

# Electromagnetismo

Chengyu Jin

19 de febrero de 2026

# Índice general

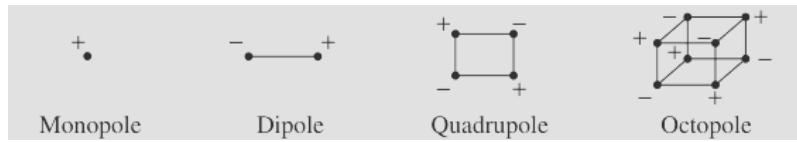
<b>1. Desarrollo multipolar eléctrico</b>	<b>2</b>
1.1. Potencial a grandes distancias . . . . .	2

# Capítulo 1

## Desarrollo multipolar eléctrico

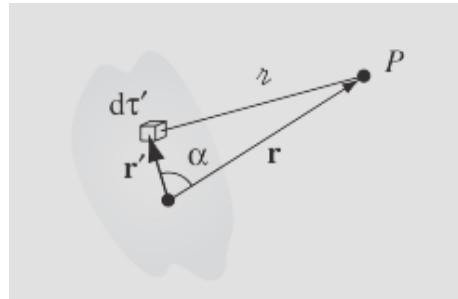
Bibliografía principal: sección 3.4 Griffiths

Momentos multipolares puntuales (desplazado una pequeña distancia)



### 1.1. Potencial a grandes distancias

Cogemos una distribución de cargas en **condición de electroestática**, entonces el potencial por la ley de Coulomb es



$$V(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{V'} \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\tau' \quad (1.1)$$

Vamos a desarrollar el módulo  $\vec{r}$

$$\vec{r} = [(\vec{r} - \vec{r}') \cdot (\vec{r} - \vec{r}')]^{1/2} = (r^2 + r'^2 - 2\vec{r} \cdot \vec{r}')^{1/2} = r \left( 1 + \left( \frac{r'}{r} \right)^2 - 2 \left( \frac{r'}{r} \right) \cos \alpha' \right)^{1/2}$$

A grandes distancias, esto es que  $r > > r'$ , y llamando  $\varepsilon = (r/r')^2 - 2r'/r \cos \alpha'$  podemos hacer un desarrollo de McLaurin

$$r = r(1+\epsilon)^{1/2} \implies \frac{1}{r} = \frac{1}{r(1+\epsilon)^{1/2}} = \frac{1}{r} + \frac{-1/2}{r(1+\epsilon)^{3/2}} \Big|_{\epsilon=0} \epsilon + \frac{1}{2!} \frac{(-1/2)(-3/2)}{r(1+\epsilon)^{5/2}} \Big|_{\epsilon=0} \epsilon^2 + \dots =$$

deshaciendo el cambio de  $\epsilon$  obtenemos la siguiente serie, donde  $P_n(\cos \alpha')$  son **polinomios de Legendre**

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{r'}{r} \right)^n P_n(\cos \alpha') \quad (1.2)$$

sustituyendo esto en la eq (1.1) obtenemos el **potencial a grandes distancias** o la expansión multipolar del potencial

$$\frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{r^{n+1}} \int_{V'} (r')^n P_n(\cos \alpha') \rho(r') d\tau' \quad (1.3)$$

desarrollando la suma podremos obtener la contribución monopolar y dipolar

$$\frac{1}{4\pi\epsilon} \left[ \frac{1}{r} \int_{V'} \rho(r') d\tau' + \frac{1}{r^2} \int_{V'} r' \cos \alpha' \rho(r') d\tau' + \dots \right] \quad (1.4)$$

podemos identificar el término monopolar

$$\int_{V'} \rho(r') d\tau' \quad (1.5)$$

y el término dipolar

$$\vec{P} = \int_{V'} r' \cos \alpha' \rho(r') d\tau' \quad (1.6)$$

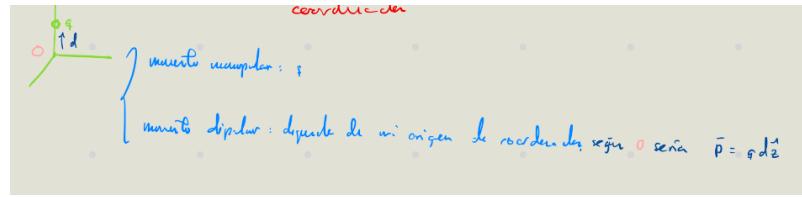
### Nota

Las mayorías de las moléculas son neutras, esto implica que la eq (1.5) vale 0, entonces con la presencia de un campo eléctrico no habrá momento monopolar, pero sí puede haber momento dipolar, por ejemplo, la molécula del agua tiene el átomo de oxígeno ligeramente positivo mientras que los átomos de hidrógeno ligeramente negativas.

tomando  $\vec{r} \cdot \vec{r}' = rr' \cos \alpha' = r\hat{r} \cdot \vec{r}'$  y sustituyendo en eq (1.6) tenemos

$$\vec{P} = \frac{\vec{r}}{r} \cdot \int_{V'} \vec{r}' \rho(r') d\tau' = \hat{r} \cdot \int_{V'} \vec{r}' \rho(r') d\tau' \quad (1.7)$$

Esto es el momento dipolar de la distribución de carga según mi **origen de coordenada**. Entonces cuando calculo el momento dipolar tengo que especificar el origen de coordenada.



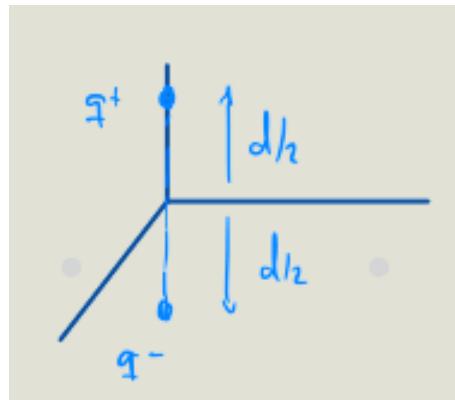
Puedo definir dos orígenes de coordenadas, uno centrado en la partícula y otro situado una distancia  $d$  debajo de la partícula. Ambos tienen un momento monopolar  $q$ , pero en la primera coordenada el momento dipolar es nulo y en el segundo origen de coordenada es no nulo.

### Importante

Si el momento monopolar es nulo, entonces el momento dipolar es independiente del origen de coordenada

Calcularemos el momento dipolar del ejemplo 3.10 con la definición

**Example 3.10.** A (physical) **electric dipole** consists of two equal and opposite charges ( $\pm q$ ) separated by a distance  $d$ . Find the approximate potential at points far from the dipole.



$$\vec{P} = \int_{V'} \left( \frac{d}{2} q \delta(\vec{r}' - (d/2)) \hat{z} + \frac{d}{2} (-q \delta(\vec{r}' - (-d/2))) (-\hat{z}) d\tau' \right) = q d \hat{z}$$

entonces podemos definir el momento dipolar para una colección de cargas puntuales es

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n q_i \vec{r}_i \quad (1.8)$$