \beta_a u'(a) = \gamma_a \quad (c_a)$$

$$\alpha_b u(b) + \beta_b u'(b) = \gamma_b \quad (c_b)$$

donde $p \in \mathcal{C}^1[a, b]$, lo que nos dice que el primer término de (4.8) se puede desarrollar para obtener una EDO (recordemos, que necesitamos que todas los elementos sean continuos para poder aplicar la teoría que sabemos de ecuaciones diferenciales). Además, $p(x) > 0$ si $x \in [a, b]$ (para que podemos hacer cocientes luego). $q, r \in \mathcal{C}[a, b]$ y $(\alpha_a, \beta_a) \neq (0, 0)$, $(\alpha_b, \beta_b) \neq (0, 0)$.

A la ecuación anterior y al conjunto de condiciones de contorno anteriores, es lo que vamos a denominar el *problema de Sturm-Liouville regular*. Recordemos que tenemos varios casos ya conocidos y que hemos resuelto. Reescribámoslos con esta nueva notación del problema:

- (a) (Dirichlet) $(\alpha_a, \beta_a) = (1, 0) = (\alpha_b, \beta_b)$, $\gamma_a = \gamma_b = 0$. Además había que imponer $q(x) \geq 0$ $x \in [a, b]$. En estas condiciones, existe una única solución del problema.

Para comprobarlo, lo único que tenemos que hacer es minimizar en $\mathcal{H}_0^1(a, b)$ el funcional dado por (4.7) con $R(u) = \int_a^b r(x)u(x)dx$. Al resolverlo, obtenemos $u \in \mathcal{C}^2[a, b]$.

La solución de este caso, es la misma que la del siguiente problema:

$$\min \{L(u) : u \in \mathcal{C}^2[a, b], u(a) = u(b) = 0\}$$

A ese espacio se le suele llamar $\mathcal{C}_0^2[a, b]$. El problema es que ese espacio es de Banach pero no es reflexivo, luego no puede ser de Hilbert, es decir, nada de la teoría que desarrollamos anteriormente vale para este espacio.

- (b) (Neumann) $(\alpha_a, \beta_a) = (0, 1) = (\alpha_b, \beta_b)$, $\gamma_a = \gamma_b = 0$, $q(x) > 0$ $x \in [a, b]$. La condición sobre q la ponemos porque una función continua en un compacto alcanza el mínimo, luego si imponemos que sea positiva en todo el intervalo, ese mínimo también será positivo. En estas condiciones, existe una única solución en $\mathcal{H}^1(a, b)$. Igual que antes, esta solución coincide con la solución de:

$$\min \{L(u) : u \in \mathcal{C}^2[a, b]\}$$

De hecho, también se da que es:

$$\min \{L(u) : u \in \mathcal{C}^2[a, b], u'(a) = u'(b) = 0\}$$

Nota 4.12. Sea $A \in \mathcal{M}_{n \times n}(\mathbb{R})$, $x, b \in \mathbb{R}^n$ y queremos resolver el sistema $Ax = b$. Si $Ax = 0$ tiene una única solución, entonces el sistema completo también tiene una única solución.

Al principio de esta sección, planteamos el *problema de Sturm-Liouville regular*, si se da el caso de que $r(x) = 0$ para $x \in [a, b]$ y $\gamma_a = \gamma_b = 0$, es decir, tendríamos la ecuación

$$-(p(x)u'(x))' + q(x)u(x) = 0 \quad \forall x \in [a, b]$$

con las condiciones de contorno:

$$\alpha_a u(a) + \beta_a u'(a) = 0 \tag{h_a}$$

$$\alpha_b u(b) + \beta_b u'(b) = 0 \tag{h_b}$$

entonces lo denotaremos por *problema de Sturm-Liouville homogéneo*.

Nota 4.13. Por abreviar en la notación, de ahora en adelante usaremos las siguientes convenciones para diferenciar entre el problema homogéneo y el completo (o regular):

$$-(p(x)u'(x))' + q(x)u(x) = r(x) \quad \forall x \in [a, b] \quad (PSL)$$

$$-(p(x)u'(x))' + q(x)u(x) = 0 \quad \forall x \in [a, b] \quad (PSLH)$$

Además, cuando digamos que una función verifica $(PSL) + c_a$, estaremos diciendo que las condiciones iniciales de la solución cumplen c_a y la ecuación diferencial dada por (PSL) . Igual con $(PSLH)$, c_b , h_a y h_b .

Veamos ahora un lema que nos ayudará en la demostración del siguiente teorema.

Lema 4.14. *Las soluciones de la ecuación diferencial (PSL) que verifican la condición c_a son de la forma:*

$$u_1(t) + \lambda u_2(t)$$

donde $\lambda \in \mathbb{R}$, u_1 es una solución particular de (PSL) junto con la condición c_a , y u_2 es una solución no trivial de $(PSLH)$ junto con la condición h_a .

Demostración. (\Rightarrow) Si u_1 es solución de (PSL) y u_2 es solución de $(PSLH)$, entonces, por el principio de superposición, tenemos que $u_1 + \lambda u_2$ es solución de (PSL) . Pero además, si u_1 verifica c_a y u_2 verifica h_a entonces $u_1 + \lambda u_2$ también verifica c_a .

(\Leftarrow) Sea u_1 una solución particular de (PSL) cumpliendo c_a y u_2 una solución de $(PSLH)$ cumpliendo h_a . Veamos que si \tilde{u} es otra solución de (PSL) cumpliendo c_a , entonces

$$\tilde{u} = u_1 + \lambda u_2, \text{ para cierto } \lambda \in \mathbb{R}$$

Lo anterior es equivalente a decir que $\tilde{u} - u_1 = \lambda u_2$, es decir, que $\tilde{u} - u_1$ es múltiplo de u_2 , es decir, $\tilde{u} - u_1$ cumple $(PSLH) + h_a$. Lo único que hay que ver es que el conjunto de soluciones que verifican $(PSLH) + c_a$ es un espacio vectorial unidimensional. Como $(PSLH)$ es de segundo orden, entonces el espacio de soluciones es bidimensional. Eso nos dice que no todas las soluciones de $(PSLH)$ verifican c_a .

Entonces busco \bar{u} solución de $(PSLH)$ que no verifique c_a . Para ello, busco unas condiciones iniciales u_0, u'_0 que no verifiquen $\alpha_a u_0 + \alpha_b u'_0 = 0$ y tomo la solución del problema de valores iniciales (que existe porque todos los elementos que intervienen son continuos). \square

Teorema 4.15. *Si el problema homogéneo de Sturm-Liouville $(PSLH)$, tiene una única solución, entonces el problema de Sturm-Liouville regular (PSL) , también tiene una única solución.*

Demostración. Tenemos que ver que existe una única solución de (PSL) , cumpliendo c_a y c_b . Si consideramos una solución del (PSL) cumpliendo c_a , el lema anterior nos dice que las soluciones son del tipo

$$u_1(t) + \lambda u_2(t)$$

y todas cumplen la condición c_a . Ahora debemos encontrar λ tal que esas soluciones también cumplan c_b , es decir, que se cumpla:

$$\alpha_b(u_1(b) + \lambda u_2(b)) + \beta_b(u'_1(b) + \lambda u'_2(b)) = \gamma_b$$

Esto es fácil, ya que simplemente tenemos que despejar λ de esa expresión:

$$\lambda = \frac{\gamma_b - \alpha_b u_1(b) - \beta_b u_1'(b)}{\alpha_b u_2(b) + \beta_b u_2'(b)}$$

El denominador, $\alpha_b u_2(b) + \beta_b u_2'(b)$, no se anula ya que u_2 no cumple la condición h_b , ya que si la cumpliera, entonces tendría una solución no trivial de la homogénea. \square

Corolario 4.16. Si $(\alpha_a, \beta_a) = (1, 0) = (\alpha_b, \beta_b)$ y $q(x) \geq 0$, el problema (PSL) tiene una única solución, por la unicidad del mínimo en el caso Dirichlet.

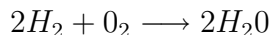
Corolario 4.17. Si $(\alpha_a, \beta_a) = (0, 1) = (\alpha_b, \beta_b)$ y $q(x) > 0$, el problema (PSL) tiene una única solución, por la unicidad del mínimo en el caso Neumann.

Ley de acción de masas

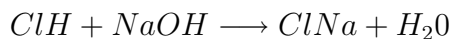
Ahora dejamos los puentes y cambiamos a otro tipo de modelos totalmente diferentes. Vamos a hablar de la ley de acción de masas, pero primero vamos a repasar un poco algunas nociones sobre reacciones químicas. Tenemos una serie de productos $A_1, \dots, A_n, B_1, \dots, B_n$ y una serie de coeficientes que nos indican la concentración de cada producto: $\alpha_1, \dots, \alpha_n, \beta_1, \dots, \beta_n$. A estos coeficientes se les llama *coeficientes estequiométricos*. Estos elementos nos dan una reacción química, que expresaremos como:



Ejemplo 5.1. La reacción química de la quema de hidrógeno:



Otra diferente:



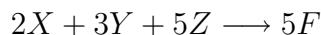
Esto es una cuestión molecular y trabajar con ellas es bastante complicado. Para solventar ese problema, usamos los *moles*. Un *mol* es la cantidad de una sustancia que contiene tantos átomos como su peso atómico. También usaremos la *concentración de un producto*, $[N]$, que es el igual al número de moles que hay del producto. En la reacción anterior obtendríamos dos moles de agua, combinando dos moles de hidrógeno y un mol de oxígeno. Podemos hablar de concentración de *reactivos* y *productos*: $[A] = \{ \text{número de moles de reactivo} \}$, $[B] = \{ \text{número de moles de producto} \}$

Por otro lado, está la denominada *velocidad de reacción*, que es la variación de la concentración a lo largo del tiempo. La teoría nos dice que:

$$\frac{d}{dt}[B] = k[A_1] \cdots [A_n]$$

5.1. Reacción química

Sean X, Y y Z tres compuestos químicos que se combinan en un producto final F según la reacción:



La velocidad de reacción (moléculas más o menos iguales) se puede suponer proporcional al producto de concentraciones de productos X, Y, Z , según un coeficiente β (velocidad de reacción). Suponemos que $\beta = 0.01$. Si partimos inicialmente de 5 moles de X , 7 moles de Y y 10 moles de Z , plantear un modelo que permita calcular la concentración de cada sustancia en cada instante. ¿Qué pasará tras mucho tiempo?

Básicamente hay que aplicar una regla de 3:

$$\left. \begin{array}{l} 2X \longrightarrow 5F \\ 5X \longrightarrow ? \end{array} \right\} \Rightarrow \text{se producirían } 12.5F$$

$$\left. \begin{array}{l} 3Y \longrightarrow 5F \\ 7Y \longrightarrow ? \end{array} \right\} \Rightarrow \text{se producirían } 11.6F$$

$$\left. \begin{array}{l} 5Z \longrightarrow 5F \\ 10Z \longrightarrow ? \end{array} \right\} \Rightarrow \text{se producirían } 10F$$

De aquí, deduzco que se van a producir 10 moles de F , ya que es el mínimo de las 3 reglas que hemos hecho. Ahora tenemos que ver cuanta cantidad queda de los reactivos X e Y al crear 10 moles de F .

$$\left. \begin{array}{l} 2X \longrightarrow 5F \\ ? \longrightarrow 10F \end{array} \right\} \Rightarrow \text{se gastan } 4X$$

$$\left. \begin{array}{l} 3Y \longrightarrow 5F \\ ? \longrightarrow 10F \end{array} \right\} \Rightarrow \text{se gastan } 6Y$$

Luego sobran 1 de X , 1 de Y y 0 de Z , y se habrán creado 10 moles de F . Ahora vamos a denotar por $x(t), y(t), z(t), F(t)$ a la concentración de X, Y, Z, F en el instante t respectivamente. En el instante $t = 0$, tendremos las concentraciones iniciales, y en el instante $t = 1$, tendremos las finales (el resultado de las cuentas que hemos hecho antes), es decir:

	$t = 0$	$t = 1$
$x(t)$	4	1
$y(t)$	7	1
$z(t)$	10	1
$F(t)$	0	1

Si nos fijamos, $5 - x(t), 7 - y(t), 10 - z(t)$ son los restantes de los productos X, Y, Z en el instante t . Es decir, tenemos que la velocidad de reacción de F es:

$$F'(t) = \beta x(t)y(t)z(t)$$

Haciendo otra regla de 3:

$$\left. \begin{array}{l} 2X \longrightarrow 5F \\ 5 - x(t) \longrightarrow F(t) \end{array} \right\} \Rightarrow F(t) = \frac{5(5 - x(t))}{2} \Rightarrow x(t) = 5 - \frac{2F(t)}{5}$$

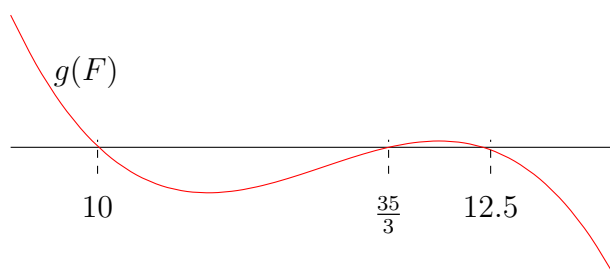
De forma análoga, obtenemos las expresiones de $y(t)$ y $z(t)$:

$$y(t) = 7 - \frac{3F(t)}{5}, \quad z(t) = 10 - F(t)$$

Es decir, la expresión final de la velocidad de reacción sería:

$$F'(t) = 0.01 \left(5 - \frac{2F(t)}{5} \right) \left(7 - \frac{3F(t)}{5} \right) (10 - F(t)), \quad F(0) = 0$$

Si llamamos $g(F) = 0.01 \left(5 - \frac{2F}{5} \right) \left(7 - \frac{3F}{5} \right) (10 - F)$, que tiene raíces $F = 10, 35/3, 12.5$.



Ahora vamos a abstraer un poco el problema para no tener que trabajar con todos los números particulares. Supongamos que tenemos el problema de valores iniciales:

$$\begin{cases} x' = g(x) \\ x(0) = x_0, \quad x_0 < \alpha_1 \end{cases}$$

donde $g : \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R}$, $g(\alpha_1) = 0$, $g'(\alpha_1) < 0$ (para que sea compatible con el dibujo), $g(x) > 0$ si $x \in (-\infty, \alpha_1)$ y α_1 es la primera raíz de g .

Como sabemos, el anterior problema de valores iniciales tiene una solución maximal $x : (w_-, w_+) \longrightarrow \mathbb{R}$, que además es única. Probemos ahora una serie de propiedades.

- $x(t) < \alpha_1$, si $t \in (w_-, w_+)$

Tomamos $t^* \in (w_-, w_+)$ con $x(t^*) = \alpha_1$, entonces x sería solución del problema de valores iniciales:

$$\begin{cases} x' = g(x) \\ x(t^*) = \alpha_1 \end{cases}$$

cuya solución es la constante, $x(t) = \alpha_1 \quad \forall t \in (w_-, w_+)$. (**duda: no entiendo esta demostracion x'd**)

- $x'(t) > 0 \quad \forall t \in (w_-, w_+)$

Usando el punto anterior es fácil, ya que $x'(t) = g(x(t)) > 0$ porque $g(x)$ es positivo para todo x en $(-\infty, \alpha_1)$

- Necesariamente se tiene que $w_+ = +\infty$.

Si $t \in [0, w_+)$, entonces $x_0 \leq x(t) < \alpha_1$. Ahora podemos usar la teoría de prolongación de soluciones, que nos dice que si tenemos una solución acotada, podemos prolongarla. x además de estar acotada, está lejos del borde.

- $\lim_{t \rightarrow +\infty} x(t) = \alpha_1$

Como $x(t)$ es creciente y acotada, entonces el límite existe, y valdrá $L \in \mathbb{R}$. Evidentemente, $L \leq \alpha_1$. Lo único que tenemos que ver es que $L = \alpha_1$. Para ello, vamos a recordar un resultado general:

Lema 5.2. Sea $x : (w_-, +\infty) \rightarrow \mathbb{R} \in \mathcal{C}^1$ con $\lim_{t \rightarrow +\infty} x(t) = L \in \mathbb{R}$. Entonces existe una sucesión $t_n \in (w_-, +\infty)$ tal que $t_n \rightarrow +\infty$, con $x'(t_n) \rightarrow 0$.

Demostración. Considerando la diferencia $x(n+1) - x(n)$ y aplicando el teorema del valor medio, nos queda que:

$$x(n+1) - x(n) = x'(t_n)(n+1 - n) = x'(t_n)$$

Como $x(n+1) \rightarrow L \leftarrow x(n)$, $x'(t_n) \rightarrow 0$. □

Luego al existir el límite anterior, existe también $t_n \rightarrow +\infty$ tal que $x'(t_n) \rightarrow 0$, es decir, $g(x(t_n)) \rightarrow 0$. Pero $g(x(t_n)) \rightarrow g(L)$, luego $L = \alpha_1$, que es la raíz.

Como α_1 era la primera raíz de g , es decir, $\alpha_1 = 10$, hemos visto que $F(t) \rightarrow 10$. Pero ojo, simplemente tiende, nunca llegamos a crear los 10 moles enteros, es una asíntota que no se alcanza en tiempo finito. Además $F(t) < 10 \forall t \in (0, +\infty)$.

Usando la cota sobre $F(t)$ y recordando la expresión de $x(t)$, llegamos a que:

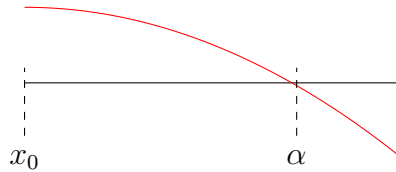
$$x(t) = 5 - \frac{2F(t)}{5} > 5 - 4 = 1 \Rightarrow x(t) \rightarrow 1$$

Igual con la $y(t)$ y $z(t)$:

$$y(t) = 7 - \frac{3F(t)}{5} > 7 - 6 = 1 \Rightarrow y(t) \rightarrow 1$$

$$z(t) = 10 - F(t) \Rightarrow z(t) \rightarrow 0$$

Volvemos otra vez a la parte abstracta. Sea $g \in \mathcal{C}^2$ de la forma:



cumpliendo $g(\alpha) = 0$ y $g'(\alpha) = \delta < 0$. Entonces vamos a tener que (lo que he visto antes):

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} x(t) = \alpha$$

Ahora vamos a decir un poquito más. Vamos a probar que:

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{x(t) - \alpha}{e^{\delta t}} = L \in (-\infty, 0)$$

Eso quiere decir que la convergencia al valor α es exponencial, es decir, los residuos $(x(t), y(t), z(t))$ no sólo tienden a $(1, 1, 0)$, sino que además lo hacen exponencialmente.

Demostración. Calculemos el siguiente límite:

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{x'(t)}{x(t) - \alpha} = \lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{g(x(t))}{x(t) - \alpha} = \lim_{x \rightarrow \alpha} \frac{g(x)}{x - \alpha} = \delta$$

Eso nos dice que si tenemos $\beta(t) = \frac{x'(t)}{x(t) - \alpha}$, entonces $\beta(t) \rightarrow \delta$. Por supuesto, β es continua y se verifica la ecuación diferencial:

$$x'(t) = \beta(t)(x(t) - \alpha)$$

Usando que $x(t) = \alpha$ es una solución particular de esa ecuación y $x(t) = ce^{-\int_0^t \beta(s) ds}$ es una solución de la homogénea, podemos escribir la solución general:

$$x(t) = \alpha - ce^{-\int_0^t \beta(s) ds}$$

donde hemos añadido la solución de la homogénea directamente restando porque sabemos que se tiene que cumplir $x(t) < \alpha$. Dividiendo todo por $e^{\delta t}$:

$$\frac{x(t) - \alpha}{e^{\delta t}} = \frac{-ce^{-\int_0^t \beta(s) ds}}{e^{\delta t}} = -ce^{-\int_0^t \beta(s) ds - \delta t} = -ce^{-\int_0^t (\beta(s) - \delta) ds}$$

Ahora ya lo único que queda por ver es que $\beta(s) - \delta$ sea integrable en $(0, +\infty)$. Para eso:

$$\beta(t) - \delta = \frac{x'(t)}{x(t) - \alpha} - \delta = \frac{g(x(t)) - \delta(x(t) - \alpha)}{x(t) - \alpha} = \frac{g(x) - g(\alpha) - g'(\alpha)(x - \alpha)}{x - \alpha} \leq O(x - \alpha)$$

donde para la acotación por algo de orden $x - \alpha$ hemos usado que $g \in \mathcal{C}^2$, luego:

$$\beta(t) - \delta \leq O(x(t) - \alpha)$$

Para ver que $x(t) - \alpha$ es integrable, se puede expresar $g(x(t))$ de la siguiente forma:

$$g(x(t)) = \frac{x(t) - \alpha}{g(x(t))} x'(t)$$

Se vió anteriormente que el primer término converge a una constante $(-\frac{1}{\delta})$, luego solo hay que comprobar si $x'(t)$ es integrable. Como $x'(t) > 0$, se tiene:

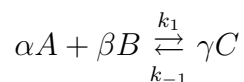
$$\int_0^{+\infty} x'(t) dt = \lim_{T \rightarrow +\infty} \int_0^T x'(t) dt = \lim_{T \rightarrow +\infty} (x(T) - x(0)) = \alpha - x(0)$$

Luego x' es integrable (lebesgue) en $(0, +\infty)$. □

Este es el único modelo que vamos a desarrollar con este nivel de detalle, los siguientes serán más escuetos.

5.2. Reacción química en equilibrio

En este modelo se supone que hay dos sustancias químicas, A y B , con concentraciones α y β respectivamente. Estas dos sustancias químicas se combinarán para formar una tercera sustancia, C , con concentración γ . La diferencia de este modelo con el anterior, es que en este se va a considerar posible que parte del producto C , vuelva a descomponerse en las sustancias A y B . Esa nueva reacción química se va a representar como sigue:



donde k_1 y k_{-1} son constantes. Se denota por $x(t)$, $y(t)$ y $z(t)$ al número de moles de A , B y C respectivamente, y por a_0 , b_0 a las cantidades iniciales de A y B . La cantidad inicial de C se supone 0.

Al igual que antes, si se hace una regla de tres con los productos A y C se obtiene:

$$\left. \begin{array}{l} \alpha A \longrightarrow \gamma C \\ a_0 - x(t) \longrightarrow z(t) \end{array} \right\} \Rightarrow z(t) = \frac{(a_0 - x(t))\gamma}{\alpha}$$

$$\left. \begin{array}{l} \beta B \longrightarrow \gamma C \\ b_0 - y(t) \longrightarrow z(t) \end{array} \right\} \Rightarrow z(t) = \frac{(b_0 - y(t))\gamma}{\beta}$$

Además, la variación de concentrado tiene como expresión: $z'(t) = k_1 x(t)y(t)$. Ojo, esto solo es para la reacción hacia la derecha. También se debe tener en cuenta la relación hacia la izquierda, en la que se destruyen moléculas de C según la constante k_{-1} . z' quedaría entonces:

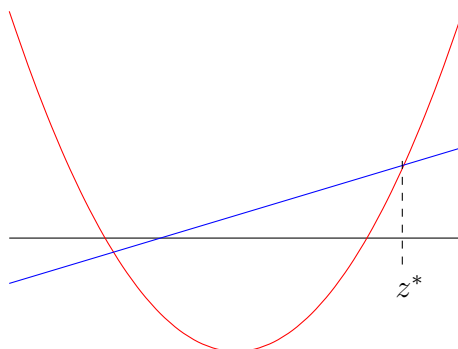
$$z'(t) = k_1 x(t)y(t) - k_{-1}z(t)$$

Despejando de las reglas de tres del principio, se obtienen las expresiones de $x(t)$ y $y(t)$, quedando:

$$z'(t) = k_1 \left(a_0 - \frac{\alpha z(t)}{\gamma} \right) \left(b_0 - \frac{\beta z(t)}{\gamma} \right) - k_{-1}z(t)$$

Al igual que en el otro modelo, se toma $z' = g(z)$ para estudiar la ecuación. Se ve que el primer término de g es una parábola, con dos raíces diferentes dependientes de α y β . El segundo es una recta de pendiente k_{-1} que corta a esa parábola.

duda: me no sale una parábola invertida



z^* es la raíz más grande de las dos que salen al resolver $g(z) = 0$. Eso implica que $z(t) \longrightarrow z^*$. Se toma también x^* e y^* como el resultado de despejar $x(t)$ e $y(t)$ al sustituir $z(t)$ por z^* en las expresiones anteriores. Como z^* es raíz de g , queda:

$$k_1 x^* y^* = k_{-1} z^*$$

A partir de esa expresión se deduce la ley de *equilibrio químico*:

$$\frac{x^* y^*}{z^*} = \frac{k_{-1}}{k_1}$$

Ejercicios

Ejercicio 6.0.1. Sea $E(x)$ la función parte entera, entonces su derivada débil vale...

Es una función escalera, luego no tiene representante continuo, luego no tiene derivada débil.

Ejercicio 6.0.2. Las funciones

$$f(x) = \begin{cases} 0 & x \notin \mathbb{Z} \\ 1 & x \in \mathbb{Z} \end{cases} \quad g(x) = \begin{cases} 1 & x \notin \mathbb{Z} \\ 0 & x \in \mathbb{Z} \end{cases}$$

- (a) Son iguales en $L^1_{loc}(\mathbb{R})$.
- (b) No están en $L^1_{loc}(\mathbb{R})$.
- (c) f está en $L^1_{loc}(\mathbb{R})$ pero g no.
- (d) Están en $L^1_{loc}(\mathbb{R})$ pero son diferentes.

Las dos son localmente integrables pero tienen representantes continuos distintos, luego es la D.

Ejercicio 6.0.3. Sea $f : (0, 1) \rightarrow \mathbb{R}$ definida por

$$f(x) = \begin{cases} 1 & |x| < \frac{1}{2} \\ 0 & |x| \geq \frac{1}{2} \end{cases}$$

- (a) No tiene derivada débil en $(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$.
- (b) Está en $\mathcal{H}^1_0(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$.
- (c) Está en $\mathcal{H}^1(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ pero no en $\mathcal{H}^1_0(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$.
- (d) Ninguna de las anteriores es correcta.

La A es falsa porque tiene derivada débil en ese intervalo. Hacer aclaración en los apuntes sobre $\mathcal{H}^1_0(a, b)$ evaluando en el representante continuo. Es la C entonces, esta en el sobolev 1 pero eno el soole 0.

Ejercicio 6.0.4. EL funcional $L(y) = \int_0^1 (y'(x)x^2 - xy(x)) dx...$

- (a) No tiene puntos críticos en $\mathcal{H}^1(0, 1)$.
- (b) El punto crítico es la función $y \equiv \frac{-1}{2}$ que está en $\mathcal{H}^1(0, 1)$ pero no en $\mathcal{H}_0^1(0, 1)$.
- (c) No está definido en $\mathcal{H}^1(0, 1)$.
- (d) Tiene puntos críticos en $\mathcal{H}_0^1(0, 1)$ pero no en $\mathcal{H}^1(0, 1)$.

Si partimos de la ecuación de Euler, podemos usar la condición de punto crítico y llegas a que si se cumple la ecuación todo x en $(0, 1)$ es 0.

Ni idea, le damos a la A.