

HERRAMIENTAS DE SOFTWARE LIBRE EN NEUTRÓNICA COMPUTACIONAL: REPASO DE TRANSPORTE DE RADIACIÓN.

J.I. Márquez Damián

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo

En este curso estudiaremos el transporte de radiación de neutrones utilizando el método Monte Carlo, implementado en el código de cálculo OpenMC. Empezaremos con un repaso de los conceptos fundamentales relacionados con el transporte de radiación, que son la base que nos permitirá entender las características del código.

Si bien el concepto de partículas es inherentemente discreto, el análisis en el transporte de radiación se realiza estudiando una cantidad continua: la densidad de partículas, que es el valor medio en un punto del espacio de fase (posición, energía, dirección y tiempo).

Densidad de neutrones:

$$n(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{r} d\vec{v} = n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) d\vec{r} dE d\hat{\Omega}$$

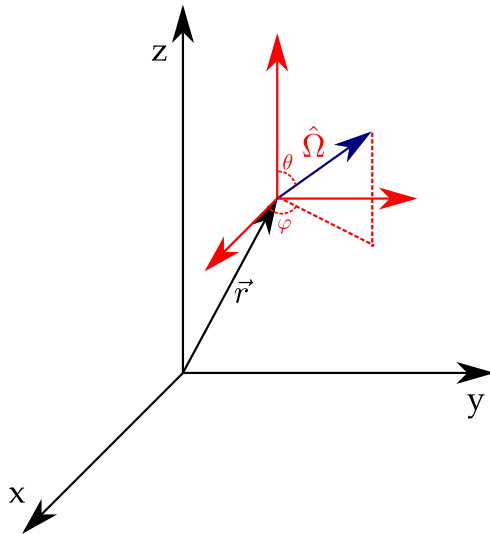
cantidad de neutrones al tiempo t que ocupan un volumen $d\vec{r}$ alrededor el punto \vec{r} , y tienen:

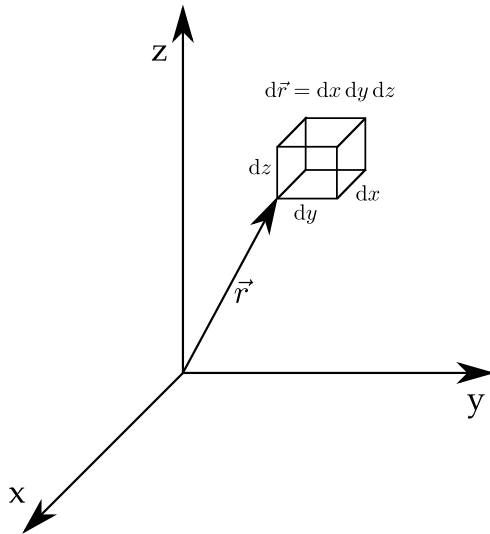
- direcciones $d\vec{v}$ alrededor de \vec{v} , o
- energía dE alrededor de E y dirección $d\hat{\Omega}$ alrededor de $\hat{\Omega}$.

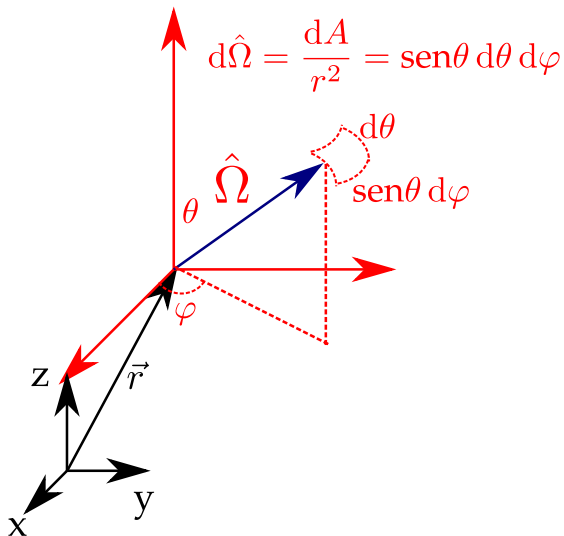
(ambas descripciones son equivalentes).

La dirección $\hat{\Omega}$ es la dirección de la velocidad, por lo que:

$$\hat{\Omega} = \frac{\vec{v}}{v}$$







El producto de la densidad de neutrones por el módulo de su velocidad se conoce como *flujo angular*:

$$\psi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) \equiv vn(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$$

La integral del flujo angular en todas las direcciones se conoce como *flujo escalar*:

$$\phi(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} d\hat{\Omega} \psi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$$

Un flujo de neutrones $\phi(\vec{r}, E, t)$, al interactuar con la materia genera un ritmo de reacciones R :

$$R(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) = \Sigma \psi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$$

donde la constante de proporcionalidad Σ es la *sección eficaz macroscópica* y tiene unidades de $[L^{-1}]$, generalmente cm^{-1} . La sección eficaz macroscópica es el producto de la densidad de numérica de átomos, por la *sección eficaz microscópica*:

$$\Sigma = N\sigma$$

La sección eficaz microscópica es una propiedad del nucleído y puede depender de la energía del neutrón y otras propiedades. Sus unidades son $[L^2]$, generalmente $\text{b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Si la sección eficaz no depende de la dirección de incidencia del neutrón:

$$R(\vec{r}, E, t) = \Sigma \phi(\vec{r}, E, t)$$

ya que los neutrones que inciden en una dirección no interfieren con los neutrones que inciden en otra.

El flujo como se definió anteriormente sirve entonces para caracterizar la densidad de neutrones en un punto y calcular ritmos de reacción, pero no tiene las propiedades del “flujo” utilizado en electromagnetismo o mecánica de fluidos. No es una cantidad vectorial ni está relacionado al movimiento de partículas de un lugar a otro. La cantidad que tiene esas propiedades es la *corriente*. Se define como *corriente angular* a:

$$\vec{j}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) \equiv \hat{\Omega} \psi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$$

y su integral en todas las direcciones es la *corriente neta*:

$$\vec{J}(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} d\hat{\Omega} \vec{j}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$$

La corriente neta sí tiene las propiedades que se le asignan al “flujo” en otras disciplinas, por lo que:

$$\vec{J}(\vec{r}, E, t) \cdot \hat{n} dA$$

es la cantidad de neutrones con energía E que atraviesan una superficie con normal \hat{n} a través de un diferencial de área dA .

Para una superficie con normal \hat{n} , se definen las *corrientes parciales salientes y entrantes* como las corrientes angulares integradas para las direcciones en las que $\hat{\Omega} \cdot \hat{n}$ es respectivamente mayor o menor que cero:

$$J_+(\vec{r}, E, t) = \int_{2\pi^+} d\hat{\Omega} \hat{n} \cdot \vec{j}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$$

$$J_-(\vec{r}, E, t) = - \int_{2\pi^-} d\hat{\Omega} \hat{n} \cdot \vec{j}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$$

y la cantidad de neutrones que atraviesan una superficie puede calcularse como diferencia de las corrientes parciales:

$$\vec{j} \cdot \hat{n} = J_+ - J_-$$

El flujo neutrónico ψ puede encontrarse como solución de una ecuación de integro-diferencial, que establece el balance entre la variación local de la densidad de neutrones, la aparición de nuevos neutrones por dispersión desde otras direcciones o energías, aparición por fisión, o emisión por fuentes externas, y la desaparición por reacciones con los núcleos:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \hat{\Omega} \nabla \psi = \text{fuentes} - \text{sumideros}$$

Fuentes:

- Fuente externa:

$$S(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$$

- Scattering:

$$\int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) \psi(\vec{r}, E', \hat{\Omega}', t)$$

- Fisión:

$$\frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(\vec{r}, E') \phi(\vec{r}, E', t)$$

Sumideros:

- Todas las reacciones:

$$\Sigma_t \psi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{v} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \hat{\Omega} \nabla \psi = -\Sigma_t \psi (\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) \\
 & + \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \Sigma_s (\vec{r}, E' \rightarrow E, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) \psi (\vec{r}, E', \hat{\Omega}', t) \\
 & + \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f (\vec{r}, E') \phi (\vec{r}, E', t) \\
 & + S(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)
 \end{aligned}$$

+ condición inicial $\phi (\vec{r}, E', 0)$,

+ condiciones de contorno.

Para caracterizar sistemas multiplicativos se utiliza el *factor de multiplicación efectivo*, k_{eff} , que es el autovalor asociado al modo fundamental del flujo del reactor crítico asociado en k , esto es, un reactor sin fuentes externas donde la fuente de fisiones es afectada por un factor $\frac{1}{k_{\text{eff}}}$ para volverlo estacionario:

$$\hat{\Omega} \nabla \psi_{\text{RCA}} = \frac{1}{k_{\text{eff}}} \mathcal{P} \psi_{\text{RCA}} - \mathcal{A} \psi_{\text{RCA}}$$

done \mathcal{P} y \mathcal{A} son respectivamente el operador *producciones* y el operador *absorciones*. Al ser una autofunción del sistema, ψ_{RCA} queda definida a menos de una constante, la potencia del reactor. ψ_{RCA} es igual a la distribución de flujo del reactor **solamente** cuando el reactor está crítico ($k_{\text{eff}} = 1$).

La ecuación de transporte de Boltzmann para el reactor crítico asociado en k es:

$$\begin{aligned} \hat{\Omega} \nabla \psi_{\text{RCA}} &= -\Sigma_t \psi_{\text{RCA}} (\vec{r}, E, \hat{\Omega}) \\ &+ \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \Sigma_s (\vec{r}, E' \rightarrow E, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) \psi_{\text{RCA}} (\vec{r}, E', \hat{\Omega}') \\ &+ \frac{1}{k_{\text{eff}}} \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f (\vec{r}, E') \phi_{\text{RCA}} (\vec{r}, E') \end{aligned}$$

+ condiciones de contorno.

- Duderstadt, Martin. *Teoría de Transporte*. Compañía Editorial Continental, 1979.
- Duderstadt, Hamilton. *Nuclear Reactor Analysis*. Wiley, 1976.
- Lewis, Miller. *Computational Methods of Neutron Transport*. Wiley, 1984.