

Entorno espacial: radiación

Ref.: IDR/IF ??

José Gaite Cuesta

Madrid, 6 de mayo de 2014.

CONTENIDO

1	Introducción a la radiación en el entorno espacial	1
2	Radiación en el espacio exterior y su interacción con la materia	1
	Radiación electromagnética solar	2
	Efectos de la radiación electromagnética solar	2
	Radiación cósmica no electromagnética	4
	El viento solar en el espacio cercano	5
	Interacciones fundamentales	10
	Colisiones de partículas con un material	11
	Colisiones elásticas	13
	Colisiones inelásticas	13
	Fuentes de datos	19
	Radiación UV y X	19
3	Efectos de la radiación ionizante en un vehículo espacial	21
	Dano por desplazamiento	22
	Dano en la electrónica	22
4	Paquetes informáticos	23



Instituto Universitario de Microgravedad "Ignacio Da Riva"
IDR/UPM, Universidad Politécnica de Madrid
E.T.S.I.Aeronáuticos, E-28040 Madrid.
<http://www.idr.upm.es/>

1. Introducción a la radiación en el entorno espacial

El objeto de este texto es hacer una breve descripción del entorno espacial y, en concreto, de la radiación en el espacio exterior a la Tierra. Estudiamos la radiación (solar y cósmica), su interacción con la materia, y los posibles efectos de esa radiación sobre vehículos espaciales.

Los efectos de la radiación sobre vehículos espaciales dependen de la naturaleza de la radiación y de los materiales de que los vehículos están hechos. Si consideramos que la radiación está formada por partículas, es decir, fotones, protones, electrones, etc., el factor esencial para determinar sus efectos en un material es la energía por partícula. Si esta energía es baja, los átomos o moléculas del material la absorben sin experimentar cambios: se trata de un efecto térmico. Por el contrario, cuando la energía por partícula es alta, se producen cambios en los átomos o moléculas. Estudiaremos los tipos de radiación en el espacio exterior a la Tierra, sus energías, y, de acuerdo con éstas, su interacción con los materiales.

La bibliografía básica empleada está al final (“Referencias”) y se refiere en los lugares apropiados. Las constantes físicas provienen del *Particle Data Group* [1] y del NIST (*National Institute of Standards and Technology*). Ambos contienen también información útil sobre el paso de radiación a través de la materia.

2. Radiación en el espacio exterior y su interacción con la materia

En el espacio exterior a la Tierra, hay radiación que viene de varias fuentes, tanto de dentro del sistema solar como de fuera de él. La radiación de alta energía apenas llega a la superficie terrestre, debido al muy considerable apantallamiento producido por la atmósfera terrestre. La fuente principal de radiación es el Sol, que produce una cantidad muy grande de radiación electromagnética y también expulsa grandes cantidades de plasma, lo que se denomina como *viento solar*. Este plasma queda atrapado en el campo magnético terrestre y constituye los llamados cinturones de Van Allen.

El Sol es una estrella amarilla ordinaria, que se clasifica como una estrella de tipo espectral G2V en el diagrama de Hertzsprung-Russell y cuyas características físicas son las siguientes:

radio:	696 000 km	energía irradiada:	$3.86 \cdot 10^{26}$ W
masa:	$1.99 \cdot 10^{30}$ kg	temperatura efectiva:	5 780 K
densidad media:	1400 kg/m ³	gravedad superficial:	274 m/s ² (28 g ₀)

El interior del Sol está formado de un plasma caliente compuesto de electrones e iones (estos últimos básicamente protones).

La atmósfera del Sol tiene tres capas: la más baja es la *fotosfera*, de sólo 500 Km de grosor y que emite la mayor parte de la radiación electromagnética solar. Por encima, están la *cromosfera* y la *corona*, que en cierto modo se extiende hasta la órbita terrestre y más allá. Al final de la fotosfera, la temperatura baja hasta 4 200 K, pero sube de nuevo en la cromosfera, y a una altitud de 2 ó 3 mil Km, aumenta bruscamente a $2 \cdot 10^6$ K en la corona. Sin embargo, la corona es muy poco densa y no emite mucho calor, pese a su alta temperatura. El Sol también genera un campo magnético. La actividad en la atmósfera solar se caracteriza por la aparición de determinadas formaciones activas que varían rápidamente tanto en el tiempo como en el espacio, y se diferencian claramente de las regiones próximas no perturbadas, cuyas propiedades y estructura apenas experimentan variaciones. Las manifestaciones de la actividad solar en las distintas capas atmosféricas, fotosfera, cromosfera y corona son muy diferentes, sin embargo todas ellas tienen una causa común, el campo magnético, siempre presente en las regiones activas. Los fenómenos más importantes que aparecen en la atmósfera solar se denominan *fácúlas*, *manchas*, *fulguraciones* y *protuberancias*. Estos fenómenos se deben a la interacción del plasma y el campo magnético y son de naturaleza magneto-hidrodinámica. Todas estas manifestaciones de la actividad solar influyen sobre la vida en la Tierra y por ende en los vehículos espaciales que orbitan en sus proximidades o se mueven por el espacio interplanetario.

Radiación electromagnética solar

Aunque el Sol emite en todo el espectro electromagnético (figura 1), los porcentajes mayores se encuentran en la región visible, aproximadamente un 41 %, y en la infrarroja, del orden de un 52 %, quedando en la ultravioleta un 7 % aproximadamente, y cantidades del orden del 0.001 % para las zonas superiores. El flujo de radiación solar, Q , se caracteriza por la constante solar, que se define como la cantidad total de energía solar que atraviesa en la unidad de tiempo una superficie unidad situada perpendicularmente a los rayos incidentes; su valor cerca de la Tierra es del orden de $Q = 1\,360 \text{ W/m}^2$, estando su precisión comprendida entre un 1 % y un 3.5 % debido a la excentricidad de la órbita de la Tierra.

Las manchas solares, así como otras manifestaciones ligadas a ellas, varían a lo largo del tiempo, dando una indicación de la actividad solar. Para ello se definen los denominados máximos y mínimos de actividad solar, teniendo en cuenta tanto el número de puntos activos como su clasificación, la polaridad asociada y su distribución. El análisis de la actividad solar muestra un ciclo medio de 11 años, que hace variar la constante solar (figura 2).

Efectos de la radiación electromagnética solar

La mayor parte de la radiación electromagnética solar, es decir, la radiación infrarroja y visible, es de baja energía (figura 1). Por tanto, su interacción con la materia es esencialmente

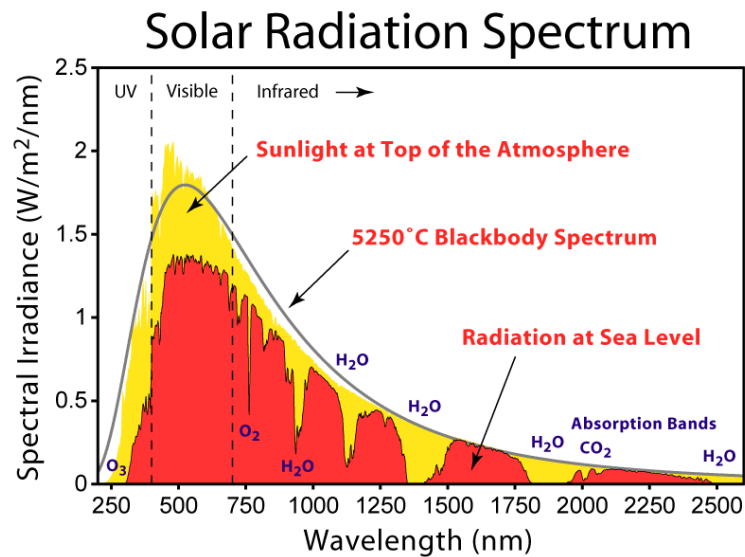


Figura 1: Espectro de la radiación electromagnética solar por encima de la atmósfera y en la superficie terrestre.

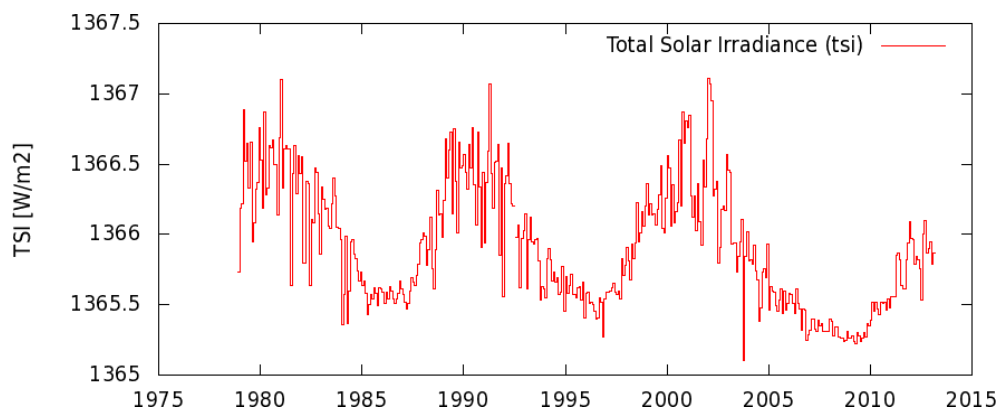


Figura 2: Constante solar observada, reconstruida a partir de las observaciones por satélite (Fröhlich, 2000 [2]) .

térmica (Kreith, 1962 [3]). De todas formas, conviene señalar que la radiación electromagnética también posee momento mecánico y ejerce presión, la llamada presión de radiación. Esta presión es igual al flujo de energía dividido por la velocidad de la luz $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ [15]. Así pues, la presión de la radiación electromagnética solar a distancia de 1 UA es $4.5 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}$, sobre un material completamente absorbente (es el doble si toda la radiación sufre reflexión especular, naturalmente). Esta presión tiene utilidad como medio de propulsión de vehículos espaciales.

Los efectos térmicos de la radiación electromagnética sobre un material se deducen de los cambios de temperatura en el material, suponiendo que está continuamente en equilibrio térmico local, es decir, que cada elemento de volumen está en equilibrio térmico. Los cambios de temperatura se calculan mediante la ley de conservación de la energía, a partir de las propiedades termo-ópticas del material. El control térmico de vehículos espaciales es, por supuesto, una tarea importante en ingeniería de sistemas espaciales (Meseguer et al, 2012 [4]).

Una pequeña parte de la radiación electromagnética solar es ultravioleta (UV) y puede ser ionizante y tener efectos que van más allá de los térmicos. La radiación UV y sus efectos se estudian más adelante.

Radiación cósmica no electromagnética

La radiación cósmica no electromagnética consiste de muchos tipos de partículas. Podemos dividir las partículas con abundancia y propiedades significativas para nuestro propósito en ligeras, es decir, electrones, y pesadas, es decir, núcleos de H (protones) y de otros elementos más pesados, neutrones, y partículas exóticas. La mayor parte de la radiación cósmica proviene del viento solar, que es un plasma que consiste predominantemente de electrones y protones, con una pequeña cantidad de partículas α (núcleos de He) [5, 6, 7].¹ Las abundancias relativas en la radiación cósmica son: 1) protones, 85 %; 1) partículas α , 12 %; 3) núcleos con número atómico $Z \geq 3$, 3 %. En lo que respecta a su carga eléctrica, electrones y protones son equiparables, pero respecto a su impacto y penetración, las partículas más relevantes son los protones (y otros núcleos más pesados).

El flujo medio de protones a distancia de 1 UA es de $3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [5, 6, 7]. Su velocidad media es de unos 450 Km/s, equivalente a una energía cinética de

$$Mv^2/2 = (0.9 \text{ GeV}) \left(450/(3 \cdot 10^5)\right)^2 / 2 \simeq 1 \text{ KeV}$$

¹Hay también un gran flujo de *neutrinos* solares sobre la Tierra, del orden de 10^{11} por cm^2 y por s, pero estos neutrinos prácticamente no interaccionan con otras partículas, debido a que su única interacción con ellas es la interacción nuclear débil (V. la descripción de las interacciones fundamentales más adelante).

(por protón). El flujo total de energía es muy bajo, aproximadamente de

$$1 \text{ KeV} \cdot (1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J eV}^{-1})(3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}) \simeq 5 \cdot 10^{-4} \text{ W m}^{-2}.$$

El momento medio de un protón es

$$Mv = (0.9 \text{ GeV}/c^2) 450 \text{ Km s}^{-1} \simeq 1.3 \text{ MeV}/c,$$

al que corresponde una presión de

$$1.3 (\text{MeV}/(3 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1})) \cdot (1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J eV}^{-1})(3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}) \simeq 2.1 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}.$$

Esta presión se puede comparar con la presión de la radiación electromagnética solar a distancia de 1 UA, $4.5 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}$. La densidad de corriente asociada al flujo de protones es de

$$3 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \times 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 4.8 \cdot 10^{-7} \text{ A m}^{-2}.$$

Tanto el flujo de energía como la presión son muy bajos en comparación con los de la radiación electromagnética solar. Sin embargo, hay que tener en cuenta que se trata de partículas con carga eléctrica. Por otra parte, los valores medios no dan idea del hecho de que el viento solar es muy cambiante y se producen *llamaradas* solares. Por este motivo, se debe seguir la actividad solar para determinar cuándo es necesario tomar precauciones especiales.

El viento solar en el espacio cercano

Naturalmente, los flujos de protones y otros núcleos, así como de electrones, se ven alterados cerca de la Tierra por el campo magnético de ésta [8]. De hecho, las partículas cargadas no muy energéticas quedan atrapadas en el campo geomagnético, formando los cinturones de Van Allen. El campo geomagnético concentra y acelera esas partículas: los protones adquieren energías en el rango 0.1–400 MeV, mientras que los electrones adquieren energías en el rango 0.03–10 MeV [6, 7, 9]. La distribución espacial de las partículas cargadas está, a su vez, condicionada por la del campo geomagnético dipolar: las partículas se distribuyen en superficies toroidales centradas en el eje dipolar. En la figura 3 se muestran las diferentes distribuciones de electrones y protones. Cerca de la Tierra, la mayor concentración de protones se da a alturas grandes, es decir, mayores que 2000 Km, excepto en el Atlántico Sur, donde hay radiación apreciable hasta los 500 Km de altura (esto se llama la anomalía del Atlántico Sur y se debe a la inclinación del eje geomagnético respecto del terrestre). Los electrones del viento solar también se concentran en ese área y, además, en los polos. Se muestran mapas de la distribución espacial de los flujos totales de ambos tipos de partículas a 500 Km en la figura 4.

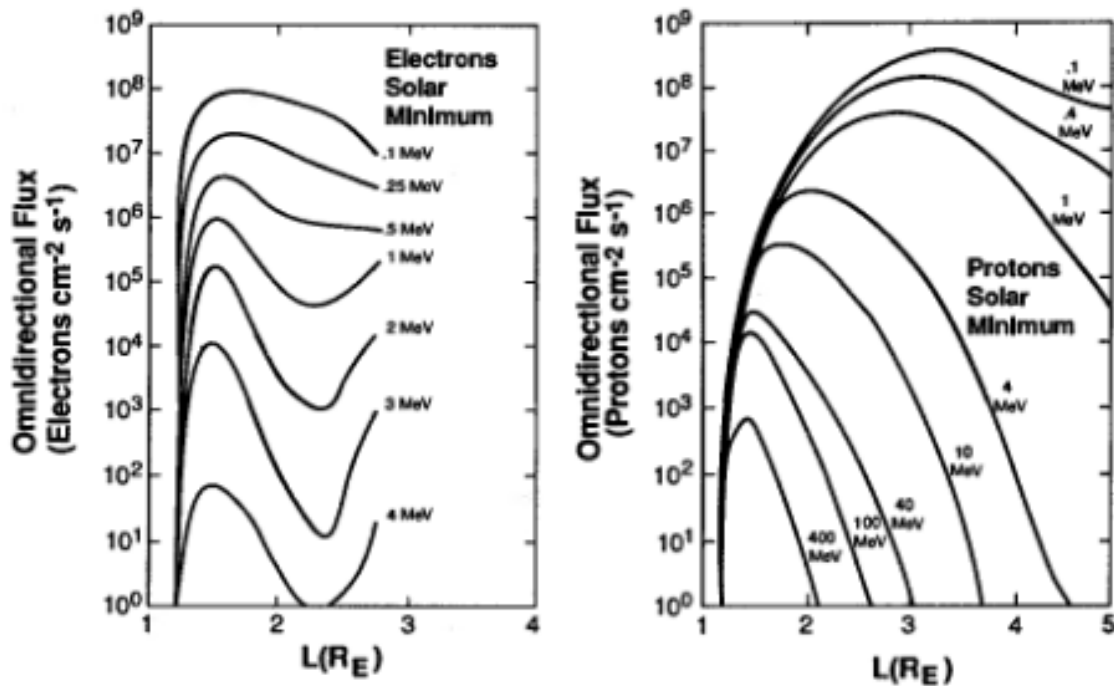


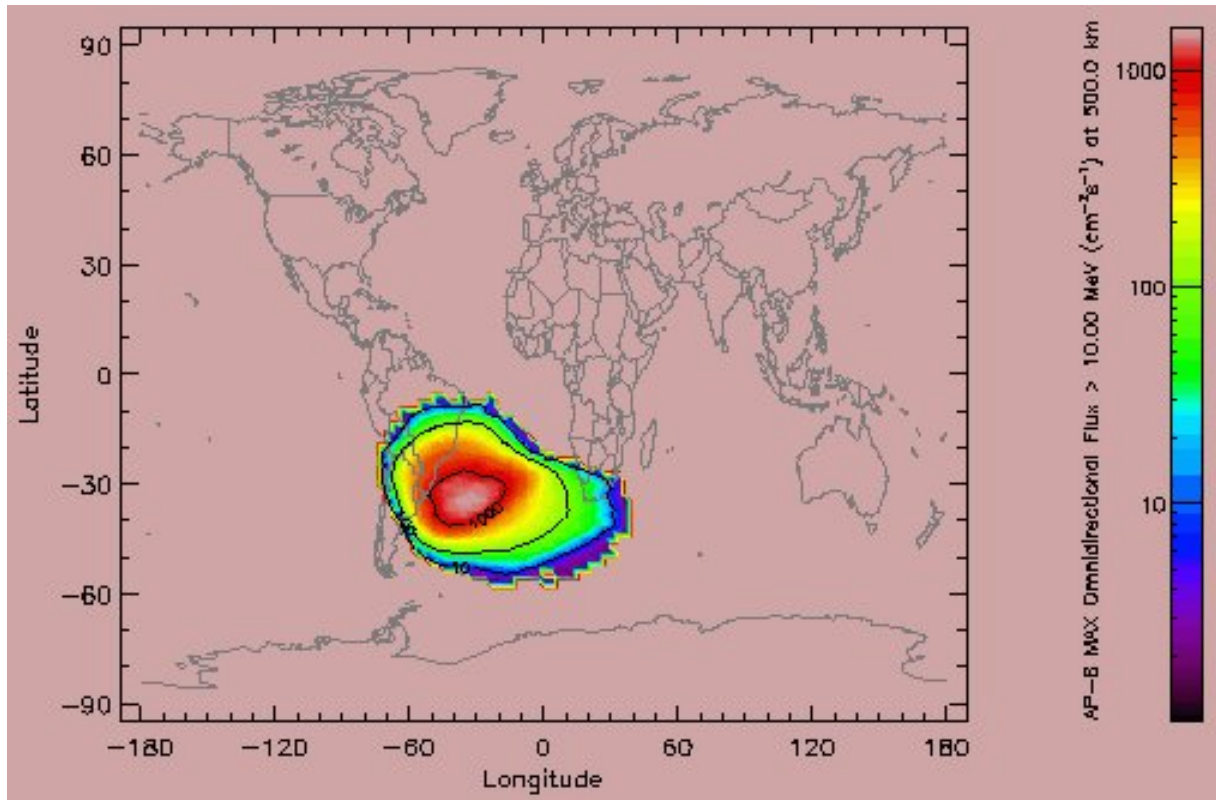
Figura 3: Flujos omnidireccionales totales de electrones y protones en el ecuador, de acuerdo con su energía [9].

Para analizar los efectos de las partículas del viento solar en un material, comenzamos con una breve descripción de la física de las interacciones fundamentales y del choque de partículas, es decir, de los procesos básicos de interacción de unas partículas (radiación) con otras (materia). Seguimos con un análisis pormenorizado de los choques de partículas de alta energía de la radiación solar con los átomos de un material, y de su penetración y efectos.

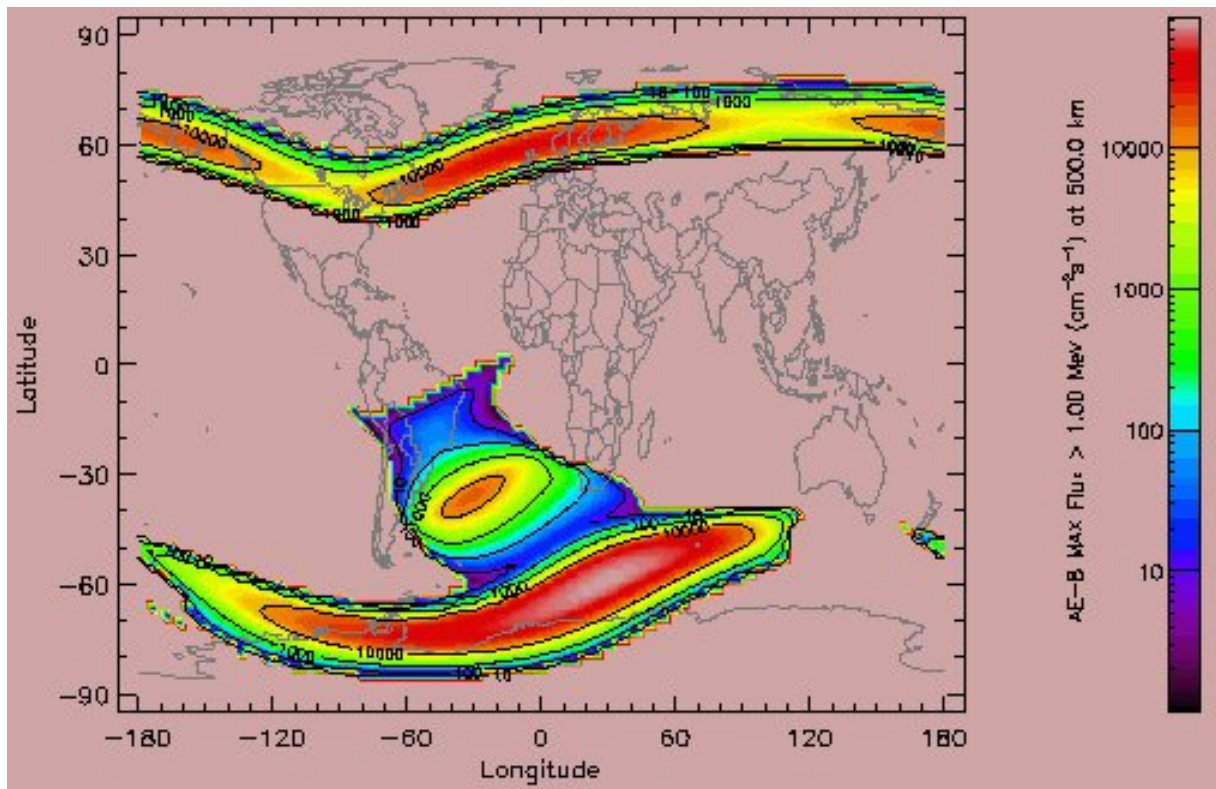
Interacciones fundamentales

Hay cuatro interacciones fundamentales:

- Interacciones de largo alcance (clásicas):
 - Interacción electromagnética (electricidad y magnetismo)
 - Interacción gravitatoria (gravedad)
- Interacciones de corto alcance (cuánticas):
 - Interacción nuclear fuerte
 - Interacción nuclear débil



(a)



(b)

Figura 4: Mapas del flujo total de protones con energía > 10 MeV (4a) y del flujo total de electrones con energía > 1 MeV (4b), ambos a 500 Km de altura (reproducidos de SPENVIS [7]).

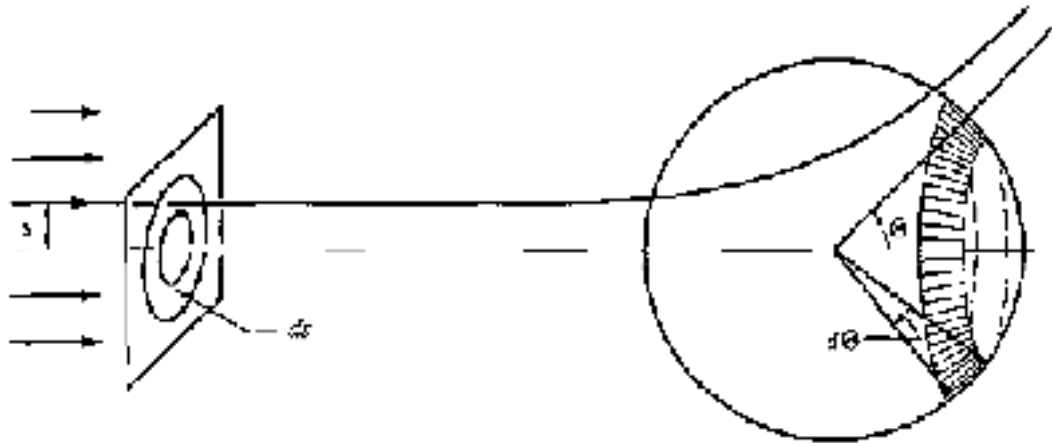


Figura 5: Sección eficaz diferencial de dispersión. Se muestran el parámetro de impacto s y el ángulo de dispersión θ .

La interacción más importante para determinar el efecto de la radiación en la materia y, en concreto, los efectos de la radiación en el espacio exterior, es la interacción electromagnética. La interacción nuclear fuerte juega un papel en el caso de partículas neutras, p.e., neutrones. Cuando hablamos de interacción radiación-materia, nos referimos, en principio, a las colisiones de las partículas que constituyen la radiación (fotones, partículas cargadas, neutrones, etc.) con los átomos que constituyen un determinado material (supuesto en reposo). Las colisiones se deben, normalmente, a la interacción electromagnética.

Cuando una partícula en movimiento se acerca a otra en reposo (que puede ser un átomo), podemos imaginar que habrá colisión si los “tamaños” de ambas partículas son suficientes para que se superpongan. En general, la noción intuitiva de “tamaño” se transcribe, en física atómica, como sección eficaz, y se define como el área efectiva que da la probabilidad de que se produzca dispersión o absorción. En concreto, la sección eficaz representa el número total de partículas dispersadas o absorbidas (por unidad de tiempo) dividido por el número total de partículas incidentes por unidad de área y por unidad de tiempo, es decir, el flujo de partículas incidentes. En física macroscópica es natural asignar un tamaño único a cada objeto, pero en física atómica la sección eficaz depende del tipo de interacción. Además, en mecánica clásica, la sección eficaz se expresa en términos del alcance de la interacción: si es infinito, la sección eficaz también lo es; la dispersión depende exclusivamente del *parámetro de impacto* (v. figura 5). Sin embargo, en mecánica cuántica, estas relaciones geométricas intuitivas no son válidas y ocurre que leyes de interacción con alcance infinito en mecánica clásica tienen secciones eficaces finitas. Por otra parte, la sección eficaz depende de la energía de la colisión, aparte de depender del tipo de interacción. Se puede demostrar que, en general, la sección eficaz de un tipo de colisión dado disminuye con la energía de la partícula incidente, y, en concreto, es inversamente proporcional a ella [14]. Por tanto, las partículas más energéticas son más penetrantes, como es natural. La sección eficaz a

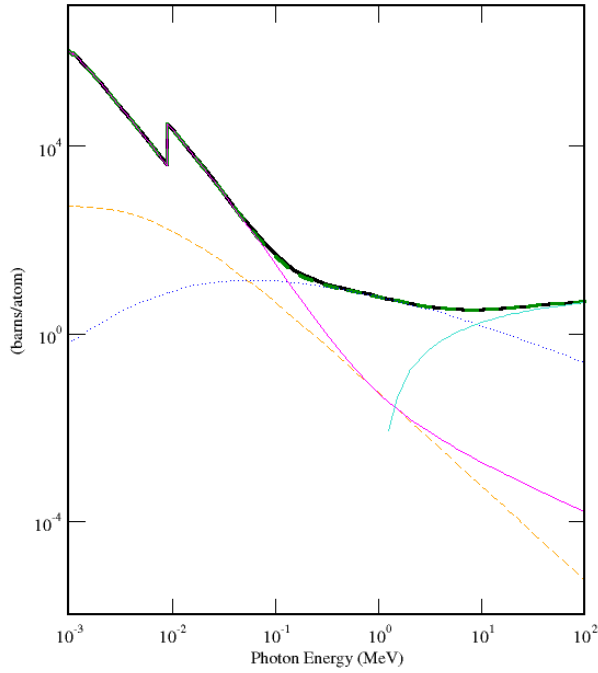


Figura 6: Sección eficaz total de fotones en cobre (en barns por átomo): (amarillo) dispersión coherente (Rayleigh), (puntos de color azul oscuro) dispersión incoherente (Compton), (púrpura) absorción fotoeléctrica, (azul claro) producción de pares en el campo nuclear.

menudo se mide en *barns*: un barn se define como 10^{-28} m^2 (100 fm^2) y es aproximadamente el área de la sección transversal de un núcleo de Uranio.

La sección eficaz diferencial $d\sigma(\theta, \phi)$ se define como el elemento diferencial de área que da la probabilidad de dispersión (elástica o no) en el correspondiente elemento diferencial de ángulo sólido [14], v. figura 5. Si la interacción es isótropa (potencial central), no hay dependencia de ϕ , y se escribe $d\sigma(\theta)$. La sección eficaz total σ es la integral de la sección eficaz diferencial sobre el ángulo sólido, $\int d\sigma$. Por ejemplo, el valor de sección eficaz total y su variación con la energía para colisiones de fotones con átomos de cobre se muestran en la figura 6.

En las colisiones elásticas, la tasa de dispersión *efectiva* de partículas incidentes (por unidad de flujo incidente) se mide mediante la sección transversal de transporte, a saber,

$$\sigma_{\text{tr}} = \int (1 - \cos \theta) d\sigma,$$

donde θ es el ángulo de dispersión y $d\sigma(\theta)$ es la sección eficaz diferencial. La sección eficaz de transporte se define, a diferencia de la sección eficaz total, para tener en cuenta que las partículas dispersadas con ángulos pequeños no se eliminan eficazmente del flujo incidente. El rango de penetración se calcula como el espesor de capa necesario para desviar el flujo total de partículas. La fracción de partículas incidentes dispersada efectivamente por una capa de material homogénea y delgada es σ_{tr} multiplicado por la densidad superficial en la capa de partículas dispersoras n_s

(medida en cm^{-2} , por ejemplo). Por otra parte, $n_s = nx$, donde n es la densidad volumétrica de partículas dispersoras y x el espesor de una capa delgada (que no incluye un número grande de capas atómicas). La ecuación $1 = \sigma_{\text{tr}} n_s = \sigma_{\text{tr}} nx$ da el rango de penetración $x = 1/(\sigma_{\text{tr}} n)$. En general, la sección eficaz de transporte, para valores grandes de la energía de la partícula incidente, es inversamente proporcional al cuadrado de esta energía [14].

En cuanto a colisiones inelásticas con átomos, los electrones atómicos absorben la energía de las partículas incidentes, que finalmente se detienen cuando se anula su energía. Por lo tanto, la medida apropiada de la pérdida de energía en una colisión es una media de energía transferida T multiplicada por sección eficaz, llamada “sección eficaz de detención”,

$$\kappa = \int T d\sigma(\theta),$$

donde $d\sigma(\theta)$ es la sección eficaz diferencial del proceso en el que el átomo absorbe la energía T (que depende del ángulo de dispersión). Si se trata de partículas pesadas, que pierden poca energía en cada colisión, se aplica la *continuous slowing-down approximation* (CSDA). La pérdida de energía por unidad de distancia en un material con densidad n de partículas dispersoras es

$$\frac{dE}{dx} = -n\kappa.$$

El rango de penetración CSDA se calcula integrando dx en esta ecuación, entre $x = 0$ y el rango R :

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{E_{\text{in}}} \frac{dE}{n\kappa}.$$

Esta integración exige conocer la función $\kappa(E)$. Obsérvese que el rango de penetración es inversamente proporcional a la densidad de átomos n , tanto en colisiones elásticas como inelásticas.

Colisiones de partículas con un material

Las colisiones de partículas subatómicas con un material han de estudiarse como colisiones de las partículas con los átomos que forman el material. Hay dos tipos de colisiones de partículas cargadas con átomos: colisiones elásticas e inelásticas. Estas últimas pueden ser de muchos tipos, de acuerdo con el cambio del estado interno del átomo, que puede consistir en su ionización. En cuanto a partículas rápidas, con longitudes de onda de De Broglie mucho más pequeñas que el radio atómico, las colisiones atómicas son, de hecho, colisiones con los electrones o núcleos atómicos. Estos últimos son mucho más masivos que los protones o electrones del viento solar y tienen una mayor carga. Por lo tanto, los núcleos en reposo absorben poca energía a partir de las partículas incidentes y las colisiones con ellos son elásticas. Sin embargo, los núcleos son eficientes dispersores. Por el contrario, los electrones atómicos pueden tomar una energía apreciable de

protones incidentes sin causarles desviaciones significativas. Por otra parte, los electrones atómicos producen tanto la pérdida de energía como la dispersión de electrones incidentes.

Naturalmente, las partículas más penetrantes son las de mayor velocidad. Suponemos que la velocidad v de las partículas incidentes es bastante más grande que la velocidad de los electrones atómicos, es decir, $v \gg e^2/\hbar = \alpha c = c/137$ [donde $\hbar$ es una redefinición de la constante de Planck, $\hbar = h/(2\pi)$, y $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$ es la “constante de estructura fina”]. Esta condición es necesaria para el uso de la teoría de perturbaciones en los cálculos, debido a que la constante de acoplamiento efectiva del potencial de Coulomb atómico es $e^2/(\hbar v)$. Nótese que empleamos, en vez del sistema de unidades normal, en que la carga del electrón se denota q_e , el sistema de unidades atómico, en que

$$e^2 = \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0} = 2.3086 \cdot 10^{-28} \text{ N m}^2.$$

Los protones con $v = e^2/\hbar$ tienen 24 KeV de energía cinética, y los electrones con esa velocidad tienen, por supuesto, la energía cinética del electrón en el estado fundamental del átomo de hidrógeno, es decir, 13.6 eV. De todas formas, en vez de utilizar la mecánica cuántica, vamos a utilizar razonamientos semiclásicos más intuitivos que dan los mismos resultados.

En la colisión de partículas cargadas con electrones o núcleos atómicos, la interacción es electromagnética, y se puede calcular la sección eficaz diferencial $d\sigma(\theta)$ a partir de la relación entre el parámetro de impacto s y el ángulo de dispersión θ (fig. 5) dada por la ley de Coulomb [16]. En concreto, en la colisión de una partícula cargada de número atómico z y masa M con un núcleo atómico de número atómico Z , el parámetro de impacto está dado por:

$$s = \frac{zZe^2}{Mv^2} \cot \frac{\theta}{2}.$$

Así, se obtiene la fórmula de Rutherford:

$$d\sigma(\theta) = 2\pi s ds = \left(\frac{zZe^2}{2Mv^2} \right)^2 \text{cosec}^4 \frac{\theta}{2} d\Omega. \quad (1)$$

El estudio detallado que hacemos a continuación demuestra que la penetración de las partículas incidentes está condicionada mucho más por la pérdida de energía en colisiones inelásticas que por la dispersión en colisiones elásticas.

Colisiones elásticas

En las colisiones elásticas con núcleos atómicos, es necesario calcular la sección eficaz de transporte:

$$\sigma_{\text{tr}} = \int (1 - \cos \theta) d\sigma.$$

Dado que

$$1 - \cos \theta = \frac{2}{\cot^2(\theta/2) + 1} = \frac{2s_0^2}{s^2 + s_0^2},$$

donde $s_0 = \frac{zZe^2}{Mv^2}$, y que $d\sigma = 2\pi s ds$ (fig. 5), se deduce que

$$\sigma_{\text{tr}} = 4\pi s_0^2 \int_0^{s_{\text{max}}} \frac{s ds}{s^2 + s_0^2} = 2\pi s_0^2 \ln \frac{s_{\text{max}}^2 + s_0^2}{s_0^2}, \quad (2)$$

donde s_{max} es el valor máximo tal que la dispersión se debe al núcleo y se pueden ignorar los electrones atómicos. Para valores $s > s_{\text{max}}$, la ec. (1) no es válida, por el apantallamiento de la carga nuclear por los electrones atómicos, y $d\sigma$ disminuye rápidamente. El cálculo exacto de σ_{tr} requiere el uso de la mecánica cuántica. Sin embargo, para un cálculo aproximado, basta usar la ec. (2), con una magnitud de s_{max} estimada teniendo en cuenta la naturaleza ondulatoria de la materia, según la mecánica cuántica. Necesitamos, pues, una longitud que represente el apantallamiento debido a los electrones atómicos, y por tanto involucre la constante de Planck h , la masa del electrón m , y la velocidad de la partícula incidente. Naturalmente, resulta que $s_{\text{max}} \approx \lambda = h/(mv)$, es decir, la longitud de onda de De Broglie de un electrón con velocidad v . Nótese que a los electrones atómicos, con velocidad $e^2/\hbar = \alpha c = c/137$, les corresponde, como es natural, $\lambda = h/(m\alpha c) = 2\pi a_0$, donde $a_0 = \hbar^2/(me^2) = 0.53 \text{ \AA}$ es el radio atómico de Bohr.

Hay que tener en cuenta que

$$s_0 = \frac{zZe^2}{Mv^2} \ll s_{\text{max}} \approx \lambda = \frac{h}{mv} \quad \text{ó} \quad \frac{s_0}{s_{\text{max}}} \approx \frac{m}{M} \frac{zZe^2}{hv} \ll 1,$$

siempre que el producto zZ no sea grande. Esta condición es equivalente a que θ sea pequeño. De hecho, el límite inferior de la integral sobre s puede tomarse como $s = 0$, correspondiente a $\theta = \pi$, o como $s = s_0$, correspondiente a $\theta = \pi/2$, o incluso como un múltiplo de s_0 , correspondiente a $\theta \ll \pi$, sin apenas alterar el valor del resultado, en la aproximación que consideramos. En conclusión:

$$\sigma_{\text{tr}} = 4\pi \left(\frac{zZe^2}{Mv^2} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{M}{m} \frac{hv}{zZe^2} \right) + C \right], \quad (3)$$

donde C es una constante que no se puede determinar, pero pequeña respecto del término logarítmico.

La sección eficaz total,

$$\sigma = \int_0^\pi d\sigma(\theta) = \int_0^\infty 2\pi s ds,$$

es divergente, pero

$$\sigma = \int_0^{s_{\text{max}}} 2\pi s ds = \pi s_{\text{max}}^2 \sim \pi \left(\frac{h}{mv} \right)^2.$$

Obsérvese que $\sigma_{\text{tr}} \ll \sigma$, debido a que la mayor parte de las partículas incidentes apenas se desvían

al cruzar el átomo. Por otra parte, σ_{tr} es proporcional a M^{-2} , y es mucho menor para protones que para electrones.

Cuando las partículas incidentes son relativistas, la expresión (1), derivada con la mecánica clásica, no es correcta, y debe ser sustituida por una derivada con la mecánica relativista. Esto es complicado de hacer en general, pero dado que sólo los ángulos θ pequeños contribuyen, se puede aproximar como [15]

$$d\sigma(\theta) = 4 \left(\frac{zZe^2}{pv} \right)^2 \theta^{-4} d\Omega, \quad (4)$$

donde $p = m\gamma v$, con $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$. Esto produce las correspondientes sustituciones en las fórmulas derivadas de ésta. En consecuencia, cuando $v \rightarrow c$, σ_{tr} decrece rápidamente, en vez de crecer lentamente, como indicaría la ecuación (3). En concreto, cuando $v \rightarrow c$, $E \approx pc$, y la longitud de onda de De Broglie $\lambda \rightarrow \lambda_c = h/(Mc)$ (llamada longitud de onda de Compton de la partícula), así que $\sigma_{tr} \sim 1/E^2$. Sin embargo, a energía muy altas, las colisiones de las partículas incidentes con núcleos atómicos son mayormente inelásticas: se produce frenado por radiación (“bremsstrahlung”) y creación de pares (electrón-positrón).

Colisiones inelásticas

Consideremos ahora las colisiones inelásticas de partículas incidentes con electrones atómicos, siempre suponiendo que $v \gg \alpha c$. Usando la reducción del problema de dos cuerpos al de un cuerpo en un potencial de Coulomb [16], el problema se resuelve con la fórmula de Rutherford. En el choque de una partícula pesada (un protón o núcleo atómico) con un electrón, el sistema de referencia del centro de masas es aquel en que la partícula incidente está en reposo. En cambio, cuando la partícula incidente es un electrón, desde el centro de masas, se ve que ambas partículas se acercan a la misma velocidad. En cualquier caso, se demuestra [16] que la fórmula de Rutherford se puede escribir en términos de la energía transferida T al electrón en reposo (en el sistema en que el átomo está en reposo):

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{2\pi z^2 e^4}{mv^2 T^2}.$$

Por tanto, la sección eficaz de detención es

$$\kappa = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T d\sigma(T) = 2\pi \frac{z^2 e^4}{mv^2} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{dT}{T} = 2\pi \frac{z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{T_{\max}}{T_{\min}}. \quad (5)$$

Analicemos, en concreto, el caso de una partícula incidente pesada. La energía transferida T , en términos del parámetro de impacto, se expresa como s :

$$T(s) = \frac{2z^2 e^4}{mv^2} \frac{1}{s^2 + s_0^2},$$

donde $s_0 = ze^2/(pv)$. Se deduce que $T_{\max} = T(0) = 2m\gamma^2v^2$ (correspondiente al choque frontal). La sección eficaz de detención es

$$\kappa = \int T d\sigma = \int_0^{s_{\max}} T(s) 2\pi s ds = 2\pi \frac{z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{s_{\max}^2 + s_0^2}{s_0^2},$$

que coincide con Ec. (5). Ahora, $s_{\max}$ (ó $T_{\min}$) viene dado por la condición de que el electrón atómico no pueda considerarse como un electrón libre, debido a su ligadura al átomo. Esto ocurre cuando el campo electromagnético de la partícula incidente varía lo suficientemente lentamente para que el átomo responda como un todo. El campo es una función de la distancia $r' = \sqrt{s^2 + (vt')^2}$, donde las primas denotan medidas en el sistema de referencia de la partícula incidente: a velocidades relativistas, hay que tener en cuenta la dilatación temporal $t' = \gamma t$. El campo electromagnético sobre el átomo es apreciable durante un tiempo $\Delta t = s/(\gamma v)$. Si este tiempo es grande en comparación con el periodo del electrón en el átomo, el átomo responde como un todo, mientras que si es pequeño, el electrón responde como si estuviera libre. La condición $\Delta t \omega = 1$ nos da $s_{\max}$, es decir, $s_{\max} = \gamma v/\omega$. Si, por otra parte, usamos $s_{\min} = s_0 = ze^2/(pv)$, tendremos

$$\kappa = 2\pi \frac{z^2 e^4}{mv^2} \ln \left(\frac{s_{\max}}{s_{\min}} \right)^2 = 2\pi \frac{z^2 e^4}{mv^2} \ln \left(\frac{m\gamma^2 v^3}{ze^2 \omega} \right)^2.$$

Sin embargo, cuando la velocidad v es grande, tal que $v \gg \alpha c$, hay que tomar el valor

$$s_{\min} \approx \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\gamma m v} \gg s_0 = \frac{ze^2}{\gamma m v^2}$$

(nótese que ahora sólo aparece la masa del electrón, dado que hay que usar el sistema de referencia de la partícula incidente). El resultado es

$$\kappa = 4\pi \frac{z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{m\gamma^2 v^2}{h\omega}. \quad (6)$$

Comparando esta ecuación con la Ec. (5), deducimos que la condición impuesta para deducir el valor de $s_{\max}$ es equivalente a que $T_{\min} \simeq h\omega$, es decir, a que la energía transferida al electrón atómico sea similar a su energía de ligadura en el átomo.

El cálculo exacto de κ , es decir, la integral sobre θ , s ó T , se ha de dividir en dos partes, correspondientes a transferencias de energía $T > \varepsilon$ y $T < \varepsilon$, donde ε es una energía suficientemente grande en comparación con la de los electrones atómicos para que estos puedan considerarse libres si $T > \varepsilon$; digamos, $\varepsilon = 10$ keV. Se obtiene:

$$\kappa(T > \varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{T_{\max}} T d\sigma(T) = 2\pi \frac{z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{T_{\max}}{\varepsilon}, \quad (7)$$

$$\kappa(T < \varepsilon) = \int_0^{\varepsilon} T d\sigma = 2\pi \frac{z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{(2m\varepsilon)\gamma^2 v^2}{\hbar^2 \bar{\omega}^2}. \quad (8)$$

La segunda integral incluye una suma sobre frecuencias correspondientes a estados atómicos, cuyo cálculo requiere el uso de la mecánica cuántica [11, 14], y $\bar{\omega}$ es un promedio de esas frecuencias. Se puede demostrar que $\hbar\bar{\omega} \simeq Z \cdot 10 \text{ eV}$ [14]. Sumando ambas contribuciones, se obtiene un resultado similar al de la Ec. (6) (teniendo en cuenta que la cantidad dentro del logaritmo es grande). De aquí,

$$\frac{dE}{dx} = -nZ\kappa = -4\pi nZ \frac{z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{2m\gamma^2 v^2}{\hbar\bar{\omega}}. \quad (9)$$

En la Ec. (9), el término dentro del logaritmo puede expresarse de otra forma, teniendo en cuenta que $\hbar\bar{\omega}$ es aproximadamente la energía de un electrón atómico, por lo que $\hbar\bar{\omega} \sim m(\alpha c)^2 = me^4/\hbar^2$ y

$$\ln \frac{2m\gamma^2 v^2}{\hbar\bar{\omega}} \approx \ln \frac{\gamma^2 \hbar^2 v^2}{e^4} = 2 \ln \frac{\gamma \hbar v}{e^2}.$$

Vemos que este logaritmo está relacionado con el que aparece en la sección eficaz de transporte debida a choques con los núcleos atómicos, Ec. (3).

Estimemos el valor de la pérdida de energía por unidad de longitud, según Ec. (9). La densidad de electrones se puede estimar como $nZ \sim (2a_0)^{-3}$. Así pues,

$$nZ \frac{z^2 e^4}{mv^2} \sim (2a_0)^{-3} \frac{z^2 e^4}{m(\alpha c)^2} \frac{(\alpha c)^2}{v^2} = \frac{1}{8} z^2 a_0^{-1} \frac{(e^2/a_0)^2 (\alpha c)^2}{m(\alpha c)^2 v^2}.$$

Ahora bien, $m(\alpha c)^2/2$ y $-e^2/a_0$ son, respectivamente, las energías cinética y potencial del electrón en el estado fundamental del átomo de hidrógeno, y se cumple $-E = m(\alpha c)^2/2 = (1/2)e^2/a_0 = 13.6 \text{ eV}$, donde E es la energía total del electrón. Así pues,

$$nZ \frac{z^2 e^4}{mv^2} \sim \frac{1}{8} z^2 a_0^{-1} m(\alpha c)^2 \frac{(\alpha c)^2}{v^2},$$

y la constante $(\pi/2)m(\alpha c)^2/a_0 \simeq 80 \text{ eV/\AA}$ es (aproximadamente) la máxima pérdida de energía por unidad de longitud (de una partícula con $z = 1$), cuando la velocidad es baja $v \sim \alpha c$. Nótese que $80 \text{ eV/\AA} = 8 \text{ GeV/cm}$. Por otra parte, para velocidades $v \sim c$, esta cantidad se vería multiplicada por $\alpha^2 = 1/137^2$, resultando 4 MeV/cm . Naturalmente, cuando la velocidad v es relativista, Ec. (9) muestra que el logaritmo puede ser bastante mayor que uno, así que la estimación previa es a la baja, más cuanto mayor sea γ .

El rango de penetración R :

$$R = \int_0^R dx = \int_{E_{\text{in}}}^{E_0} \frac{dE}{dE/dx} = \frac{1}{4\pi nZ z^2 e^4} \int_{E_{\text{in}}}^{E_0} \frac{mv^2 dE}{\ln [2m\gamma^2 v^2 / (\hbar\bar{\omega})]},$$

donde $E_0 = Mc^2$ es la energía en reposo de la partícula incidente. Para realizar la integración es preciso poner v y γ en función de E . Como es sabido, $E = \gamma Mc^2$ y $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$. Sin embargo, conviene utilizar γ como variable de integración y poner E y v en función de γ . Tenemos

pues la integral

$$\int_1^{E_{\text{in}}/(Mc^2)} \frac{(1 - \gamma^{-2}) d\gamma}{\ln [2(\gamma^2 - 1)mc^2/(\hbar\bar{\omega})]}.$$

Esta integral no puede realizarse en términos de funciones conocidas. Se puede realizar numéricamente, para valores dados de $mc^2/(\hbar\bar{\omega})$ y $E_{\text{in}}/(Mc^2)$.

De momento, restrinjámonos al caso no relativista, con $\gamma \approx 1$, caso en que conviene medir la energía sin tener en cuenta la energía en reposo: $E = Mv^2/2$, o sea, $v^2 = 2E/M$, y $E_0 = 0$. Definiendo la variable de integración adimensional

$$\epsilon = \frac{4mE}{M\hbar\bar{\omega}},$$

escribimos

$$R = \frac{M(\hbar\bar{\omega})^2}{32\pi n Z z^2 e^4 m} \int_0^{\epsilon_{\text{in}}} \frac{\epsilon d\epsilon}{\ln \epsilon},$$

donde $\epsilon_{\text{in}} \gg 1$. Por esto, resulta

$$\int_0^{\epsilon_{\text{in}}} \frac{\epsilon d\epsilon}{\ln \epsilon} = \frac{\epsilon_{\text{in}}^2}{2 \ln \epsilon_{\text{in}}} \left(1 + \frac{1}{2 \ln \epsilon_{\text{in}}} + \dots \right).$$

Podemos quedarnos con el primer término, que es equivalente a tomar la mitad del valor de la integral con integrando constante igual a su máximo valor:

$$R = \frac{M(\hbar\bar{\omega})^2}{32\pi n Z z^2 e^4 m} \frac{\epsilon_{\text{in}}^2}{2 \ln \epsilon_{\text{in}}} = \frac{E_{\text{in}}}{-2 dE/dx|_{E_{\text{in}}}} = \frac{mE_{\text{in}}^2}{4\pi M n Z z^2 e^4 \ln [4mE_{\text{in}}/(M\hbar\bar{\omega})]}. \quad (10)$$

Podemos comparar el rango de penetración R debido a pérdida de energía por choques inelásticos con el correspondiente a choques elásticos, $x = 1/(\sigma_{\text{tr}} n)$, con σ_{tr} dada por Ec. (3): prescindiendo de los factores logarítmicos,

$$\frac{R}{x} = \frac{m}{M} \frac{Z}{4},$$

que nos dice que, para protones, con $M/m \simeq 2000$, $R \ll x$, y el rango de penetración está restringido por los choques inelásticos. En este caso, Ec. (10) es adecuada para calcular el rango de penetración. El valor de $\bar{\omega}$ depende del tipo de átomos, pero podemos tomar $\hbar\bar{\omega} \sim Z \cdot 10$ eV, pues su valor no influye mucho en el valor de R . Naturalmente, Ec. (10) es válida sólo si $4mE_{\text{in}}/(M\hbar\bar{\omega})$ es sensiblemente mayor que uno.

Como ejemplo, tomemos Al, con $Z = 13$, peso atómico $A = 27$, densidad $\rho = (A/N_A)n = 2.7$ g/cm³ (N_A es el número de Avogadro), y $\hbar\bar{\omega} \sim 160$ eV (valor exacto). Si la partícula incidente es un protón con $E_{\text{in}} = 1$ MeV, Ec. (10) da $R \simeq 2 \cdot 10^{-5}$ m. [**Ejercicio:** compruébese.] Esa penetración corresponde a una pérdida de energía media de 500 MeV/cm.

En general, se deduce de la Ec. (10) que

$$\frac{R_2}{R_1} = \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^2 \frac{\ln [4mE_1/(M\hbar\bar{\omega})]}{\ln [4mE_2/(M\hbar\bar{\omega})]}.$$

P.e., para protones con $E_{\text{in}} = 100$ MeV, en Al,

$$\frac{R_2}{2 \cdot 10^{-5} \text{ m}} = (100)^2 \frac{\ln 12}{\ln 1200} = 10^4 \cdot 0.35 = 3.5 \cdot 10^3.$$

O sea, $R_2 = 7$ cm, que es una penetración considerable (la pérdida de energía media es de sólo 14 MeV/cm).

Los rangos de penetración dependen de la substancia que hace de blanco a través de la densidad de átomos n y el número atómico Z [Ec. (10)]. Sin embargo, la cantidad $R\rho = R(A/N_A)n$ es independiente de n y casi independiente de Z , pues $A/Z \simeq 2$ si Z no es grande. El “rango de penetración” $R\rho$ se mide en unidades de masa por unidad de área, normalmente, g/cm², y se usa bastante.

En el caso de que las partículas incidentes sean electrones, aún se pueden usar las Ecs. (7) y (8), pero la energía transferida máxima ya no es $T_{\text{max}} = 2m\gamma^2v^2$ sino $T_{\text{max}} = (\gamma - 1)mc^2$, como se deduce fácilmente (tras un choque frontal, el electrón incidente queda en reposo). En consecuencia, el factor logarítmico en Ec. (9) resulta ser

$$\ln \frac{\sqrt{2}\gamma\sqrt{\gamma-1}(v/c)mc^2}{\hbar\bar{\omega}},$$

con lo que

$$R = \frac{1}{4\pi n Z z^2 e^4} \int_{mc^2}^{E_{\text{in}}} \frac{mv^2 dE}{\ln \left[\sqrt{2}\gamma\sqrt{\gamma-1}(v/c)mc^2/(\hbar\bar{\omega}) \right]},$$

En el caso de un electrón ultra-relativista, es decir, $E_{\text{in}} \gg mc^2$, la integral se puede expresar como

$$\begin{aligned} \int_1^{E_{\text{in}}/(mc^2)} \frac{(1 - \gamma^{-2}) d\gamma}{\ln \left[\sqrt{2}\gamma\sqrt{\gamma-1}mcv/(\hbar\bar{\omega}) \right]} &\approx \frac{\gamma}{\ln \left[\sqrt{2}\gamma\sqrt{\gamma-1}mcv/(\hbar\bar{\omega}) \right]} \Big|_{\gamma=E_{\text{in}}/mc^2} \\ &\approx \frac{\gamma}{\ln \left[\gamma^{3/2}mc^2/(\hbar\bar{\omega}) \right]} \Big|_{\gamma=E_{\text{in}}/mc^2} = \frac{E_{\text{in}}}{mc^2 \ln \left[E_{\text{in}}^{3/2}/(\sqrt{m}ch\bar{\omega}) \right]}; \end{aligned}$$

y

$$R \approx \frac{mc^2}{4\pi n Z z^2 e^4} \frac{E_{\text{in}}}{\ln \left[E_{\text{in}}^{3/2}/(\sqrt{m}ch\bar{\omega}) \right]}. \quad (11)$$

Esta fórmula da, para un electrón con $E_{\text{in}} = 10$ MeV, una penetración considerable, en concreto, $R = 3,8$ cm.

Por otra parte, cuando las partículas incidentes son electrones, los rangos de penetración

debidos a choques elásticos e inelásticos deben compararse de nuevo. Dado que $\sigma_{tr} \sim 1/E_{in}^2$, se concluye fácilmente que el rango de penetración está restringido por la pérdida de energía debida a choques inelásticos, como en el caso de partículas incidentes pesadas. Finalmente, hay que hacer notar que, a diferencia del caso de partículas incidentes pesadas, la CSDA no está justificada, y los resultados obtenidos son sólo aproximados.

Frenado por radiación electromagnética

Cuando las partículas incidentes son plenamente relativistas o ultra-relativistas, es decir, $\gamma \gg 1$, la mayor parte de su energía no se pierde por colisiones inelásticas con los electrones atómicos sino por colisiones inelásticas con los núcleos atómicos. Éstas colisiones son inelásticas debido a la radiación electromagnética (fotones) producida por la aceleración que la partícula incidente sufre en el campo eléctrico coulombiano nuclear.

Cuando $\gamma \gg 1$, se obtiene la siguiente fórmula para la pérdida de energía en el frenado por radiación [11]:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{16}{3}\gamma Mc^2 n \frac{Z^2 e^2}{\hbar c} \left(\frac{z^2 e^2}{Mc^2} \right)^2 \ln \frac{233M}{Z^{1/3}m}. \quad (12)$$

El valor de γ tal que esta pérdida supera a la que corresponde a colisiones con electrones atómicos, Ec. (9), depende del tipo de partícula incidente y de Z . P.e., si son electrones en plomo, ese valor es $\gamma \simeq 20$, correspondiente a $E_{in} \simeq 10$ MeV. Nótese que ésta es la energía máxima de los electrones en los cinturones de Van Allen. Además, vista la dependencia respecto de M en Ec. (12), se deduce que el frenado por radiación es sólo relevante en el caso de que las partículas incidentes sean electrones.

La radiación de frenado tiene importancia no sólo como mecanismo de pérdida de energía, sino porque los fotones de alta energía producidos también interactúan con el material y alteran sus propiedades. Si son suficientemente energéticos, también pueden producir ionización secundaria. **[Ejercicio:** Demostrar que, en general, la radiación secundaria tiene menos penetración que la primaria.]

Fuentes de datos

Hay gráficas con la pérdida de energía y penetración de la radiación en la materia en *The Review of Particle Physics* [1]. El NIST (*National Institute of Standards and Technology*) suministra abundante información sobre los rangos de penetración de protones y electrones (y también de partículas α) en diversos materiales. En concreto, proporciona una base de datos informática (“Star”) que permite hallar los rangos CSDA (*continuous slowing-down approximation*) para una sustancia dada [10]. Los correspondientes al Aluminio se muestran en la figura 7. Se muestran los

rangos $R\rho$, en g/cm^2 , que se convierten en distancias dividiéndolos por la densidad ρ del Aluminio de que se trate (como referencia se puede tomar $\rho = 2.70 \text{ g}/\text{cm}^3$).

Radiación UV y X

Otro componente de la radiación en el espacio y, en concreto, de la radiación solar que hay que tener en cuenta es la radiación electromagnética de alta frecuencia, es decir, la radiación UV y algunos rayos X emitidos por la corona solar. Sin embargo, el flujo total de energía de esa radiación es relativamente bajo, aproximadamente 100 W m^{-2} [3]. Además, casi todo este flujo corresponde a rayos UV blandos (UVA y UVB): el flujo de rayos UV duros (UVC con energía por fotón $> 5 \text{ eV}$) es de unos 14 W m^{-2} . La ionización producida por radiación electromagnética se llama efecto fotoeléctrico. La distancia de penetración de los rayos UV en la materia es muy corta [11], excepto en la región de rayos X duros ($0,1 \text{ MeV}$ o más) [1] (como ejemplo, v. figura 6). Esto se debe a que las longitudes de onda de la radiación UV son mucho mayores que el tamaño atómico: a la longitud de onda $\lambda = a_0$ le corresponde $E = hc/a_0 = 23 \text{ KeV}$. Así pues, la interacción de ondas electromagnéticas de longitudes de onda tanto ópticas como UV con la materia no puede considerarse como colisiones de fotones con átomos individuales y ha de considerarse como un fenómeno colectivo que depende de las propiedades electromagnéticas (ópticas) de la materia; por ejemplo, de si se trata de un material dieléctrico o conductor.

Los rayos X son muy escasos en la radiación solar, excepto en algunas llamaradas solares. Veamos por qué. La radiación solar es esencialmente radiación de cuerpo negro a temperatura $T = 5778 \text{ K}$. Según las leyes de la radiación de cuerpo negro [3], la fracción de energía contenida en fotones de energía mayor que E está dada por la ley de Planck como

$$\frac{\int_E^\infty \epsilon^3 d\epsilon / (e^{\epsilon/(k_B T)} - 1)}{\int_0^\infty \epsilon^3 d\epsilon / (e^{\epsilon/(k_B T)} - 1)} = \frac{\int_{E/(k_B T)}^\infty x^3 dx / (e^x - 1)}{\int_0^\infty x^3 dx / (e^x - 1)} = \frac{\int_{E/(k_B T)}^\infty x^3 dx / (e^x - 1)}{\pi^4/15},$$

donde $k_B = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$ es la constante de Boltzmann. Tenemos que $k_B T = 0,50 \text{ eV}$. Así pues, para $E = 5 \text{ eV}$ (el comienzo de los rayos UVC), $E/(k_B T) = 10$, y

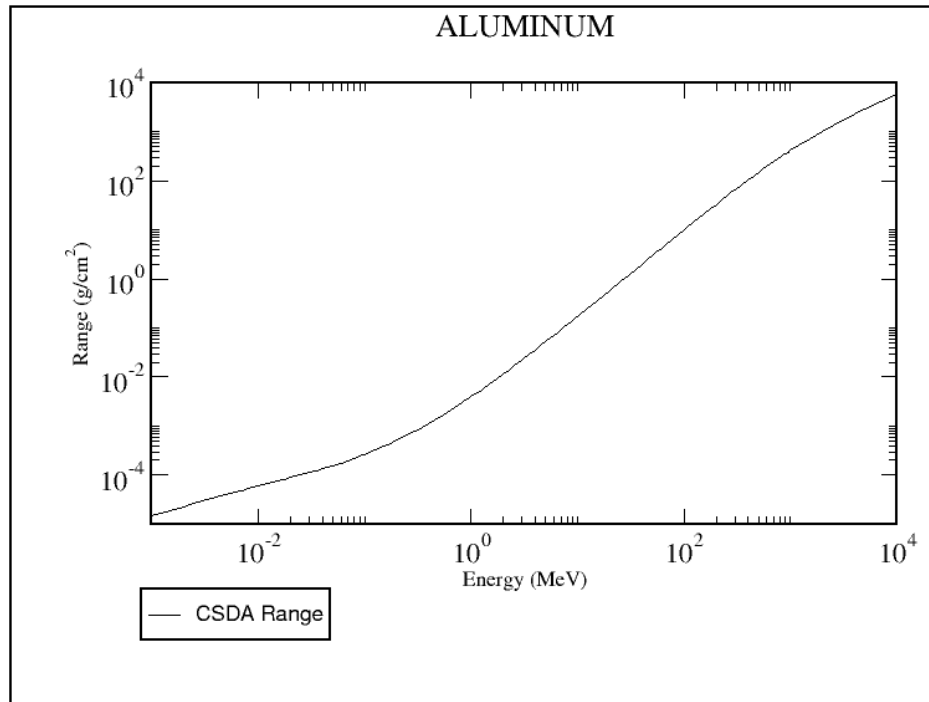
$$\int_{10}^\infty x^3 dx / (e^x - 1) \approx \int_{10}^\infty e^{-x} x^3 dx.$$

Se puede integrar por partes varias veces:

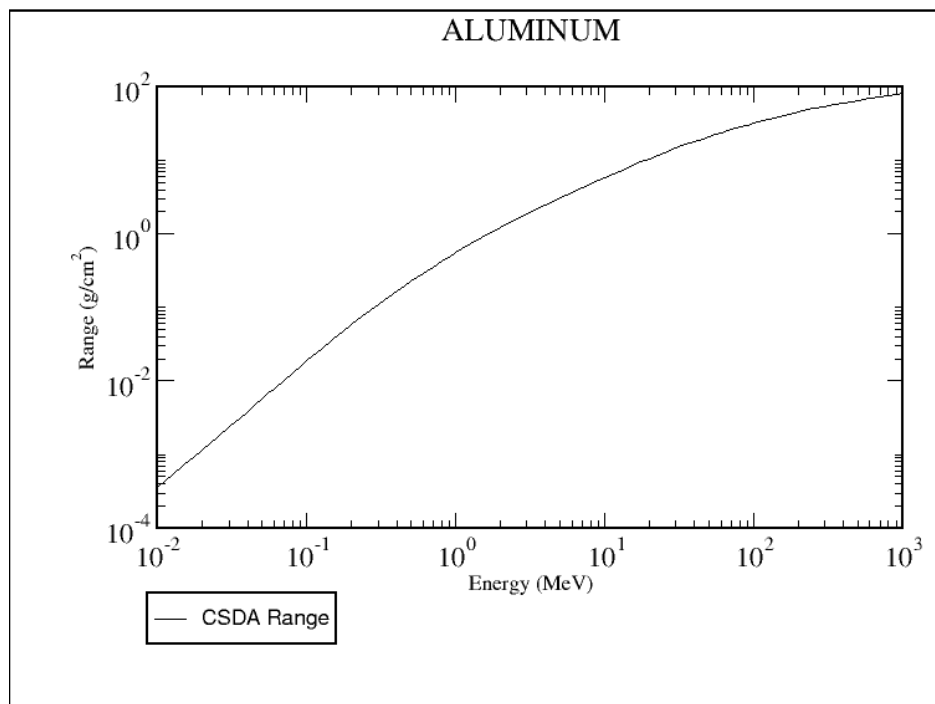
$$\int_{10}^\infty e^{-x} x^3 dx = e^{-x} (x^3 + 3x^2 + 6x + 6) \Big|_{x=10} = 0.062.$$

De aquí, la fracción es $0.062/(\pi^4/15) \simeq 0,01$, que es apreciable. En cambio, para $E = 50 \text{ eV}$ (aún rayos UVC),

$$e^{-x} x^3 \Big|_{x=100} = 3.8 \cdot 10^{-38}.$$



(a)



(b)

Figura 7: Diagramas de las penetraciones de protones (7a) y electrones (7b) en Aluminio según sus energías (generados mediante la base de datos del NIST [10], con en el rango medido en g/cm²: la distancia se obtiene dividiendo por la densidad del Aluminio).

Sin embargo, la corona solar está a una temperatura mucho mayor, $T \simeq 2 \cdot 10^6$ K, con lo que $k_B T = 172$ eV. Esta energía corresponde al comienzo de los rayos X. Así pues, la corona produce rayos UV y algunos rayos X de energía moderada, por ejemplo, hasta $E \simeq 2$ KeV.

Los rangos de penetración se deducen de la sección eficaz, dada, p.e., en la figura 6. [Ejercicio: Calcúlese la penetración en cobre de fotones de 1 KeV y de un 1MeV, basándose en la figura 6.]

Aunque la radiación UV no es penetrante, tiene efectos importantes sobre las superficies expuestas a ella [12].

3. Efectos de la radiación ionizante en un vehículo espacial

Hay efectos de varios tipos [7, 13]:

Daño en materiales por radiación de energías medias o bajas. La *ionización* de los átomos de un material provoca cambios químicos que tienden a hacerlo más frágil. Además, el *desplazamiento* de los átomos altera la estructura cristalina, produciendo defectos en ella que también la hacen más frágil.

La radiación UV apenas produce desplazamiento de átomos, pues el momento por fotón sólo alcanza unos pocos eV/c. Pero esta radiación altera químicamente las superficies, mediante ionización, en el caso de rayos UV duros, y, mayormente, mediante reacciones químicas inducidas por la radiación UVA ó UVB, mucho más abundante. Sus efectos son proporcionales al tiempo de insolación. Pero estos efectos no son graves, en general.

Daño en materiales por radiación de energías altas. Los materiales semiconductores usados en las células solares o en componentes electrónicos son bastante sensibles al daño por radiación. Además de los efectos de la radiación de energías medias o bajas, hay que tener en cuenta que puede haber protones de cientos de MeV en los cinturones de Van Allen e incluso partículas más energéticas en los rayos cósmicos de origen extra-solar. Estas partículas de alta energía son raras, pero son muy penetrantes y pueden producir problemas que no están asociados al efecto acumulativo sino a sucesos singulares (*single event upsets* o SEU).

Acumulación de carga electrostática. Los procesos de depósito del viento solar y de ionización, producida por este viento y por la radiación UV, provocan acumulaciones de carga electrostática en partes de un vehículo espacial. En principio, el efecto neto del depósito del viento solar debería ser nulo, pues los electrones contenidos en él (cuya interacción con el material del vehículo no hemos considerado) deberían compensar la carga positiva de los protones. Sin embargo, la distribución de protones y electrones en los cinturones de Van Allen no es homogénea: los protones son más abundantes en alturas bajas (figura 3); es decir, un vehículo en alturas bajas está expuesto a más carga positiva.

Por otra parte, la ionización, producida sobre todo a través del efecto fotoeléctrico, elimina electrones del material y, por tanto, también acumula carga positiva.

Por supuesto, el campo geomagnético afecta a la distribución de carga eléctrica en el vehículo espacial, de forma análoga a cómo afecta la distribución de carga del viento solar. En concreto, el movimiento de cargas en un campo magnético modifica su distribución y crea campos eléctricos.

Daño por desplazamiento

Hemos considerado que los átomos que hacen de blanco permanecen inmóviles tras los choques con partículas incidentes, aunque éstas sea pesadas, dado que la masa de un átomo (del núcleo) es mucho mayor que la de una partícula incidente. Pero, de hecho, el retroceso del átomo blanco puede ser significativo. En la colisión de una partícula de masa m_1 con una partícula en reposo de masa m_2 , la energía máxima se adquiere por la segunda partícula en una colisión elástica de frente y es la fracción de $4m_1m_2/(m_1 + m_2)^2$ de la energía de la partícula incidente [16]. Aunque hemos supuesto que los núcleos blanco absorben poca energía de las partículas del viento solar incidente, las fracciones absorbidas de las energías cinéticas de un protón y de una partícula α en colisiones elásticas frontales con núcleos de aluminio, por ejemplo, son de $4 \cdot 27/(1 + 27)^2 = 0,14$ y $4 \cdot 4 \cdot 27/(4 + 27)^2 = 0,45$, respectivamente. Por supuesto, las colisiones frontales son improbables. Sin embargo, este cálculo demuestra que el retroceso de los átomos blanco puede ser significativo.

En conclusión, hay que tener en cuenta los efectos de las colisiones elásticas partículas α e incluso protones sobre átomos no muy masivos: el daño por desplazamiento, que se produce cuando los átomos de una red cristalina son desplazados de sus posiciones de equilibrio. El daño por desplazamiento es relevante, en particular, en el caso de que altere la estructura cristalina de un semiconductor, con el consiguiente deterioro de sus funciones.

Daño en la electrónica

El daño en los materiales semiconductores que constituyen la electrónica del vehículo espacial se debe a dos factores: al daño en la estructura cristalina por desplazamiento de átomos y a la ionización producida en los átomos. El segundo efecto es más reversible que el primero, y el daño producido puede no ser permanente.

En general, los efectos tanto de la radiación UV como de las partículas de baja energía del viento solar pueden calificarse de superficiales, exceptuando los efectos de las partículas más energéticas de los cinturones de Van Allen o extra-solares. Sin embargo, las células solares pueden verse afectadas negativamente incluso por partículas poco penetrantes, si su superficie no está protegida.

Las partículas de energía media o alta son escasas, pero causan daño por desplazamiento e ionización, que provoca la degradación de los materiales semiconductores, por ejemplo, en las células solares. Las partículas con más energía pueden causar un SEU en un circuito electrónico integrado, que puede provocar un cambio de estado lógico, debido al movimiento de un número suficiente de electrones. En principio, el suceso es reversible y no causa un daño permanente en el circuito, pero puede provocar un error de control crítico, con consecuencias graves.

4. Paquetes informáticos

Como se ha visto, la descripción y el estudio de la radiación cósmica y sus efectos en vehículos espaciales es complicada, por dos motivos. Desde el punto de vista físico, hay varios tipos de radiación que hay que tener en cuenta, y que cubren un rango de energías y flujos considerable. Además, una buena parte de los efectos son debidos a la interacción de esa radiación con la materia en un rango de energías relativamente bajas, en que el conjunto de fenómenos físicos implicados es muy amplio. Esto prohíbe un tratamiento exacto e incluso uno aproximado. El segundo motivo que complica el estudio de la radiación y sus efectos está asociado a las peculiaridades de las misiones espaciales, que normalmente se desarrollan en un amplio rango espacial y temporal, en los que el entorno es muy cambiante.

Por estos motivos, se han construido paquetes informáticos que incorporan el conocimiento actual sobre el tema, tanto teórico como de observaciones y experimentos, y permiten aplicar este conocimiento a un problema concreto. Por ejemplo, el paquete informático UNIRAD de la ESA (http://space-env.esa.int/R_and_D/unirad.html) evalúa las dosis de radiación esperadas sobre un vehículo espacial, dada la definición de la misión (órbitas, etc.). Este paquete está descrito en SPENVIS (*Space Environment Information System*) de la ESA, en su página WWW (<http://www.spennis.oma.be/>).

También hay otros paquetes informáticos disponibles, normalmente, más específicos:

Geant4 es un paquete para calcular mediante simulación de Montecarlo el paso de radiación a través de la materia.

OLTARIS (*On-Line Tool for the Assessment of Radiation in Space*) tiene propósito más general, pero todavía no está completamente desarrollado.

AF-GEOSPACE, de orientación gráfica, desarrollado por el Air Force Research Laboratory.

CREME96 es una actualización de CREME (*Cosmic Ray Effects on MicroElectronics*), desarrollado por el Naval Research Laboratory.

Referencias

- [1] C. Amsler et al. (Particle Data Group), *The Review of Particle Physics*, Physics Letters B667, 1, 2008, and 2009 partial update for the 2010 edition, available at: <http://pdg.lbl.gov>
- [2] C. Fröhlich, 2000, "Observations of Irradiance Variations", *Space Science Rev.*, 94, pp. 15–24
- [3] Kreith F., *Radiation Heat Transfer for Spacecraft and Solar Power Plant Design*, Intnl. Textbook Co., Scranton, Penn., 1962
- [4] Meseguer J. et al, 2012, *Spacecraft thermal control*
- [5] Hundhausen A.J., *The solar wind*, In: *Introduction to Space Physics*, M.G. Kivelson and C.T. Russell (eds.), Cambridge, 1995
- [6] Grupen C., *Astroparticle Physics*, Springer, 2005
- [7] ESA SPENVIS (*Space Environment Information System*) background information: <http://www.spenvis.oma.be/help/background/background.html>
- [8] Walker R.J. and Russell C.T., *Solar-wind interactions with magnetized planets*, In: *Introduction to Space Physics*, M.G. Kivelson and C.T. Russell (eds.), Cambridge, 1995
- [9] Wolf R.A., *Magnetospheric configuration*, In: *Introduction to Space Physics*, M.G. Kivelson and C.T. Russell (eds.), Cambridge, 1995
- [10] The U.S. National Institute of Standards and Technology (NIST) Radiation Dosimetry Data: <http://www.nist.gov/physlab/data/radiation.cfm>
- [11] Jackson J.D., *Classical Electrodynamics*, 3rd edition, John Wiley, 1999
- [12] Tribble A.C., *The Space Environment. Implications for Spacecraft Design*, Princeton Univ. Press, 2003
- [13] Stark J.P.W. and Gabriel S.B., *The spacecraft environment and its effect on design*, In: *Spacecraft Systems Engineering*, Second Edition, P. Fortescue and J. Stark (eds.), Wiley, Chichester, 1995
- [14] Landau L.D. and Lifshitz E.M., *Quantum Mechanics*, 3rd edition, Pergamon Press, 1977
- [15] Landau L.D. and Lifshitz E.M., *The Classical Theory of Fields*, 4th edition, Pergamon Press, 1994
- [16] Landau L.D. and Lifshitz E.M., *Mechanics*, 3rd edition, Pergamon Press, 1976