

Descripción de los Campos de Radiación y su Interacción con la Materia

Rafael Martín-Landrove
Escuela de Física

Univesidad Central de Venezuela



Latin American alliance for
Capacity building in Advanced physics
LA-CoNGA physics



Cofinanciado por el
programa Erasmus+
de la Unión Europea

UAN
UNIVERSIDAD
ANTONIO NARIÑO



Cantidades Empleadas en la Descripción de los Campos de Radiación

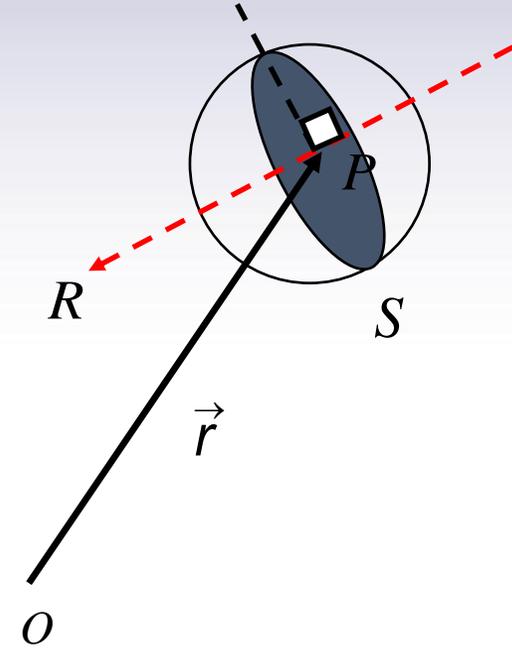
(en todas las áreas de física
que manejan radiaciones)



¿Cómo Aproximarnos a la Determinación de Esos Campos?

En el punto P:

¿Qué número de rayos pasan por P por unidad área? ¿O por unidad de área y tiempo?



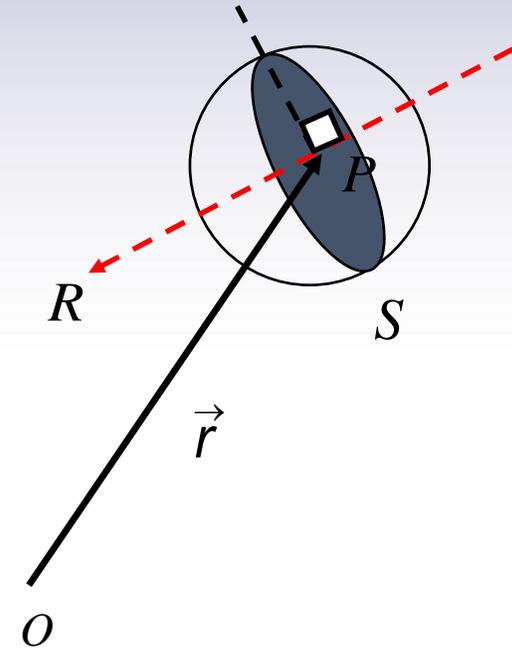


¿Cómo Aproximarnos a la Determinación de Esos Campos?

En el punto P:

¿Qué número de rayos pasan por P por unidad área? ¿O por unidad de área y tiempo?

Hay que pensar en una **sección eficaz finita** y un **volumen finito** alrededor de P.





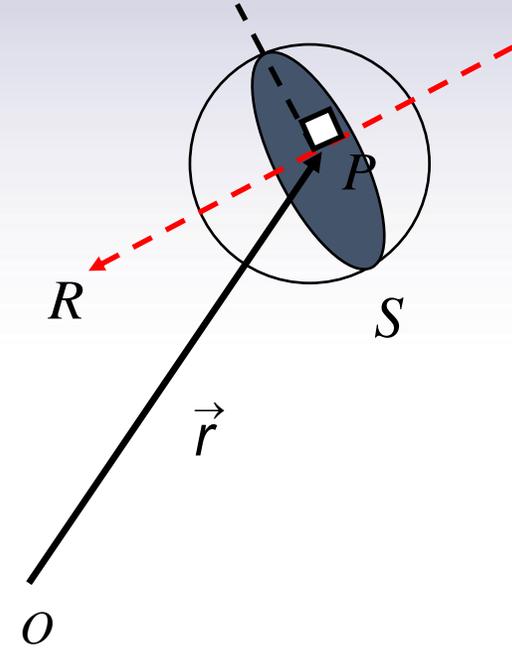
¿Cómo Aproximarnos a la Determinación de Esos Campos?

En el punto P:

¿Qué número de rayos pasan por P por unidad área? ¿O por unidad de área y tiempo?

Hay que pensar en una **sección eficaz finita** y un **volumen finito** alrededor de P.

Necesidad de la esfera: Es la más adecuada pues ofrece la misma **sección eficaz** para cualquier rayo que se le atraviese.





¿Cómo Aproximarnos a la Determinación de Esos Campos?

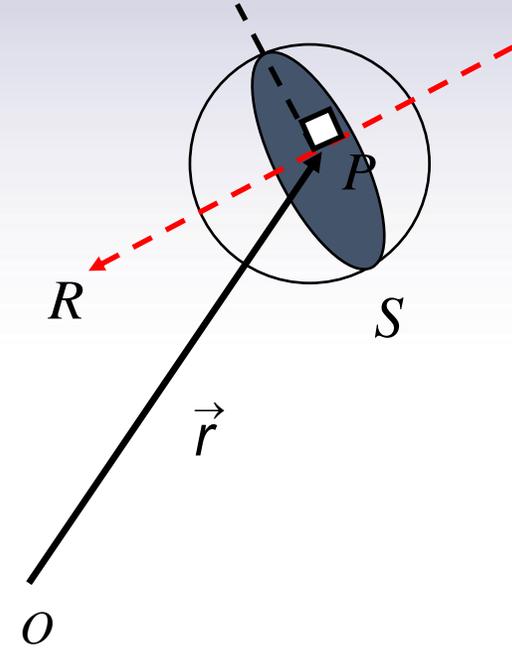
En el punto P:

¿Qué número de rayos pasan por P por unidad área? ¿O por unidad de área y tiempo?

Hay que pensar en una **sección eficaz finita** y un **volumen finito** alrededor de P.

Necesidad de la esfera: Es la más adecuada para comenzar pues ofrece la **misma sección eficaz** para cualquier rayo que se le atraviese.

¿Qué tamaño debe tener? Depende de la naturaleza **estocástica** ó **no estocástica** de las cantidades a utilizar en la descripción del campo de radiación.





¿Qué son las Variables Estocásticas?

- **Sus valores ocurren aleatoriamente y no se pueden predecir, existe una distribución de probabilidad.**



¿Qué son las Variables Estocásticas?

- **Sus valores ocurren aleatoriamente y no se pueden predecir, existe una distribución de probabilidad.**
- **Están definidas en dominios discretos solamente y sus valores varían de manera discontinua en el espacio y el tiempo. No tiene sentido referirse a sus gradientes.**



¿Qué son las Variables Estocásticas?

- **Sus valores ocurren aleatoriamente y no se pueden predecir, existe una distribución de probabilidad.**
- **Están definidas en dominios discretos solamente y sus valores varían de manera discontinua en el espacio y el tiempo. No tiene sentido referirse a sus gradientes.**
- **Se pueden medir con errores arbitrariamente pequeños.**



¿Qué son las Variables Estocásticas?

- **Sus valores ocurren aleatoriamente y no se pueden predecir, existe una distribución de probabilidad.**
- **Están definidas en dominios discretos solamente y sus valores varían de manera discontinua en el espacio y el tiempo. No tiene sentido referirse a sus gradientes.**
- **Se pueden medir con errores arbitrariamente pequeños.**
- **Si X es una variable estocástica, entonces**

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \bar{X}_n = \langle X \rangle$$

\bar{X}_n \longrightarrow Valor promedio para n medidas
 $\langle X \rangle$ \longrightarrow Valor esperado



¿Qué son las Variables No Estocásticas?

- **Para ciertas condiciones su valor puede ser calculado en principio, es decir, se puede predecir.**



¿Qué son las Variables No Estocásticas?

- **Para ciertas condiciones su valor puede ser calculado en principio, es decir, se puede predecir.**
- **Es una función continua y diferenciable del espacio y del tiempo. Los gradientes tienen sentido (en el espacio y en el tiempo).**



¿Qué son las Variables No Estocásticas?

- **Para ciertas condiciones su valor puede ser calculado en principio, es decir, se puede predecir.**
- **Es una función continua y diferenciable del espacio y del tiempo. Los gradientes tienen sentido (en el espacio y en el tiempo).**
- **Su valor está relacionado con el valor esperado de la correspondiente cantidad estocástica.**



Estocásticas vs. No Estocásticas: ¿Cómo se Usan?

La no estocástica:

- Cuando la escala es lo suficientemente grande como para que el valor esperado pueda aproximarse al valor medio para un número finito de mediciones y cifras significativas.



Estocásticas vs. No Estocásticas: ¿Cómo se Usan?

La no estocástica:

- Cuando la escala es lo suficientemente grande como para que el valor esperado pueda aproximarse al valor medio para un número finito de mediciones y cifras significativas.
- En este caso pasamos a una aproximación al continuo, porque el tamaño relativo de las fluctuaciones es despreciable.



La no estocástica:

- Cuando la escala es lo suficientemente grande como para que el valor esperado pueda aproximarse al valor medio para un número finito de mediciones y cifras significativas.
- En este caso pasamos a una aproximación al continuo, porque el tamaño relativo de las fluctuaciones es despreciable.
- **Ejemplo:** Dosis absorbida.



Estocásticas vs. No Estocásticas: ¿Cómo se Usan?

La no estocástica:

- Cuando la escala es lo suficientemente grande como para que el valor esperado pueda aproximarse al valor medio para un número finito de mediciones y cifras significativas.
- En este caso pasamos a una aproximación al continuo, porque el tamaño relativo de las fluctuaciones es despreciable.
- **Ejemplo:** Dosis absorbida.

La estocástica:

- Cuando trabajamos a pequeña escala.



Estocásticas vs. No Estocásticas: ¿Cómo se Usan?

La no estocástica:

- Cuando la escala es lo suficientemente grande como para que el valor esperado pueda aproximarse al valor medio para un número finito de mediciones y cifras significativas.
- En este caso pasamos a una aproximación al continuo, porque el tamaño relativo de las fluctuaciones es despreciable.
- **Ejemplo:** Dosis absorbida.

La estocástica:

- Cuando trabajamos a pequeña escala.
- El tamaño relativo de las fluctuaciones es grande.



Estocásticas vs. No Estocásticas: ¿Cómo se Usan?

La no estocástica:

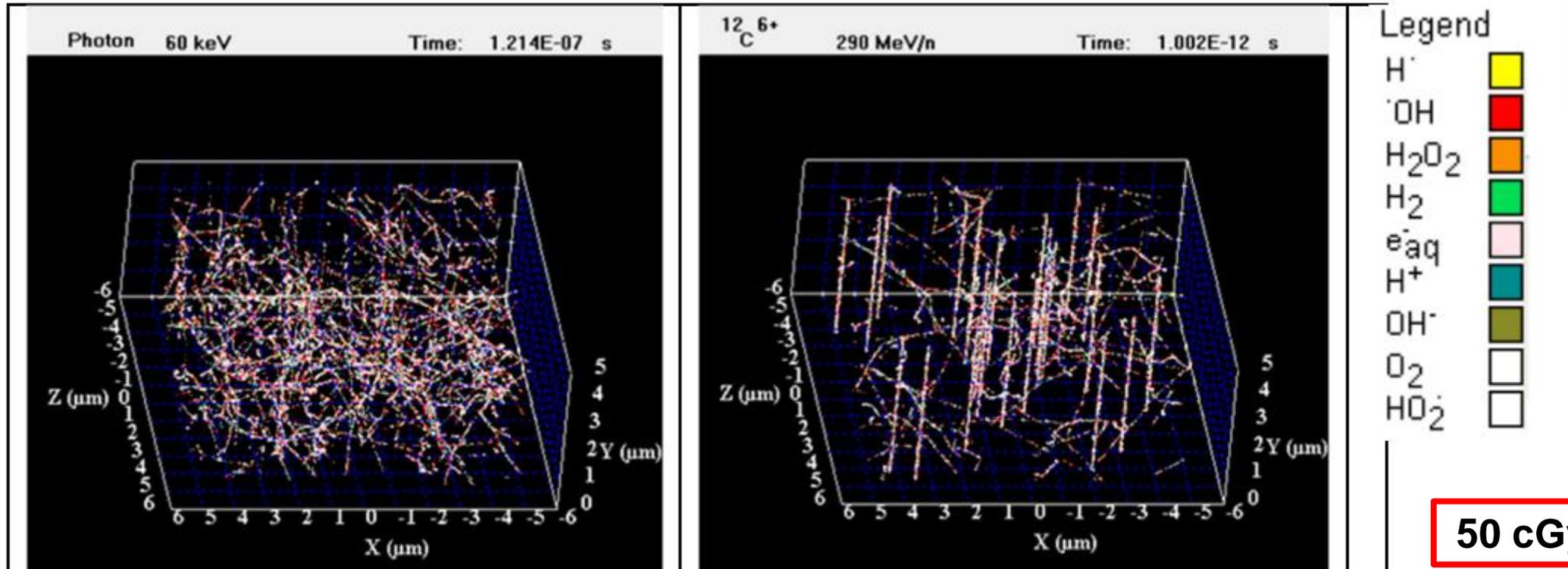
- Cuando la escala es lo suficientemente grande como para que el valor esperado pueda aproximarse al valor medio para un número finito de mediciones y cifras significativas.
- En este caso pasamos a una aproximación al continuo, porque el tamaño relativo de las fluctuaciones es despreciable.
- **Ejemplo:** Dosis absorbida.

La estocástica:

- Cuando trabajamos a pequeña escala.
- El tamaño relativo de las fluctuaciones es grande.
- **Ejemplo:** Energía depositada en una célula (microdosimetría).



Estructura de Trazas a Nivel Subcelular



Trazas simuladas en un volumen de agua de $10 \times 10 \times 5 \mu\text{m}^3$ equivalente en tamaño al núcleo de los fibroblastos (uniformidad implícita que puede sobre-simplificar el verdadero problema). Cada punto es una especie radiolítica (tomado de M. Hada et al., Int. J. Mol Sci., 2019, 20, 43; doi:10.3390/ijms20010043)



Número de Eventos por Medida

Para una eficiencia del detector fija y un intervalo de tiempo fijo:



Para una eficiencia del detector fija y un intervalo de tiempo fijo:

- **Número pequeño de eventos N por medida nos lleva a una distribución de Poisson.**

$$P(n) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} \quad \lambda = Np$$



Para una eficiencia del detector fija y un intervalo de tiempo fijo:

- **Número pequeño de eventos N por medida nos lleva a una distribución de Poisson.**

$$P(n) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} \quad \lambda = Np$$

- **Número grande de eventos N por medida nos lleva a una distribución de Gauss (teorema del límite central).**



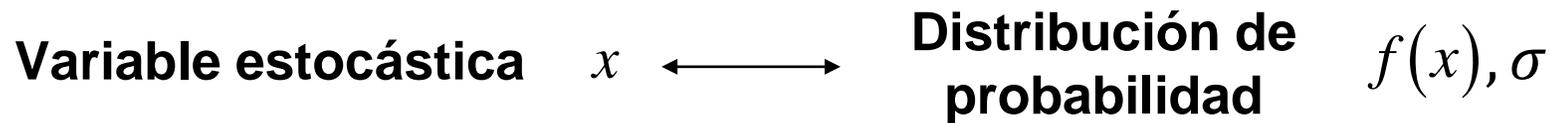
Número de Eventos por Medida

Para una eficiencia del detector fija y un intervalo de tiempo fijo:

- **Número pequeño de eventos N por medida nos lleva a una distribución de Poisson.**

$$P(n) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} \quad \lambda = Np$$

- **Número grande de eventos N por medida nos lleva a una distribución de Gauss (teorema del límite central).**





Número de Eventos por Medida

Para una eficiencia del detector fija y un intervalo de tiempo fijo:

- Número pequeño de eventos N por medida nos lleva a una distribución de Poisson.

$$P(n) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} \quad \lambda = Np$$

- Número grande de eventos N por medida nos lleva a una distribución de Gauss (teorema del límite central).

Variable estocástica x \longleftrightarrow Distribución de probabilidad $f(x), \sigma$

El promedio y_N tiene la distribución: $F(y_N - \langle x \rangle) \rightarrow \sqrt{\frac{N}{2\pi}} \frac{1}{\sigma} e^{-\frac{N(y_N - \langle x \rangle)^2}{2\sigma^2}}$

$$y_N = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_N}{N}$$

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dx f(x)x$$

$$\sigma \equiv \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$$

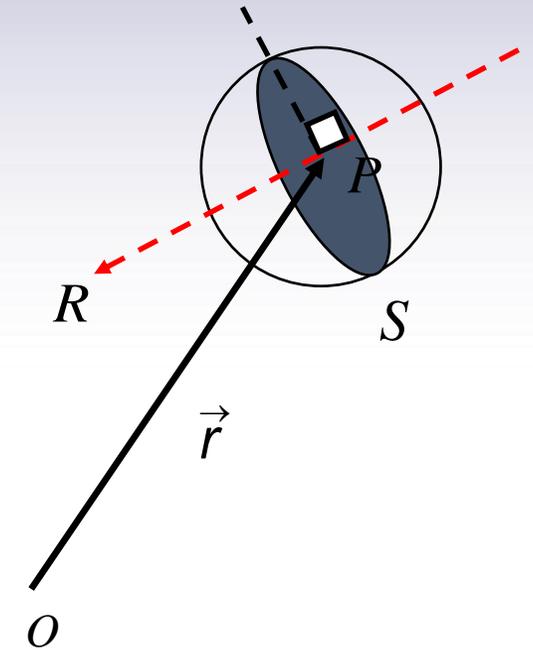


Fluencia (o Afluencia) de Partículas

Si tenemos una **distribución normal (Gauss, número de grande de eventos por medida)**: Donde $\Delta\langle N \rangle$ es el valor esperado del número de rayos que atraviesan ó penetran la esfera S centrada en el punto P , de sección Δa , en el intervalo de tiempo que va del instante t_0 al instante t , la fluencia de partículas ó simplemente fluencia Φ en un punto P en la posición \vec{r} se define como

$$\Phi(\vec{r}; t_0, t) \equiv \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \frac{\Delta\langle N \rangle}{\Delta a} = \frac{d\langle N \rangle}{da}$$

- Φ se expresa en unidades de m^{-2} ó cm^{-2}
- Depende de la posición y del tiempo.
- Es función monótona creciente del tiempo.





Tasa de Fluencia (Densidad de Corriente de Partículas)

$$\varphi(\vec{r}, t) \equiv \frac{d\Phi(\vec{r}; t_0, t)}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{d\langle N \rangle}{da} \right) \quad \text{unidades de } m^{-2}s^{-1} \text{ ó } cm^{-2}s^{-1}$$



Tasa de Fluencia (Densidad de Corriente de Partículas)

$$\varphi(\vec{r}, t) \equiv \frac{d\Phi(\vec{r}; t_0, t)}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{d\langle N \rangle}{da} \right) \quad \text{unidades de } m^{-2}s^{-1} \text{ ó } cm^{-2}s^{-1}$$

- La fluencia y la tasa de fluencia son campos escalares.



Tasa de Fluencia (Densidad de Corriente de Partículas)

$$\varphi(\vec{r}, t) \equiv \frac{d\Phi(\vec{r}; t_0, t)}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{d\langle N \rangle}{da} \right) \quad \text{unidades de } m^{-2}s^{-1} \text{ ó } cm^{-2}s^{-1}$$

- La fluencia y la tasa de fluencia son campos escalares.
- Aplica principio de superposición.



Tasa de Fluencia (Densidad de Corriente de Partículas)

$$\varphi(\vec{r}, t) \equiv \frac{d\Phi(\vec{r}; t_0, t)}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{d\langle N \rangle}{da} \right) \quad \text{unidades de } m^{-2}s^{-1} \text{ ó } cm^{-2}s^{-1}$$

- La fluencia y la tasa de fluencia son campos escalares.
- Aplica principio de superposición.
- Cuando los campos son producidos por fuentes puntuales e isotrópicas, su intensidad cae con el inverso del cuadrado de la distancia.



Tasa de Fluencia (Densidad de Corriente de Partículas)

$$\varphi(\vec{r}, t) \equiv \frac{d\Phi(\vec{r}; t_0, t)}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{d\langle N \rangle}{da} \right) \quad \text{unidades de } m^{-2}s^{-1} \text{ ó } cm^{-2}s^{-1}$$

- La fluencia y la tasa de fluencia son campos escalares.
- Aplica principio de superposición.
- Cuando los campos son producidos por fuentes puntuales e isotrópicas, su intensidad cae con el inverso del cuadrado de la distancia.
- Para proceder con la medición se emplea un detector esférico.



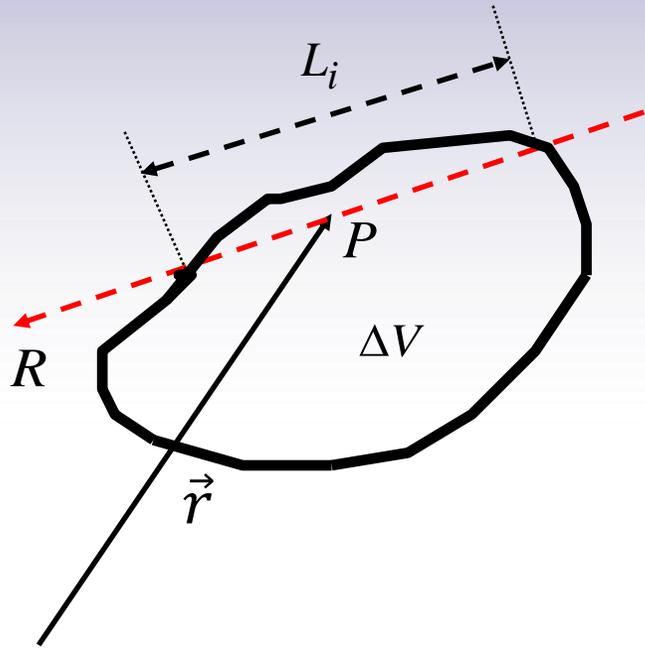
Tasa de Fluencia (Densidad de Corriente de Partículas)

$$\varphi(\vec{r}, t) \equiv \frac{d\Phi(\vec{r}; t_0, t)}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{d\langle N \rangle}{da} \right) \quad \text{unidades de } m^{-2}s^{-1} \text{ ó } cm^{-2}s^{-1}$$

- La fluencia y la tasa de fluencia son campos escalares.
 - Aplica principio de superposición.
 - Cuando los campos son producidos por fuentes puntuales e isotrópicas, su intensidad cae con el inverso del cuadrado de la distancia.
 - Para proceder con la medición se emplea un detector esférico.
- ¿Hay forma de proponer un detector alternativo? (lo que implicaría que hay una manera alternativa de medir fluencia)**



Manera Alternativa de Definir la Fluencia (Chilton, 1978)

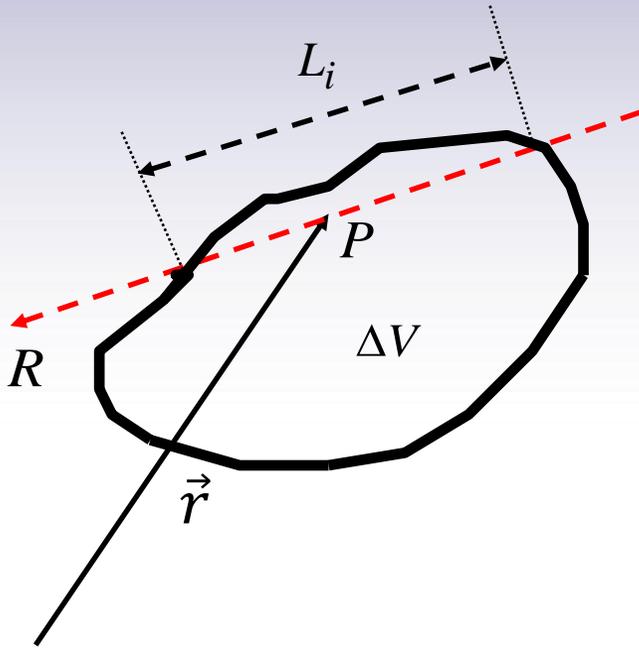




Manera Alternativa de Definir la Fluencia (Chilton, 1978)

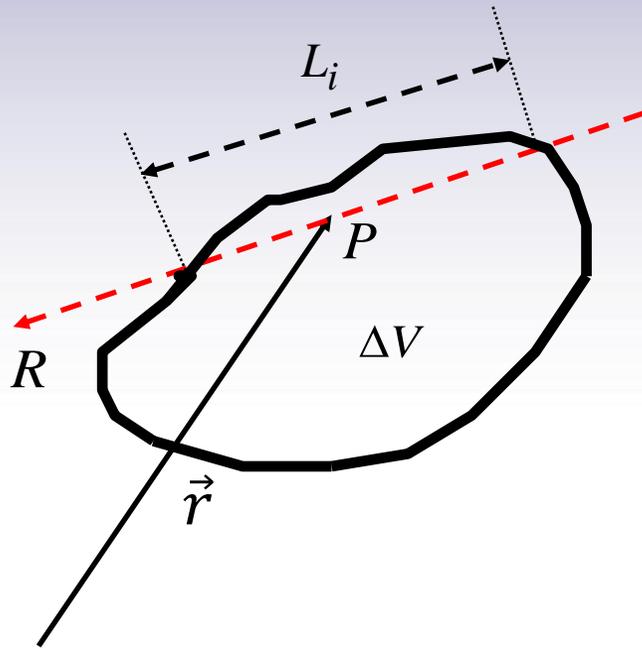
(1) Sumar todas las longitudes de las trazas internas dejadas por los rayos:

$$\sum_i L_i$$





Manera Alternativa de Definir la Fluencia (Chilton, 1978)



- (1) Sumar todas las longitudes de las trazas internas dejadas por los rayos:

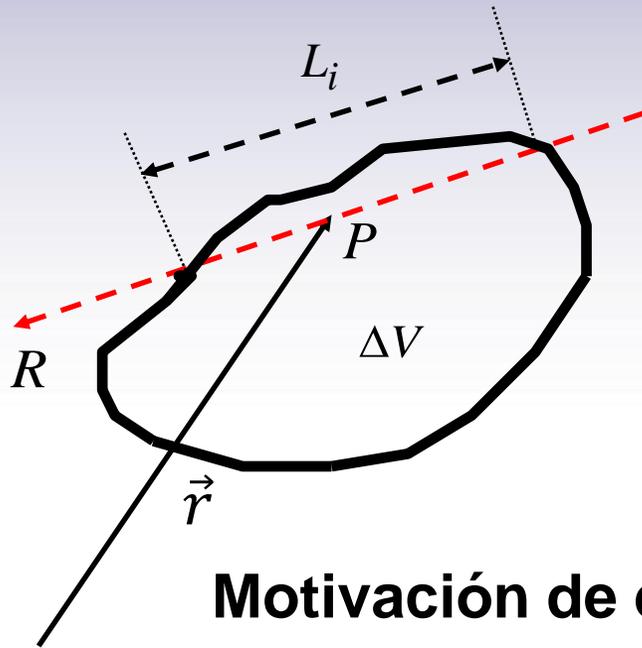
$$\sum_i L_i$$

- (2) Para calcular la fluencia hay que dividir lo anterior por el volumen ΔV y tomar el límite $\Delta V \rightarrow 0$

$$\Phi \equiv \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \sum_i L_i$$



Manera Alternativa de Definir la Fluencia (Chilton, 1978)



Motivación de esta propuesta:

- (1) Sumar todas las longitudes de las trazas internas dejadas por los rayos:

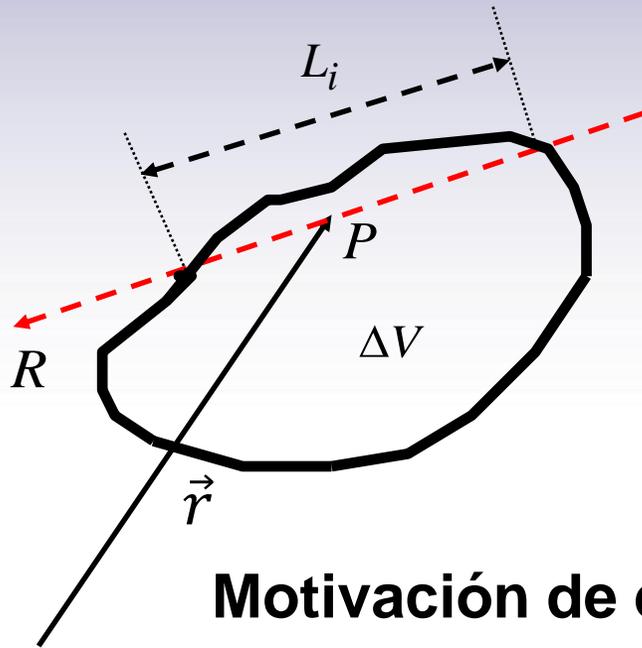
$$\sum_i L_i$$

- (2) Para calcular la fluencia hay que dividir lo anterior por el volumen ΔV y tomar el límite $\Delta V \rightarrow 0$

$$\Phi \equiv \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \sum_i L_i$$



Manera Alternativa de Definir la Fluencia (Chilton, 1978)



- (1) Sumar todas las longitudes de las trazas internas dejadas por los rayos:

$$\sum_i L_i$$

- (2) Para calcular la fluencia hay que dividir lo anterior por el volumen ΔV y tomar el límite $\Delta V \rightarrow 0$

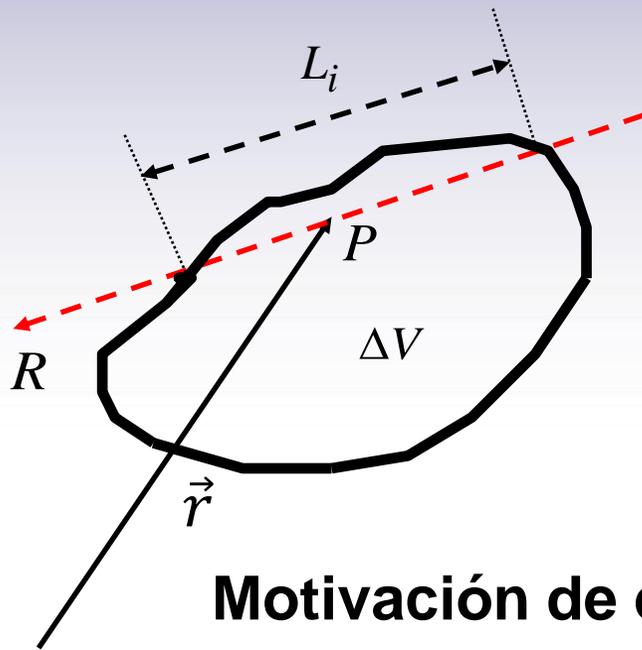
$$\Phi \equiv \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \sum_i L_i$$

Motivación de esta propuesta:

- Desde el punto de vista **operacional** resulta **más fácil de manejar**.



Manera Alternativa de Definir la Fluencia (Chilton, 1978)



- (1) Sumar todas las longitudes de las trazas internas dejadas por los rayos:

$$\sum_i L_i$$

- (2) Para calcular la fluencia hay que dividir lo anterior por el volumen ΔV y tomar el límite $\Delta V \rightarrow 0$

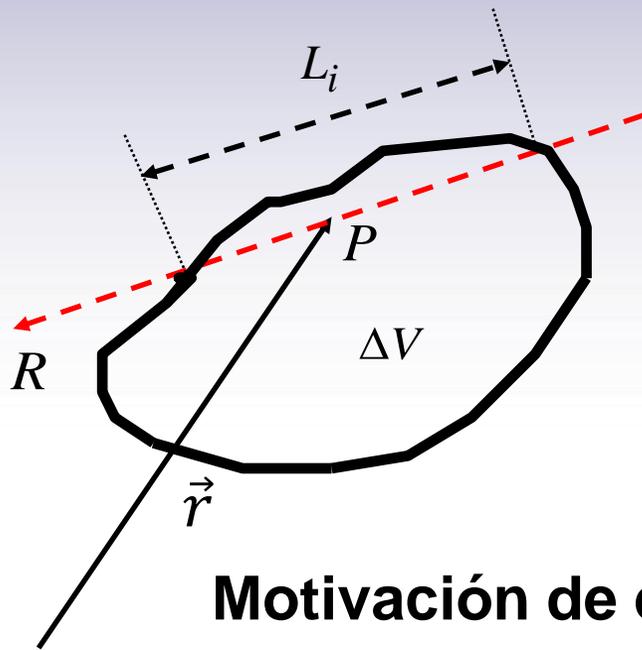
$$\Phi \equiv \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \sum_i L_i$$

Motivación de esta propuesta:

- Desde el punto de vista operacional resulta más fácil de manejar.
- Se puede trabajar estocásticamente (en simulaciones de Monte Carlo; **bien importante en aplicaciones**) y no estocásticamente (campo de rayos continuo)



Manera Alternativa de Definir la Fluencia (Chilton, 1978)



- (1) Sumar todas las longitudes de las trazas internas dejadas por los rayos:

$$\sum_i L_i$$

- (2) Para calcular la fluencia hay que dividir lo anterior por el volumen ΔV y tomar el límite $\Delta V \rightarrow 0$

$$\Phi \equiv \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \sum_i L_i$$

Motivación de esta propuesta:

- Desde el punto de vista operacional resulta más fácil de manejar.
- Se puede trabajar estocásticamente (en simulaciones de Monte Carlo; **bien importante en aplicaciones**) y no estocásticamente (campo de rayos continuo)
- Se abandona el detector esférico y también usar $\Delta V > 0$.



¿Es la Fluencia de Chilton Realmente Equivalente?

Inicialmente aparece la idea **sin una verdadera justificación** en el Reporte 26 de ICRU (International Commission on Radiation Units and measurements, 1977) donde se hace referencia a un trabajo de Kellerer:

Kellerer, A. M., *Considerations on the Random Transversal of Convex Bodies and Solutions for General cylinders*, Radiation Research **47** (1971) pp. 359-376.



¿Es la Fluencia de Chilton Realmente Equivalente?

Inicialmente aparece la idea **sin una verdadera justificación** en el Reporte 26 de ICRU (International Commission on Radiation Units and measurements, 1977) donde se hace referencia a un trabajo de Kellerer:

Kellerer, A. M., *Considerations on the Random Transversal of Convex Bodies and Solutions for General cylinders*, Radiation Research **47** (1971) pp. 359-376.

Kellerer produce una demostración rigurosa que resulta ser aplicable solamente para campos unidireccionales e isotrópicos empleando volúmenes de detectores cilíndricos.



¿Es la Fluencia de Chilton Realmente Equivalente?

Inicialmente aparece la idea sin una verdadera justificación en el Reporte 26 de ICRU (International Commission on Radiation Units and measurements, 1977) donde se hace referencia a un trabajo de Kellerer:

Kellerer, A. M., *Considerations on the Random Transversal of Convex Bodies and Solutions for General cylinders*, Radiation Research **47** (1971) pp. 359-376.

Kellerer produce una demostración rigurosa que resulta ser aplicable solamente para campos unidireccionales e isotrópicos empleando volúmenes de detectores cilíndricos. Quien termina demostrándolo en general es Chilton:

- Chilton, A. B., *A Note on the Fluence Concept*, Health Physics **34** (1978) pp. 715-716.
- Chilton, A. B., *Further Comments on an Alternative Definition on Fluence*, Health Physics **36** (1979) pp. 637-638.



¿Es la Fluencia de Chilton Realmente Equivalente?

Inicialmente aparece la idea sin una verdadera justificación en el Reporte 26 de ICRU (International Commission on Radiation Units and measurements, 1977) donde se hace referencia a un trabajo de Kellerer:

Kellerer, A. M., *Considerations on the Random Transversal of Convex Bodies and Solutions for General cylinders*, Radiation Research **47** (1971) pp. 359-376.

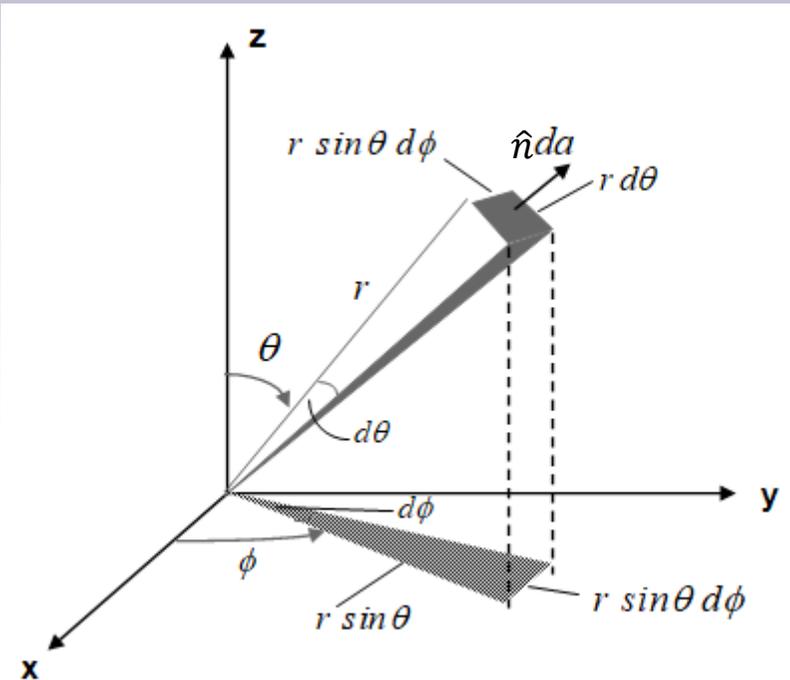
Kellerer produce una demostración rigurosa que resulta ser aplicable solamente para campos unidireccionales e isotrópicos empleando volúmenes de detectores cilíndricos. Quien termina demostrándolo en general es Chilton:

- Chilton, A. B., *A Note on the Fluence Concept*, Health Physics **34** (1978) pp. 715-716.
- Chilton, A. B., *Further Comments on an Alternative Definition on Fluence*, Health Physics **36** (1979) pp. 637-638.

¿En qué consiste la demostración de Chilton?



Demostración de Chilton



Primero hay que introducir la **fluencia diferencial**:

$$\partial\Phi(\vec{r}; t_0, t)/\partial\Omega$$

$$\hat{\Omega} = \sin\theta \cos\phi \hat{x} + \sin\theta \sin\phi \hat{y} + \cos\theta \hat{z}$$

y la **fluencia** como:

$$\Phi(\vec{r}; t_0, t) = \int_{4\pi} d\Omega \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t)/\partial\Omega$$



Demostración de Chilton

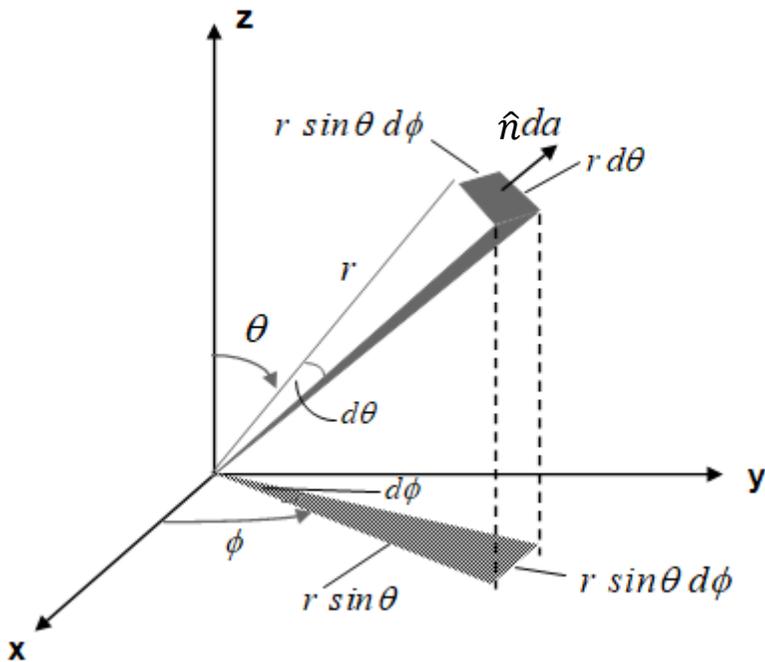
Primero hay que introducir la **fluencia diferencial**:

$$\partial\Phi(\vec{r}; t_0, t)/\partial\Omega$$

$$\hat{\Omega} = \sin\theta \cos\phi \hat{x} + \sin\theta \sin\phi \hat{y} + \cos\theta \hat{z}$$

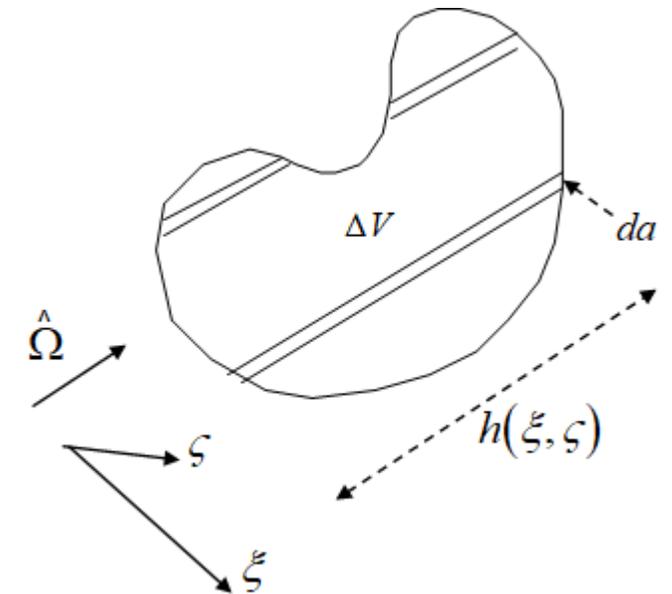
y la **fluencia** como:

$$\Phi(\vec{r}; t_0, t) = \int_{4\pi} d\Omega \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t)/\partial\Omega$$



Se toma el volumen arbitrario ΔV y se le particiona en tubos paralelos al vector $\hat{\Omega}$, de sección da y con longitud $h(\xi, \zeta)$, que es función de la posición que el tubo va a tener con respecto a un plano $\xi - \zeta$ perpendicular al vector $\hat{\Omega}$

$$da = d\xi d\zeta$$





Demostración de Chilton (Continuación)

El número de rayos que entran en un tubo de sección infinitesimal da y longitud $h(\xi, \zeta)$ es:

$$d\Omega da \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$$



Demostración de Chilton (Continuación)

El número de rayos que entran en un tubo de sección infinitesimal da y longitud $h(\xi, \zeta)$ es:

$$d\Omega da \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$$

La contribución a la longitud total de trazas internas es

$$d\Omega da h(\xi, \zeta) \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega = d\Omega d\xi d\zeta h(\xi, \zeta) \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$$



Demostración de Chilton (Continuación)

El número de rayos que entran en un tubo de sección infinitesimal da y longitud $h(\xi, \zeta)$ es:

$$d\Omega da \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$$

La contribución a la longitud total de trazas internas es

$$d\Omega da h(\xi, \zeta) \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega = d\Omega d\xi d\zeta h(\xi, \zeta) \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$$

Ya que $dV = d\xi d\zeta h(\xi, \zeta)$ \longrightarrow $= d\Omega dV \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$



Demostración de Chilton (Continuación)

El número de rayos que entran en un tubo de sección infinitesimal da y longitud $h(\xi, \zeta)$ es:

$$d\Omega da \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$$

La contribución a la longitud total de trazas internas es

$$d\Omega da h(\xi, \zeta) \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega = d\Omega d\xi d\zeta h(\xi, \zeta) \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$$

Ya que $dV = d\xi d\zeta h(\xi, \zeta)$ \longrightarrow $= d\Omega dV \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$

La suma total de trazas en todas las direcciones viene dada por

$$\Delta L = \int_{4\pi} d\Omega \int_{\Delta V} dV \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega = \int_{4\pi} d\Omega \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega \int_{\Delta V} dV$$



Demostración de Chilton (Continuación)

El número de rayos que entran en un tubo de sección infinitesimal da y longitud $h(\xi, \zeta)$ es:

$$d\Omega da \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$$

La contribución a la longitud total de trazas internas es

$$d\Omega da h(\xi, \zeta) \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega = d\Omega d\xi d\zeta h(\xi, \zeta) \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$$

Ya que $dV = d\xi d\zeta h(\xi, \zeta) \longrightarrow = d\Omega dV \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$

La suma total de trazas en todas las direcciones viene dada por

$$\Delta L = \int_{4\pi} d\Omega \int_{\Delta V} dV \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega = \int_{4\pi} d\Omega \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega \int_{\Delta V} dV$$

Como $\partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$ no depende de ξ y ζ , llegamos a $\longrightarrow \Delta L = \Phi(\vec{r}; t_0, t) \Delta V$



Demostración de Chilton (Continuación)

El número de rayos que entran en un tubo de sección infinitesimal da y longitud $h(\xi, \zeta)$ es:

$$d\Omega da \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$$

La contribución a la longitud total de trazas internas es

$$d\Omega da h(\xi, \zeta) \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega = d\Omega d\xi d\zeta h(\xi, \zeta) \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$$

Ya que $dV = d\xi d\zeta h(\xi, \zeta) \longrightarrow = d\Omega dV \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$

La suma total de trazas en todas las direcciones viene dada por

$$\Delta L = \int_{4\pi} d\Omega \int_{\Delta V} dV \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega = \int_{4\pi} d\Omega \partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega \int_{\Delta V} dV$$

Como $\partial\Phi(\vec{r}; t_0, t) / \partial\Omega$ no depende de ξ y ζ , llegamos a $\longrightarrow \Delta L = \Phi(\vec{r}; t_0, t) \Delta V$

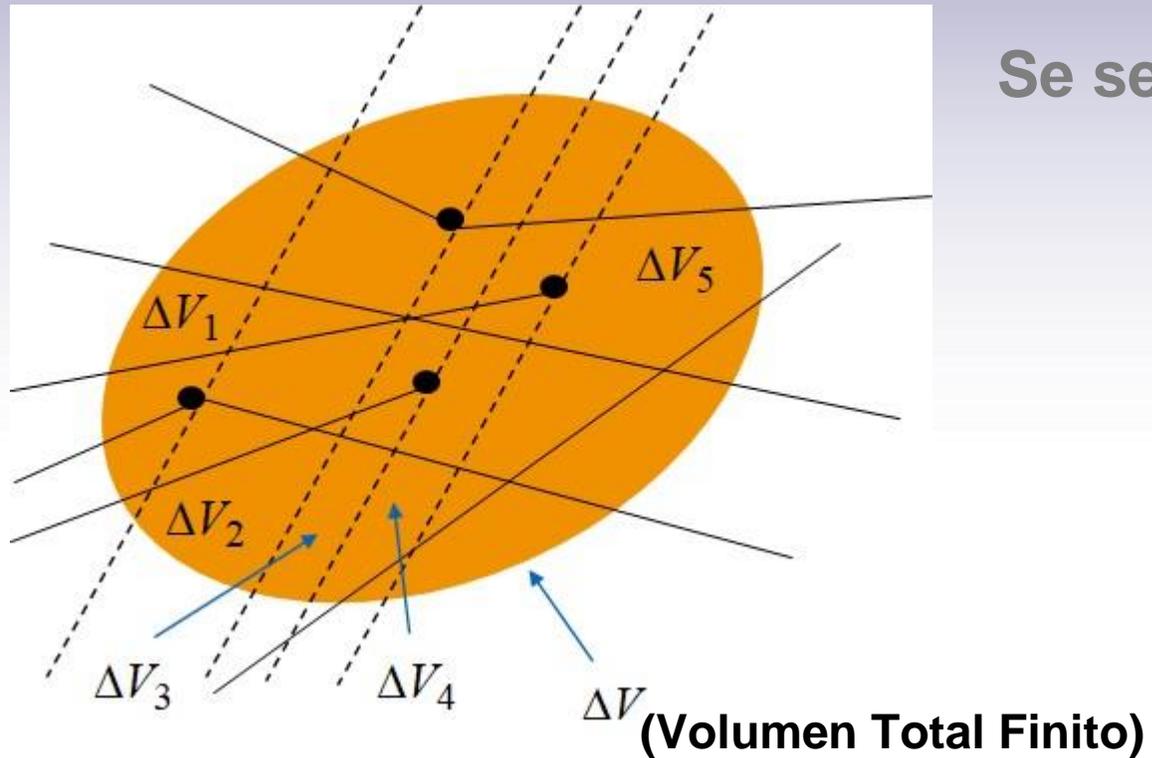
¿Cómo puede aplicarse lo anterior a una situación práctica en la cual el volumen ΔV es finito y las trazas internas pueden terminar ó cambiar de dirección por interacción de las partículas con los átomos presentes en ΔV ?



Demostración de Chilton (Continuación)

Se secciona el volumen de manera que:

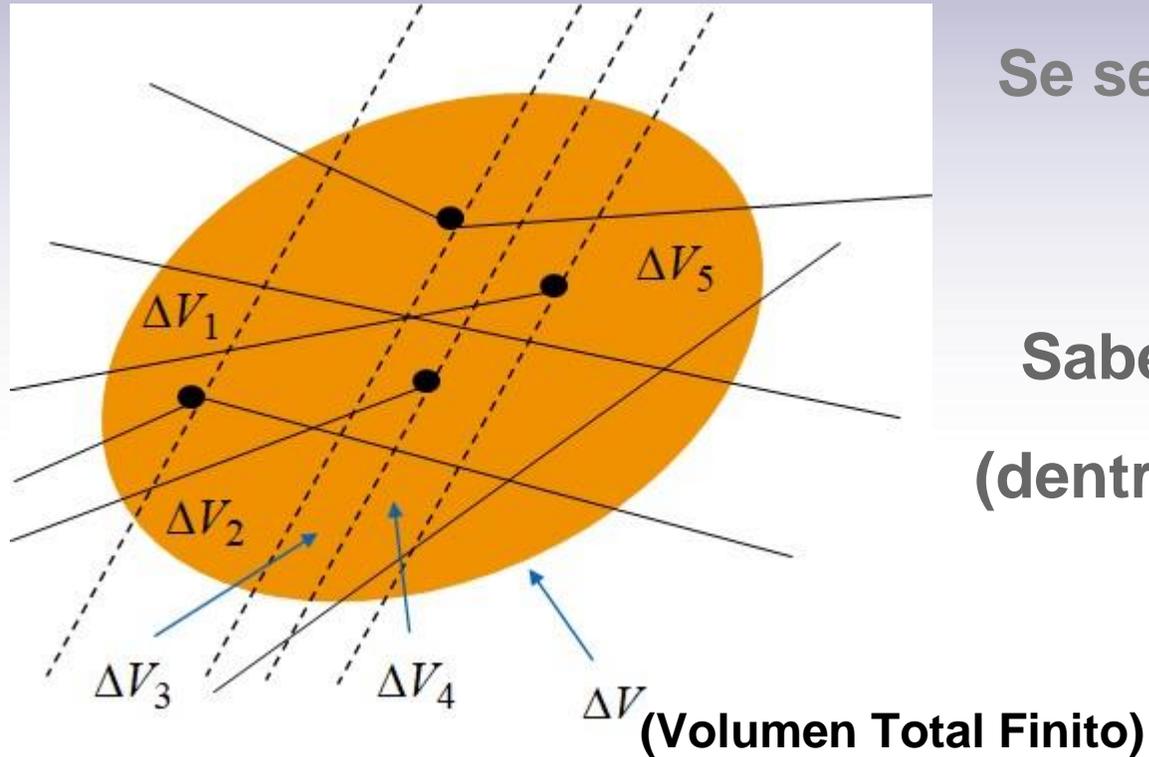
$$\Delta V = \sum_i \Delta V_i$$



● → Interacción



Demostración de Chilton (Continuación)



Se secciona el volumen de manera que:

$$\Delta V = \sum_i \Delta V_i$$

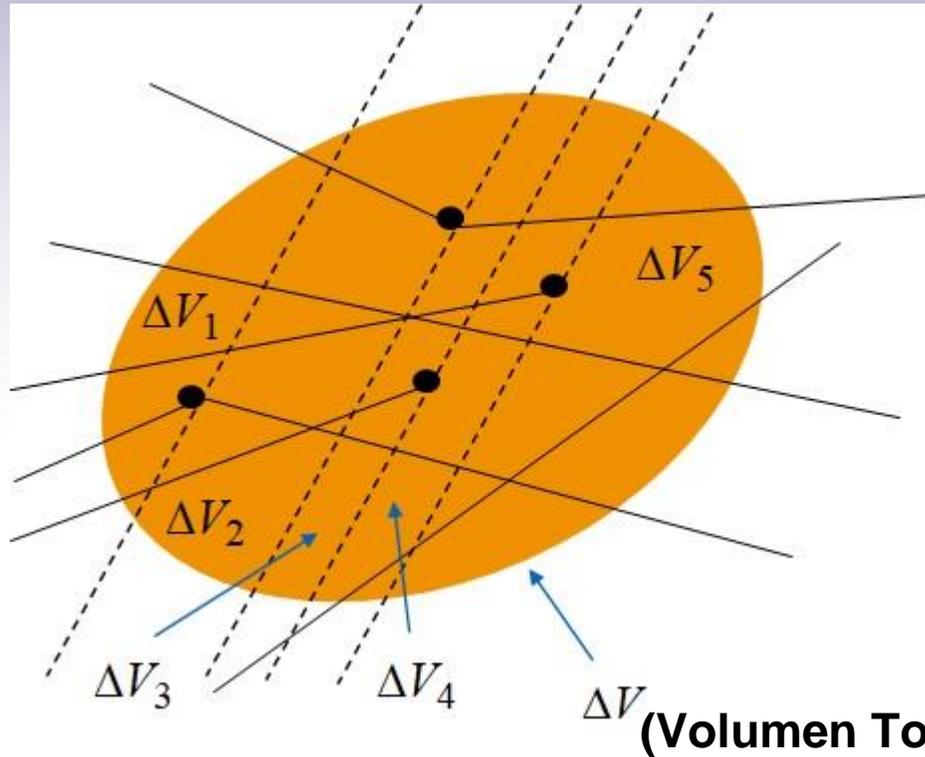
Sabemos que $\Delta L_i = \Phi_i \Delta V_i$

(dentro de ΔV_i no hay anomalías o interacciones)

● → Interacción



Demostración de Chilton (Continuación)



Se secciona el volumen de manera que:

$$\Delta V = \sum_i \Delta V_i$$

Sabemos que $\Delta L_i = \Phi_i \Delta V_i$

(dentro de ΔV_i no hay anomalías o interacciones)

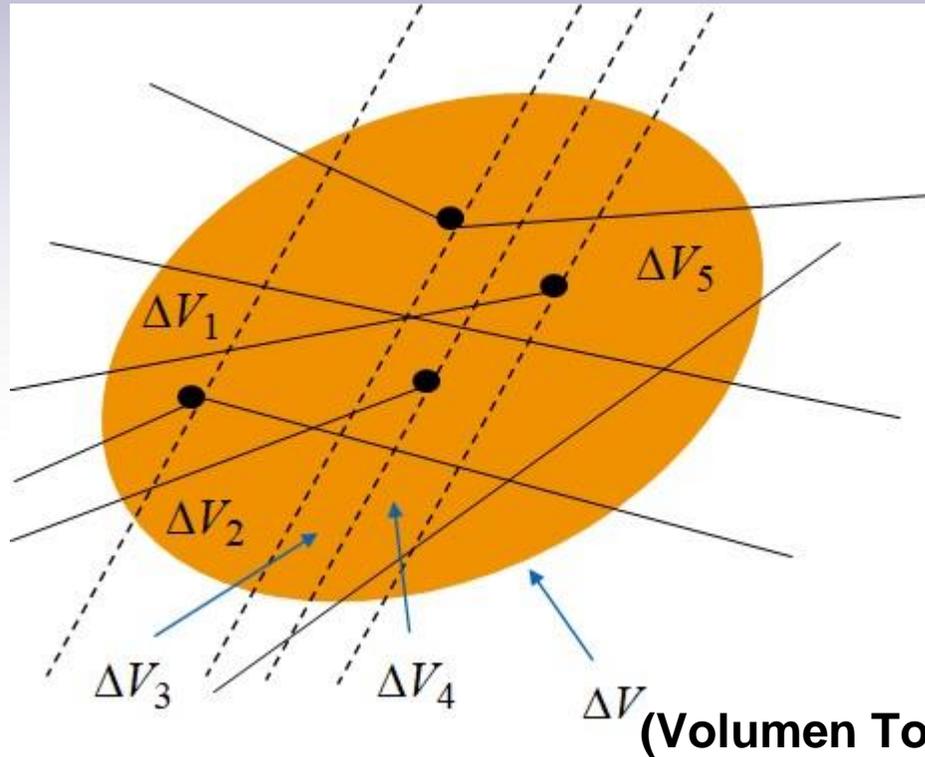
También:

$$\Delta L = \sum_i \Delta L_i$$

● → Interacción



Demostración de Chilton (Continuación)



Se secciona el volumen de manera que:

$$\Delta V = \sum_i \Delta V_i$$

Sabemos que $\Delta L_i = \Phi_i \Delta V_i$

(dentro de ΔV_i no hay anomalías o interacciones)

También:

$$\Delta L = \sum_i \Delta L_i$$

● \longrightarrow Interacción

La fluencia promedio viene dada por:

$$\Phi = \sum_i \Phi_i \left(\frac{\Delta V_i}{\Delta V} \right) = \frac{1}{\Delta V} \sum_i \Delta L_i = \frac{\Delta L}{\Delta V}$$



Fluencia de Energía y Tasa de Fluencia de Energía

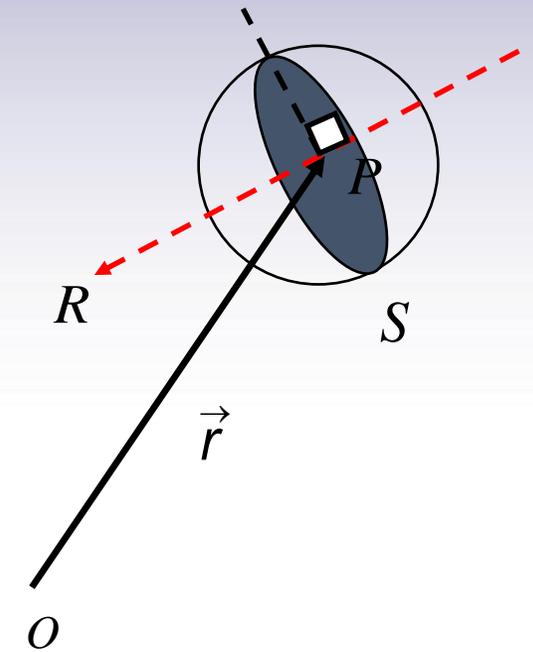
Si $\langle E \rangle$ es el valor esperado de $E \equiv E_T - m_0c^2$, que es la energía (donde se ha restado a la energía total E_T la energía de la masa en reposo m_0c^2 , **ICRU 33**) que transportan los $\langle N \rangle$ rayos que atraviesan ó penetran una esfera centrada en el punto P , de sección Δa , en el intervalo de tiempo que va a ir del instante t_0 al instante t , entonces Ψ es la **fluencia de energía** y viene dada por (como variable no estocástica)

$$\Psi(\vec{r}; t_0, t) \equiv \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \frac{\Delta \langle E \rangle}{\Delta a} = \frac{d \langle E \rangle}{da}$$

- Se expresa en unidades de J/m^2 ó erg/cm^2
- Depende de la posición y del tiempo.
- Es función monótona creciente del tiempo.

$$\psi(\vec{r}; t_0, t) \equiv \frac{d\Psi(\vec{r}; t_0, t)}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{d \langle E \rangle}{da} \right)$$

Tasa de fluencia de energía:
 J/m^2s o erg/cm^2s



ICRU: International Commission on Radiation Units and Measurements



¿Qué Sucede si Tenemos Diferentes Tipos de Rayos?

$p_i \rightarrow$ probabilidad de tener un rayo del tipo i

 Tiene asociada una energía E_i

 N_i Número de rayos en $[t_0, t]$

$$\langle N \rangle \equiv \sum_i p_i N_i \quad \langle E \rangle \equiv \sum_i p_i N_i E_i \quad \sum_i p_i \equiv 1$$

Rayos Monoenergéticos:

$$\langle E \rangle = \sum_i p_i N_i E_i = E_0 \sum_i p_i N_i = E_0 \langle N \rangle \quad \Psi(\vec{r}; t_0, t) = E_0 \Phi(\vec{r}; t_0, t)$$

En general tenemos:

$$\Phi(\vec{r}; t_0, t) = \sum_i p_i \Phi_i(\vec{r}; t_0, t) \quad \Psi(\vec{r}; t_0, t) = \sum_i p_i \Psi_i(\vec{r}; t_0, t) = \sum_i p_i E_i \Phi_i(\vec{r}; t_0, t)$$



Evaluation of the radiation field in the future circular collider detector

M. I. Besana,^{*} F. Cerutti, A. Ferrari, W. Riegler, and V. Vlachoudis

European Organisation for Nuclear Research (CERN), CH-1211 Geneva, Switzerland

(Received 10 July 2016; published 21 November 2016)

The radiation load on a detector at a 100 TeV proton-proton collider, that is being investigated within the future circular collider (FCC) study, is presented. A first concept of the detector has been modeled and relevant fluence and dose distributions have been calculated using the FLUKA Monte Carlo code. Distributions of fluence rates are discussed separately for charged particles, neutrons and photons. Dose and 1 MeV neutron equivalent fluence, for the accumulated integrated luminosity, are presented. The peak values of these quantities in the different subdetectors are highlighted, in order to define the radiation tolerance requirements for the choice of possible technologies. The effect of the magnetic field is also discussed. Two shielding solutions have been conceived to minimize the backscattering from the forward calorimeters to the muon chambers and the forward tracking stations. The two possible designs are presented and their effectiveness is discussed.

DOI: [10.1103/PhysRevAccelBeams.19.111004](https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.19.111004)



Cantidades Empleadas en la
Descripción de la Interacción
de la Radiación con la
Materia



Energía Radiante y Energía Transferida

Energía Radiante: $R \rightarrow$ Energía de las partículas que es emitida, transferida ó recibida, excluyendo la masa en reposo (ICRU 33, 1980).

Energía Transferida: ε_{tr} al volumen V (estocástica)

$$\varepsilon_{tr} \equiv (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr} + \Sigma Q$$

$(R_{in})_u \rightarrow$ Energía radiante de las partículas neutras que entran a V .

$(R_{out})_u^{nonr} \rightarrow$ Energía radiante de las partículas neutras que salen de V , excepto aquellas que se produzcan por pérdidas radiativas que sufran las partículas cargadas en V .

$\Sigma Q \rightarrow$ **Energía neta obtenida a partir de conversiones relacionadas con la masa en reposo.**

$$M \rightarrow E(+)$$

$$E \rightarrow M(-)$$

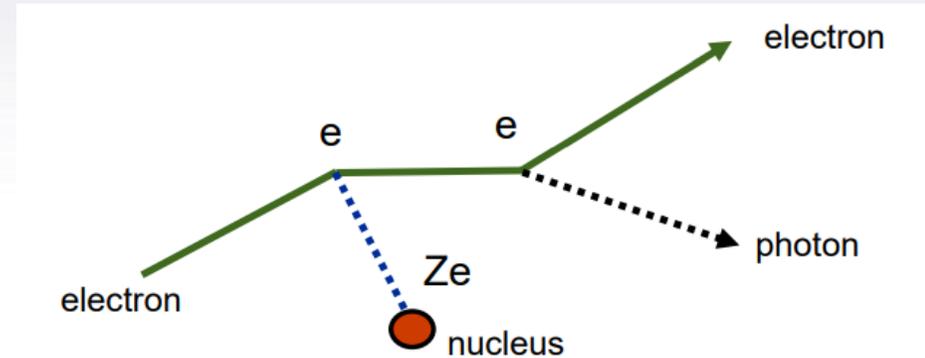
ICRU: International Commission on Radiation Units and Measurements



Pérdidas Radiativas

¿Qué se considera pérdida radiativa?

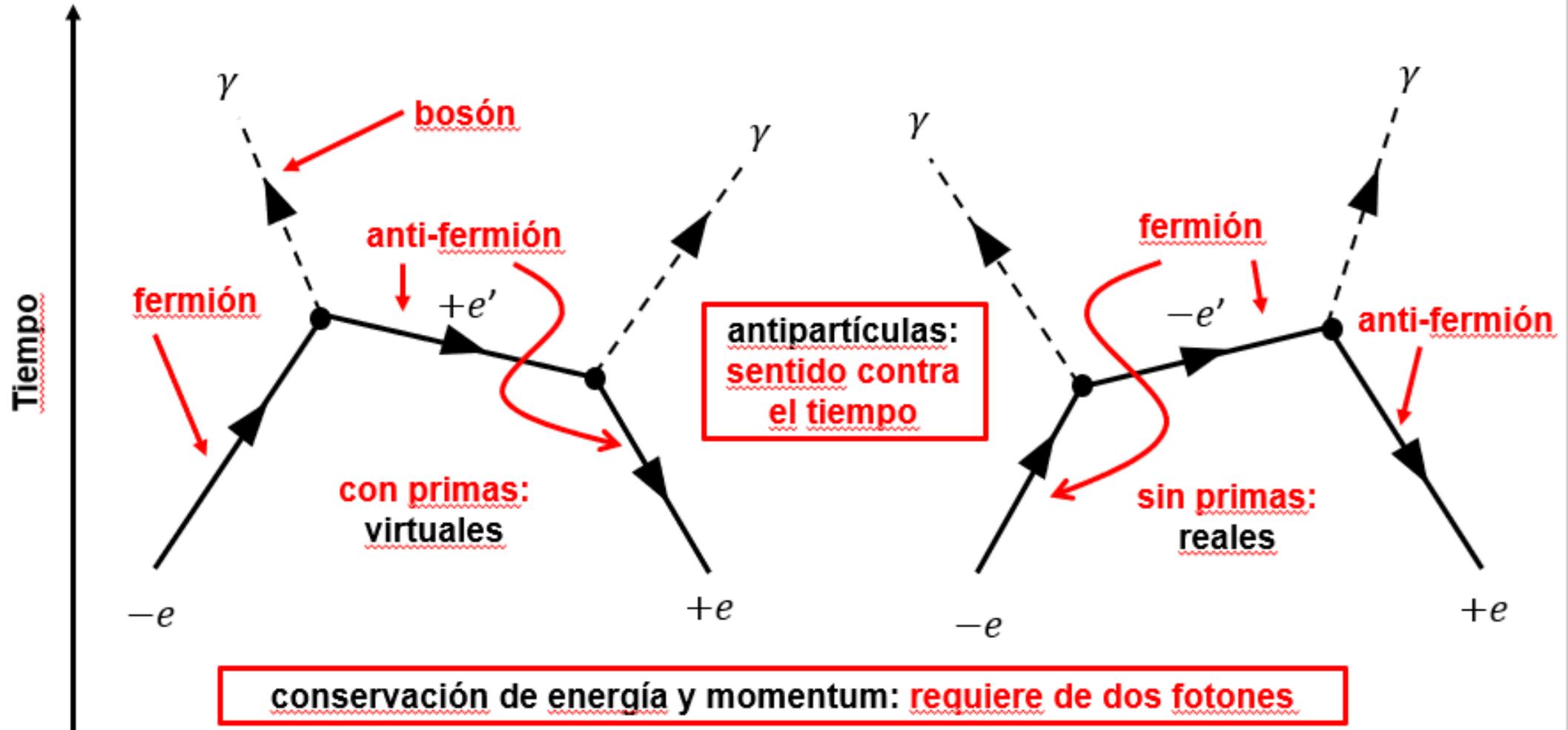
- Conversión de energía cinética de una partícula cargada en energía de fotones, a través de mecanismos como:
- Producción de rayos-X por Bremsstrahlung.
- Aniquilación de positrones





Aniquilación de Pares

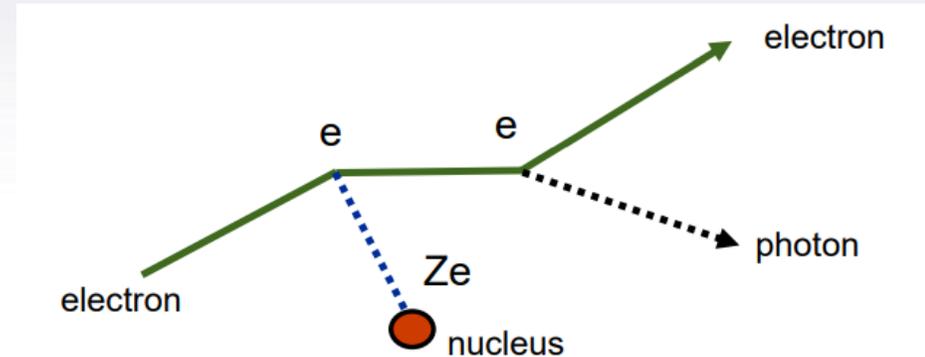
(Diagramas en el orden más bajo en Electrodinámica Cuántica)





¿Qué se considera pérdida radiativa?

- Conversión de energía cinética de una partícula cargada en energía de fotones, a través de mecanismos como:
- Producción de rayos-X por Bremsstrahlung.



- **Aniquilación de positrones:** Solamente la energía cinética del positrón sobre el umbral de $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ del par electrón-positrón, se considera pérdida radiativa.



Kerma (Kinetic Energy Released per Unit MAss)

- Cantidad no estocástica relevante solamente para campos de radiaciones neutras (fotones ó neutrones) ó cualquier fuente de radiación ionizante distribuida dentro del medio absorbente.
- Los neutrinos van a ser completamente ignorados en el contexto de física radiológica y dosimetría. ¿Por qué?

Kerma: Es el valor esperado de la energía trasferida a partículas cargadas, por unidad de masa, en el punto **P** de interés, incluyendo pérdidas radiativas y excluyendo la energía trasferida de una partícula cargada a otra en V .

$$K = \frac{d\langle \varepsilon_{tr} \rangle}{dm} \quad dm \longleftrightarrow dV$$

Unidades: $1 \text{ Gy} \equiv 1 \text{ J/kg} = 100 \text{ rad} = 10^4 \text{ erg/g}$

$$1 \text{ rad} = 1 \text{ cGy}$$



Relación entre el Kerma y la Fluencia de Energía de Fotones

σ_{tr} → **Sección eficaz total** asociada al proceso de transferencia de energía de los fotones

n → **Densidad de átomos** en el material.

$\mu_{tr} = n\sigma_{tr}$ → **Probabilidad por unidad de longitud** de que los fotones transfieran su energía.

$n\sigma_{tr}\Phi$ → **Número de fotones por unidad de volumen** que interactúan con la materia transfiriendo su energía

$n\sigma_{tr}\Phi E dV = \mu_{tr}\Psi dV$ → **Energía transferida en el volumen dV**

Entonces:

$$d\langle \varepsilon_{tr} \rangle = \mu_{tr} \Psi dV = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \Psi dm \quad \rho \equiv \frac{dm}{dV} \quad \Psi = E\Phi$$

y entonces:

$$K = \frac{d\langle \varepsilon_{tr} \rangle}{dm} = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \Psi$$

$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z}$ → **Coeficiente de transferencia energía-materia. Unidades: área/masa.**



¿Si No Estamos en Presencia de Fotones Monoenergéticos?

Suponemos que en P existe un espectro de energía: $\frac{\partial \Psi(E)}{\partial E}$

Unidades: $J m^{-2} keV^{-1}$, $erg cm^{-2} keV^{-1}$

El kerma a calcular en este caso viene dado por

$$K = \int_0^{E_{max}} dE \frac{\partial \Psi}{\partial E} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z}$$

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \longrightarrow \left\langle \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right\rangle_{\Psi,Z} = \frac{K}{\Psi} = \frac{\int_0^{E_{max}} dE \frac{\partial \Psi}{\partial E} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z}}{\int_0^{E_{max}} dE \frac{\partial \Psi}{\partial E}}$$

**Tabulado (NIST,
National Nuclear
Data Center Attix
1986)**



Search NIST



Menu

PHYSICAL MEASUREMENT LABORATORY

About PML



Divisions



Products/Services



News/Multimedia

Programs/Projects

Facilities



Email Newsletter

X-Ray Mass Attenuation Coefficients



NIST Standard Reference Database 126

Last Update to Data Content: July 2004 | NISTIR 5632 | [Version History](#) | [Disclaimer](#) |

DOI: <https://dx.doi.org/10.18434/T4D01F>

Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest*

CONNECT WITH US



<https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>



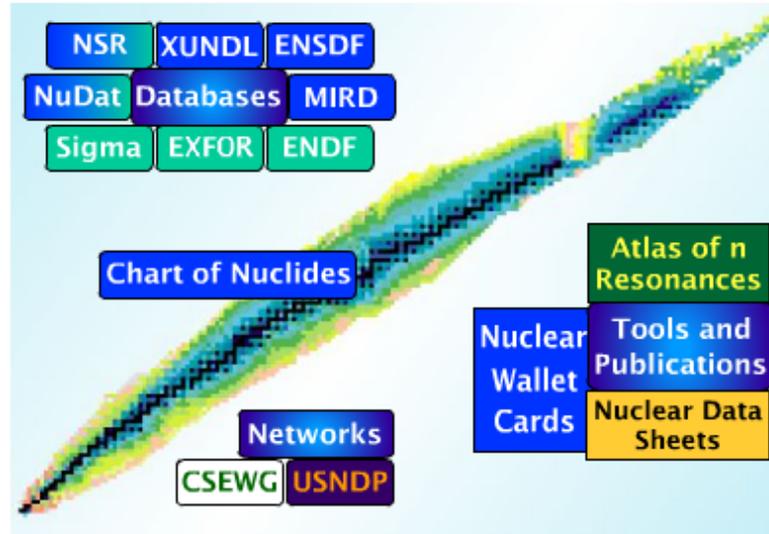
National Nuclear Data Center



National Nuclear Data Center

BROOKHAVEN
NATIONAL LABORATORY

Site Index



Tweets by @NNDc_BNL

National Nuclear Data Center Retweeted

Quanta Magazine

@QuantaMagazine

Marie Curie's laboratory first observed water radiolysis, in which particles from the radioactive decay of elements like uranium split water molecules, in the early 1900s. Researchers have found evidence that this process fuels life in deep ocean sediment.

Embed View on Twitter

Main

Structure & Decay

Reactions

Bibliography

Networks & Links

Publications

AMDC Atomic Mass Data Center, *Q-value Calculator*

Covariances of Neutron Reactions

ENSDF Evaluated Nuclear Structure Data File

Atlas of Neutron Resonances Parameters & thermal values

CSEWG Cross Section Evaluation Working Group

IRDF IRDF International Reactor Dosimetry and Fusion File

CapGam Thermal Neutron Capture γ -rays

EXFOR Nuclear reaction experimental data

MIRD Medical Internal Radiation Dose

Chart of Nuclides Basic properties of atomic nuclei

ENDF Evaluated Nuclear (reaction) Data File, *Sigma*

NDWG Nuclear Data Working Group

<https://www.nndc.bnl.gov>



Relación entre Kerma y Fluencia de Energía de Neutrones

Lo hecho anteriormente para **fotones** también vale para **neutrones**.

- Tradicionalmente los **campos de neutrones** se describen en términos de **fluencia y tasa de fluencia**. No se suele hacer con fluencia de energía y tasa de fluencia de energía (no hay razón técnica para ello).

- Para **neutrones monoenergéticos**: $\Psi = E\Phi$

Factor kerma para neutrones: Aparece tabulado.

$$(F_n)_{E,Z} = E \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z}$$

Unidades:

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \longrightarrow \text{cm}^2/\text{g} \quad (F_n)_{E,Z} \longrightarrow \text{rad cm}^2 \quad K \longrightarrow \text{rad o cGy}$$

$$1 \text{ MeV} / \text{neutron} \longrightarrow 1.602 \times 10^{-8} \text{ g} - \text{rad}$$

Entonces adoptamos para neutrones:

$$K = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \Psi \rightarrow K = (F_n)_{E,Z} \Phi$$



¿Si no Estamos en Presencia de Neutrones Monoenergéticos?

Suponemos que en P existe un espectro de energía: $\frac{\partial \Phi(E)}{\partial E}$

Unidades: $m^{-2} MeV^{-1}$, $cm^{-2} MeV^{-1}$

El kerma a calcular en este caso viene dado por

$$K = \int_0^{E_{max}} dE \frac{\partial \Phi}{\partial E} (F_n)_{E,Z}$$

$(F_n)_{E,Z}$ → **Tabulado (NIST,
National Nuclear
Data Center,
Attix, 1986)**

$$\langle F_n \rangle_{\Phi,Z} = \frac{K}{\Phi} = \frac{\int_0^{E_{max}} dE \frac{\partial \Phi}{\partial E} (F_n)_{E,Z}}{\int_0^{E_{max}} dE \frac{\partial \Phi}{\partial E}}$$



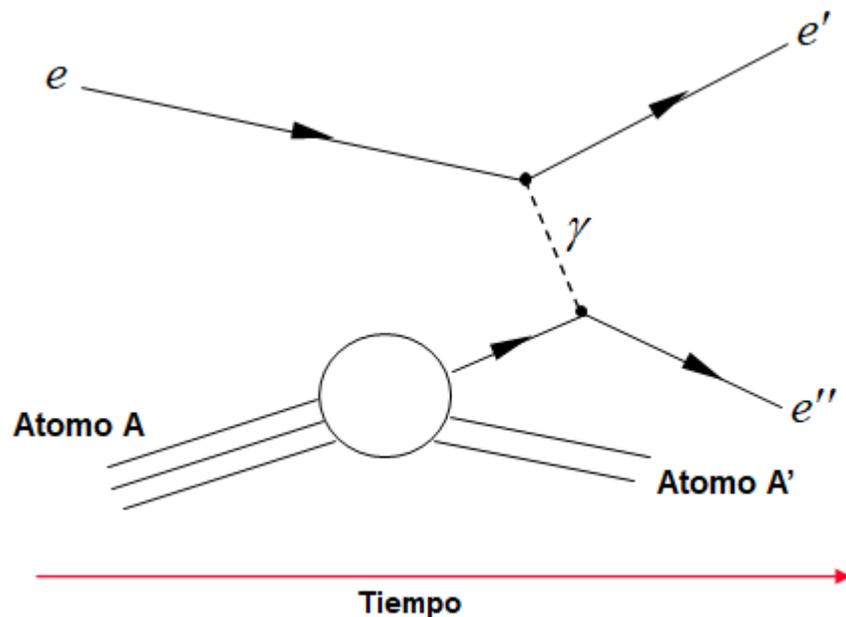
¿Cómo se compone el Kerma?

La radiación ionizante formada por partículas neutras promueve partículas cargadas:

- **Rayos-X y gammas:** Kerma consiste en la energía transferida a las entidades cargadas por unidad de masa del medio. La energía cinética suministrada a un electrón pueden distribuirse en el medio a través de los mecanismos:

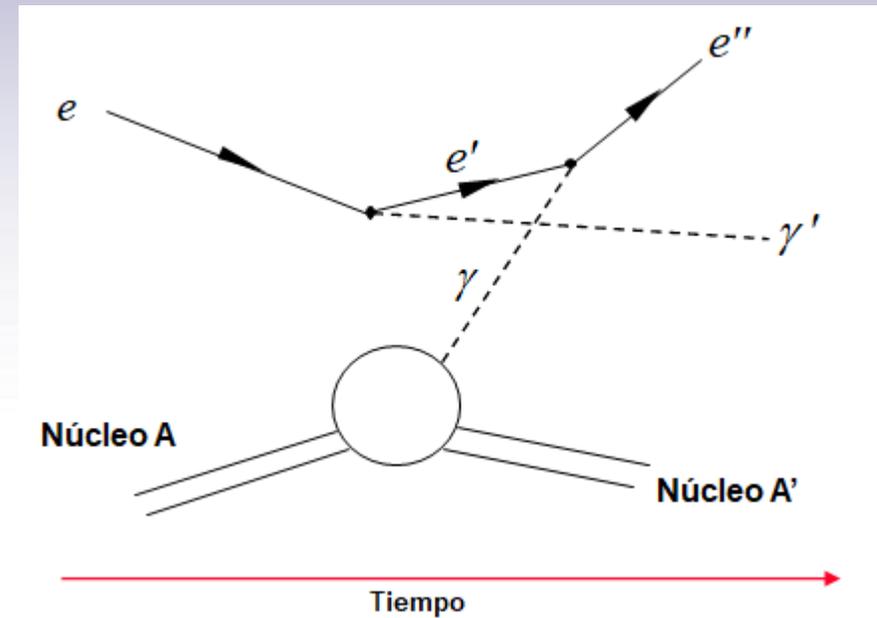
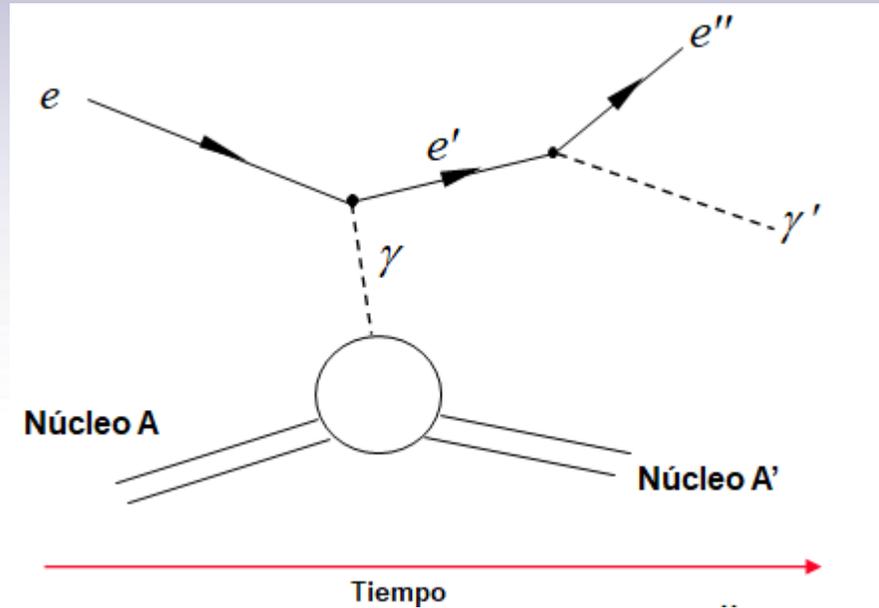
INTERACCIÓN DE COLISIÓN

(1) Por interacción Coulombiana con electrones atómicos del material absorbente. Ionización ó excitación ocurren cerca de la traza dejada por el electrón rápido.





¿Cómo se Compone el Kerma?



CONTRIBUCIÓN RADIATIVA

(2) Interacción de Coulomb con el núcleo atómico con emisión de fotón por el electrón (**bremsstrahlung**). Los rayos-X producidos llevan su energía lejos de la traza dejada por la partícula cargada.



¿Cómo se compone el Kerma?

(3) Aniquilación en vuelo del positrón: La energía cinética del positrón antes de la aniquilación pasa a ser parte de la de los fotones, que por no tener carga, pueden transportar esta energía lejos de la traza de la partícula cargada.



Otra forma de pérdida radiativa

Entonces podemos escribir:

$$K = K_c + K_r$$

kerma de colisión \rightarrow K_c K_r \leftarrow kerma radiativo

¿Qué Ocurre con los Neutrones?

• **Neutrones:** Las partículas cargadas que promueven son protones y en general núcleos más pesados (productos de la reacción). En este caso el kerma radiativo es despreciable y entonces

$$K = K_c$$

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{Bremsstrahlung}} \propto \frac{1}{M}$$



Energía Transferida Neta

Energía transferida neta: ε_{tr}^n en el volumen V (estocástica)

$$\varepsilon_{tr}^n = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr} - R_u^r + \Sigma Q = \varepsilon_{tr} - R_u^r$$

R_u^r → **Energía radiante emitida como pérdida radiativa por las partículas cargadas generadas en V, independientemente del lugar donde las pérdidas radiativas ocurran.**

Las pérdidas radiativas están eliminadas en ε_{tr}^n



Kerma de Colisión y Radiativo

Kerma de colisión en el punto P: $K_c \equiv \frac{d\langle \varepsilon_{tr}^n \rangle}{dm}$

Kerma de colisión: Es el valor esperado de la energía transferida neta a las partículas cargadas por unidad de masa en el punto P de interés, excluyendo las energías asociadas a las pérdidas radiativas y la energía que se transfiere de una partícula cargada a otra.

Kerma radiativo: Se define por diferencia $K_r \equiv K - K_c$

También: $K_r \equiv \frac{d\langle R_u^r \rangle}{dm}$



Kerma de Colisión y Fluencia de Energía de Fotones

En forma paralela:

$$K = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \Psi \rightarrow K_c = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Z} \Psi$$

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \rightarrow$$

Coefficiente másico de transferencia de energía

Unidades:

$$\begin{aligned} &cm^2/g \\ &m^2/kg \end{aligned}$$

$$\mu_{tr} \rightarrow$$

Coefficiente lineal de transferencia de energía

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Z} \rightarrow$$

Coefficiente másico de absorción de energía

$$\mu_{en} \rightarrow$$

Coefficiente lineal de absorción de energía



¿Si No Estamos en Presencia de Fotones Monoenergéticos?

Suponemos que en P existe un espectro de energía: $\frac{\partial \Psi(E)}{\partial E}$

Unidades: $J m^{-2} keV^{-1}$, $erg cm^{-2} keV^{-1}$

El kerma de colisión a calcular en este caso viene dado por

$$K_c = \int_0^{E_{max}} dE \frac{\partial \Psi}{\partial E} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Z}$$

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Z} \longrightarrow \text{Tabulado (NIST, National Nuclear Data Center, Attix, 1986)} \quad \left\langle \frac{\mu_{en}}{\rho} \right\rangle_{\Psi,Z} = \frac{K}{\Psi} = \frac{\int_0^{E_{max}} dE \frac{\partial \Psi}{\partial E} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Z}}{\int_0^{E_{max}} dE \frac{\partial \Psi}{\partial E}}$$



Energía Impartida

Energía Impartida: La energía impartida ε (cantidad estocástica) por la radiación ionizante a materia de masa m y volume finito V .

$$\varepsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \Sigma Q$$

$(R_{out})_u$ \longrightarrow **Energía radiante** de toda la radiación no cargada que abandona V .

$(R_{in})_c$ \longrightarrow **Energía radiante** de toda la radiación cargada que ingresa a V .

$(R_{out})_c$ \longrightarrow **Energía radiante** de toda la radiación cargada que abandona V .



Dosis Absorbida

Dosis Absorbida: En un punto **P** de **V**, se define como

$$D \equiv \frac{d\langle \varepsilon \rangle}{dm} \quad dm \longleftrightarrow dV$$

$\langle \varepsilon \rangle$ \rightarrow **valor esperado de la energía impartida en el volumen V, en $[t_0, t]$**

Dosis Absorbida: Es el valor esperado de la energía impartida a la materia por unidad de masa en un punto.

Unidades: Las mismas del kerma.

Dosis Integral: El promedio de la dosis en un volumen V de masa m y la simbolizamos por \bar{D}

Con fotones no se puede escribir una relación directa de la dosis absorbida con la fluencia o fluencia de energía. La dosis es depositada por las partículas cargadas secundarias en este caso. Con partículas cargadas se hace mediante el producto con el poder de frenado.



<http://laconga.redclara.net>



contacto@laconga.redclara.net



lacongaphysics



Latin American alliance for
Capacity buildiNG in Advanced physics

LA-CoNGA physics



Cofinanciado por el
programa Erasmus+
de la Unión Europea

El apoyo de la Comisión Europea para la producción de esta publicación no constituye una aprobación del contenido, el cual refleja únicamente las opiniones de los autores, y la Comisión no se hace responsable del uso que pueda hacerse de la información contenida en la misma.