

2.5.- Solución a la ecuación de Laplace

Hasta el momento hemos considerado el estudio de la ecuación de Poisson:

$\nabla^2 \phi(\vec{r}) = \rho_{\text{ext}}(\vec{r})/\epsilon_0$ y vimos que la función de Green nos permitía encontrar una solución general dado $\rho_{\text{ext}}(\vec{r})$ y condiciones a la frontera.

En particular $\phi(\vec{r}) \rightarrow G(\vec{r}, \vec{r}')$ si $\rho_{\text{ext}}(\vec{r}) \rightarrow \delta(\vec{r} - \vec{r}')$ y además

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\|\vec{r} - \vec{r}'\|} + f(\vec{r}, \vec{r}') \quad \text{con} \quad \nabla^2 f(\vec{r}, \vec{r}') = 0$$

Entonces queda la opción de calcular $G(\vec{r}, \vec{r}')$ con $f(\vec{r}, \vec{r}')$, que es solución a la ecuación de Laplace. Alternativamente, para regiones con $\rho_{\text{ext}}(\vec{r}) = 0$ hay que entrar las soluciones del potencial al caso homogéneo. Para esto recordemos algunas propiedades de las funciones.

Expansión en funciones ortogonales

Sea $\{u_n(x)\}_{n \in \mathbb{Z}}$ un conjunto (infinito) de funciones tales que sean

- reales o complejas
- cuadrado integrables
- definidas en un intervalo $[a, b]$

• Normalizadas a la unidad
• Ortogonalidad

$$\int_a^b u_n^*(x) u_m(x) dx = \delta_{n,m}$$

Notemos que este integral es un producto punto (se puede mostrar formalmente)

• Complejas

Sea $f(x)$ una función cuadrado integrable en $[a, b]$. Sea f_N una aproximación tal que

$$f_N(x) = \sum_{n=1}^{N < \infty} a_n u_n(x) \quad \rightarrow \quad M_N = \int_a^b |f(x) - \sum_{n=1}^N a_n u_n(x)|^2 dx$$

→ Son coeficientes que minimizan el error cuando se define M_N

$$\begin{aligned} \text{Notemos que} \quad M_N &= \int_a^b f(x) f_N^*(x) - \sum_{n=1}^N a_n^* \int_a^b f(x) u_n^*(x) - \sum_{n=1}^N a_n \int_a^b f(x) u_n(x) + \sum_{n,m=1}^N \int_a^b a_n a_m^* u_n u_m^* \\ &= \int_a^b f(x) f_N^*(x) - \sum_{n=1}^N a_n^* \int_a^b f(x) u_n^*(x) - \sum_{n=1}^N a_n \int_a^b f(x) u_n(x) + \sum_n a_n a_n^* \end{aligned}$$

$$\text{Derivando} \quad \frac{\partial M_N}{\partial a_n} = - \int_a^b f(x) u_n^*(x) + a_n^* = 0 = - \int_a^b f(x) u_n^*(x) + a_n = \frac{\partial M_N}{\partial a_n^*}$$

De ambas expresiones se tiene que

$$a_n = \int_a^b u_n^*(x) f(x) dx$$

Esperando que muchos más términos se empleen, mejor sea la aproximación de $f_N(x)$ a $f(x)$,
Se pide que

$$\lim_{N \rightarrow \infty} M_N = \lim_{N \rightarrow \infty} \int_a^b |f(x) - f_N(x)|^2 dx = 0$$

Convergencia en el promedio \rightarrow

$$f(x) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n U_n(x)$$

Si se cumple esto para toda f cuadrado-integrable, entonces se dice que la base $\{U_n(x)\}$ es completa

• La prueba para que una base sea completa es, usualmente, trabajo de matemáticos pero las bases empleadas en física ya fueron probadas en esta propiedad y

→ Una consecuencia de la completitud es la siguiente

$$f(x) = \sum_n a_n U_n(x) = \sum_n \left(\int_a^b dx' U_n^*(x') f(x') \right) U_n(x) = \int_a^b \left(\sum_n U_n^*(x') U_n(x) \right) f(x') dx'$$

Es decir $\sum_n U_n^*(x') U_n(x) = \delta(x-x')$ Debe cumplirse esta igualdad

Completitud, o relación de completitud

Ejemplo: Series de Fourier; $x \in (-a/2, a/2) \Rightarrow \{U_n(x)\}$ son la familia: $\sqrt{\frac{2}{a}} \sin(\frac{2\pi n x}{a}), \sqrt{\frac{2}{a}} \cos(\frac{2\pi n x}{a})$
 $n \geq 0$.

$$f(x) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n \cos\left(\frac{2\pi n x}{a}\right) + B_n \sin\left(\frac{2\pi n x}{a}\right) \right], \text{ con } A_n = \int_{-a/2}^{a/2} dx \cos\left(\frac{2\pi n x}{a}\right) f(x)$$

$$B_n = \int_{-a/2}^{a/2} dx \sin\left(\frac{2\pi n x}{a}\right) f(x)$$

• Generalización a varias variables

Estos resultados unidimensionales se pueden generalizar sin problema a otros espacios

$$f(x, y) = \sum_n \sum_m a_{nm} U_n(x) V_m(y) \text{ con } a_{nm} = \int_a^b dx \int_c^d U_n^*(x) V_m^*(y) f(x, y)$$

• De un intervalo finito a uno infinito

Si $[a, b]$ crece a un conjunto finito, entonces las n funciones discretas pasan a ser un continuo de funciones. Esto significa lo siguientes