

# Fundamentos de Física Médica

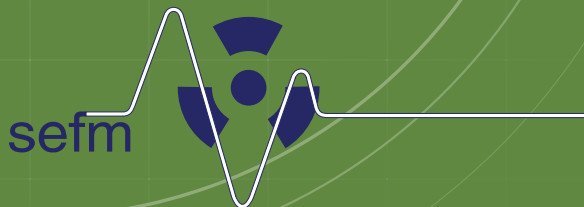
## Volumen 1: Medida de la radiación

**Editor de la colección:**

Antonio Brosed

**Editor del volumen:**

Antonio Brosed







# Fundamentos de Física Médica

## Volumen 1 Medida de la radiación

**Editor de la colección:**

Antonio Brosed

**Editor del volumen:**

Antonio Brosed



© Sociedad Española de Física Médica  
C/ Martínez Campos, 44 - 1º - 28010 Madrid  
Tel: 91 425 02 47  
E-mail: [secretaria@sefm.es](mailto:secretaria@sefm.es)  
Página web: [www.sefm.es](http://www.sefm.es)

**Edición:**

**ADI**  **SERVICIOS  
EDITORIALES**  
<http://www.auladoc.com>

Depósito legal: M-13491-2011  
ISBN: 978-84-938016-1-8

Reservados todos los derechos. Ninguna parte de esta publicación podrá ser reproducida, almacenada o transmitida en cualquier forma ni por cualquier procedimiento electrónico, mecánico, de fotocopia, de registro o de otro tipo, sin el permiso de los editores.

## **ANTONIO BROSED**

Licenciado en Ciencias Físicas por la Universidad de Zaragoza en 1959 y, tras dos años trabajando en la cátedra del Profesor Don Justiniano Casas, ingresó en la Junta de Energía Nuclear (JEN) en 1962. En Enero de 1966, fue enviado al "Laboratorio de dosimetría de radiaciones ionizantes" de la Oficina Internacional de Pesas y Medidas (BIPM) en Sévres (Francia). Bajo la dirección del Profesor André Allisy trabajó y aprendió la metrología correspondiente a la dosimetría con haces externos.



Desde 1968 hasta su jubilación en 2007 sus actividades se han desarrollado en dos vertientes: la primera corresponde a la investigación y desarrollo en metrología de radiaciones ionizantes (RI), que comprendió el establecimiento de patrones nacionales y laboratorios de calibración en el seno de la entonces JEN y en el Laboratorio de Metrología de RI (LMRI) de la actual CIEMAT, y la segunda corresponde a labores docentes relacionadas con la metrología de RI, dosimetría física en radioterapia y radioprotección y desarrolladas en diferentes ámbitos.

Coautor y autor de artículos en revistas nacionales y extranjeras, de capítulos de libros y de numerosas comunicaciones a Congresos, fue nombrado en 1969 miembro a título personal del Comité Consultivo de Radiaciones Ionizantes (CCRI, Section I) del BIPM, labor que desarrolló hasta su jubilación. Ha sido presidente del Comité de Dosimetría en Radioterapia (CDR) de la Sociedad Española de Física Médica (SEFM), desde su origen en 1979 hasta su desaparición en 1997 y presidente de la Comisión Científica de la SEFM desde su creación en 2000 hasta 2007.

Ha recibido distinciones de la SEPR (2000), de la SEFM (2001) y del BIPM (2009).



## Presentación

Los contenidos del presente volumen y de toda la colección, surgen a partir de los textos del curso "FUNDAMENTOS DE FÍSICA MÉDICA", organizado por la SEFM (Sociedad Española de Física Médica) y la UNIA (Universidad Internacional de Andalucía).

Desde el año 2004, en los meses de enero y febrero y celebrado en el magnífico recinto de la sede Antonio Machado de la UNIA, en Baeza (Jaén), el curso ha pretendido ofrecer una formación básica que cubre en gran medida los conocimientos teóricos que figuran en el programa de la especialidad de Radiofísica Hospitalaria (RFH), así como introducir a otros titulados superiores en el campo de la Física Médica.

En consecuencia, estos textos van dirigidos a especialistas en formación en la especialidad de RFH, (fundamentalmente los residentes de primero y segundo año de la especialidad), así como a titulados superiores que quieran adquirir o mejorar sus conocimientos en el área de la Física Médica.

Los objetivos del curso tal como fue concebido son:

- Cubrir gran parte del *programa teórico de formación* de la especialidad de RFH.
- *Uniformizar* los conocimientos teóricos de base para todos los especialistas en formación.
- *Armonizar* el léxico y la terminología en el ámbito de la Física Médica.

Por medio de esta colección, se pretende además, difundir el contenido de nuestros cursos entre todos los profesionales de la Física Médica de habla hispana que deseen acercarse a nuestros textos y tener a su disposición un libro de consulta en español.



El curso se estructura en 9 módulos, de duración entre 10 y 20 horas cada uno, que son eminentemente teóricos a fin de introducir a los especialistas en formación en las diversas áreas de la especialidad. A lo largo de estos años se ha desarrollado por medio de clases magistrales combinadas con seminarios, discusiones y trabajos en grupo. A partir de dichos módulos docentes han surgido los diez volúmenes que componen esta serie, revisados y ampliados con la participación de los autores y del editor de la colección, Antonio Brosed.

Mi agradecimiento sincero a todos los profesores participantes a lo largo de estos años, así como a los autores de los textos por su dedicación y esfuerzo desinteresado.

Finalmente, quiero agradecer a la Junta Directiva de la SEFM el apoyo incondicional recibido a lo largo de todas las ediciones del curso y el haber hecho realidad ahora, la publicación de sus contenidos. Mi agradecimiento especial, a Alejandro García Romero cuyo entusiasmo y dedicación han sido claves para llevar a buen término la publicación de estos libros.

*Teresa Eudaldo Puell*  
*Directora del curso*

## **Autores**

### **José María Fernández-Varea**

*Facultad de Física (ECM), Universidad de Barcelona. Doctor en Ciencias Físicas por la Universidad de Barcelona y Profesor Titular de Universidad en la misma institución. Su actividad investigadora se centra en la física de radiaciones. En particular, trabaja en el modelizado de las interacciones de las radiaciones ionizantes con la materia, el desarrollo de métodos de simulación Monte Carlo y la aplicación de estas herramientas en física médica.*

### **Antonio Brosed**

#### **Ana María González Leitón**

*Laboratorio de Metrología de Radiaciones Ionizantes. CIEMAT. Madrid. Doctora en Ciencias Físicas por la Universidad Complutense de Madrid. Investigadora titular del CIEMAT, ha trabajado durante 15 años en el Laboratorio de Referencia Gamma en niveles de terapia del Laboratorio de Metrología de Radiaciones Ionizantes (LMRI) del CIEMAT. Se trata de un Laboratorio Asociado al Centro Español de Metrología en el campo de las radiaciones ionizantes*

#### **Ángel Gracia Ezpeleta**

*Sección de Acreditación e Inspección de Centros Sanitarios del Departamento de Salud y Consumo del Gobierno de Aragón. Físico, especialidad óptica por la Universidad de Zaragoza. Terminó la residencia en Radiofísica Hospitalaria en el Hospital de la Princesa de Madrid en 1996. Ha trabajado como adjunto en: Hospital de La Santa Creu i Sant Pau, Institut Català d'Oncología y Hospital Clínico San Carlos.*



# Índice

## Tema 1:

### Interacción de la radiación con la materia . . . . . 21

#### 1. Introducción . . . . . 21

1.1. Clasificación de las radiaciones ionizantes . . . . . 22

1.2. Estructura atómica básica . . . . . 23

1.3. El concepto de sección eficaz . . . . . 28

#### 2. Interacción de los fotones con la materia . . . . . 29

2.1. Efecto fotoeléctrico . . . . . 29

2.2. Dispersión coherente o Rayleigh . . . . . 33

2.3. Dispersión incoherente o Compton . . . . . 36

2.4. Creación de pares . . . . . 40

2.5. Reacciones fotonucleares . . . . . 42

2.6. Coeficientes de atenuación . . . . . 42

#### 3. Interacción de las partículas cargadas con la materia . . . . . 44

3.1. Dispersión elástica de electrones y positrones . . . . . 44

3.2. Colisiones inelásticas . . . . . 47

3.3. Emisión de radiación de frenado . . . . . 51

3.4. Aniquilación del positrón . . . . . 53

3.5. Dispersión elástica múltiple de electrones y positrones . . . . . 53

3.6. Dispersión inelástica múltiple . . . . . 56

<b>4. Radiación fluorescente . . . . .</b>	<b>67</b>
4.1. Rayos x característicos . . . . .	67
4.2. Electrones Auger . . . . .	68
<b>5. Interacción de los neutrones con la materia . . . . .</b>	<b>69</b>
5.1. Dispersión elástica . . . . .	70
5.2. Dispersión inelástica. Reacciones nucleares y captura radiativa . . . . .	73

**Tema 2:**  
**Magnitudes y unidades radiológicas  
de uso general . . . . . 79**

<b>1. Consideraciones generales. . . . .</b>	<b>79</b>
<b>2. Magnitudes estocásticas y no estocásticas. Formalismo . . . . .</b>	<b>83</b>
<b>3. ICRU y las magnitudes radiológicas en general . . . . .</b>	<b>87</b>
<b>4. Magnitudes radiológicas de uso general . . . . .</b>	<b>88</b>
4.1. Magnitudes radiométricas . . . . .	88
4.2. Coeficientes de interacción . . . . .	92
4.3. Magnitudes dosimétricas . . . . .	102
<b>5. Magnitudes específicas en algunas áreas de la Radiofísica hospitalaria . . . . .</b>	<b>124</b>
5.1. Braquiterapia . . . . .	124
5.2. Radiodiagnóstico. . . . .	125
5.3. Radioprotección (contaminación). . . . .	126

**Tema 3:**  
**Radiactividad. . . . . 131**

<b>1. Introducción . . . . .</b>	<b>131</b>
----------------------------------	------------

<b>2. Radiactividad . . . . .</b>	<b>132</b>
2.1. Estructura nuclear . . . . .	132
2.2. Actividad . . . . .	134
2.3. Constante de decaimiento . . . . .	135
<b>3. Modos de decaimiento radiactivo . . . . .</b>	<b>135</b>
3.1. Desintegración alfa . . . . .	136
3.2. Desintegración beta . . . . .	137
3.3. Transiciones electromagnéticas . . . . .	147
3.4. Fisión espontánea . . . . .	151
3.5. Otros procesos y fenómenos . . . . .	152
3.6. Radiación fluorescente . . . . .	153
<b>4. Ley de decaimiento radiactivo . . . . .</b>	<b>153</b>
4.1. Cadenas de decaimiento radiactivo . . . . .	154
4.2. Producción de radionucleidos por irradiación . . . . .	157
<b>5. Radiactividad natural . . . . .</b>	<b>158</b>
5.1. Series radiactivas . . . . .	158
5.2. Otros radionucleidos naturales . . . . .	158
5.3. Radiación cósmica . . . . .	160

**Tema 4:**  
**Principios de la dosimetría**  
**de la radiación externa. . . . . 165**

<b>1. Penetración de la radiación . . . . .</b>	<b>165</b>
<b>2. Equilibrio de partículas cargadas . . . . .</b>	<b>166</b>
<b>3. Principio de Bragg-Gray. Teoría de la cavidad . . . . .</b>	<b>171</b>
3.1. Principio y teoría de la cavidad de Bragg-Gray . . . . .	172
3.2. Teoría de la cavidad de Spencer-Attix . . . . .	175

3.3. Dosis absorbida media en el aire de la cavidad. Aplicación del principio en patrones primarios . . . . .	177
3.4. Aplicación de las teorías de Bragg-Gray y Spencer-Attix en la dosimetría de fotones y electrones en niveles de terapia . . . . .	178
<b>4. Dosímetros. Calibración de dosímetros . . . . .</b>	<b>179</b>
<b>5. Relaciones entre las magnitudes dosimétricas . . . . .</b>	<b>181</b>
<b>6. Factor de retrodispersión . . . . .</b>	<b>186</b>

**Tema 5:**  
**Magnitudes y unidades en protección radiológica . . . 193**

<b>1. Introducción . . . . .</b>	<b>193</b>
<b>2. Consideraciones generales. . . . .</b>	<b>195</b>
<b>3. Magnitudes usadas en protección radiológica . . . . .</b>	<b>196</b>
3.1. Magnitudes radiométricas . . . . .	196
3.2. Magnitudes dosimétricas . . . . .	196
3.3. Magnitudes equivalente de dosis . . . . .	199
3.4. Magnitudes valor-medio y factor de calidad medio . . . . .	202
3.5. Magnitudes limitadoras (ICRP 26) . . . . .	204
3.6. Magnitudes limitadoras (ICRP 60) . . . . .	206
3.7. Magnitudes operacionales para la irradiación desde fuentes externas. . . . .	212
3.8. Justificación de las magnitudes operacionales. Comité conjunto ICRU-ICRP. . . . .	221
3.9. Relación entre las magnitudes operacionales y las magnitudes radiométricas o dosimétricas . . . . .	222
3.10. Relación de las magnitudes operacionales con las magnitudes limitadoras. . . . .	224

<b>4. Otras magnitudes usadas en las escalas de algunos equipos (fuentes externas) . . . . .</b>	<b>230</b>
4.1. Dosis absorbida en aire seco en condiciones de equilibrio electrónico. . . . .	230
4.2. Dosis absorbida en tejido blando, bajo un espesor másico, p. . . . .	231
4.3. Equivalente de dosis . . . . .	232

## **Tema 6:**

### **Conceptos básicos de la medida. . . . . 239**

<b>1. Proceso de medida. . . . .</b>	<b>239</b>
1.1. Conceptos de mensurando, medición, resultado de una medida e incertidumbre de medida . . . . .	239
<b>2. Definiciones . . . . .</b>	<b>241</b>
2.1. Valor de una magnitud. Exactitud. Precisión. Repetibilidad. Reproducibilidad . . . . .	241
2.2. Magnitudes de influencia . . . . .	242
2.3. Concepto de error. . . . .	242
2.4. Correcciones . . . . .	242
2.5. Valor bruto y corregido del resultado de una medida . . .	243
2.6. Calibración. . . . .	243
2.7. Trazabilidad . . . . .	244
2.8. Concepto de incertidumbre . . . . .	244
<b>3. Bondad del resultado de una medida en un proceso de control de calidad . . . . .</b>	<b>245</b>
3.1. Tolerancia y tolerancia efectiva . . . . .	246
3.2. Nivel de acción . . . . .	247



## **Tema 7A:**

### **Expresión de la incertidumbre de medida**

#### **en las calibraciones . . . . . 255**

**1. Introducción . . . . . 255**

**2. Ideas generales y definiciones . . . . . 257**

**3. Evaluación de la incertidumbre de medida  
de las estimaciones de entrada . . . . . 259**

3.1. Consideraciones generales . . . . . 259

3.2. Evaluación Tipo A de la incertidumbre típica . . . . . 259

3.3. Evaluación Tipo B de la incertidumbre típica . . . . . 261

**4. Cálculo de la incertidumbre típica de la estimación de salida . . 263**

**5. Incertidumbre expandida de medida . . . . . 266**

**6. Expresión de la incertidumbre de medida  
en los certificados de calibración . . . . . 268**

**7. Procedimiento, paso a paso, para el cálculo  
de la incertidumbre de medida . . . . . 268**

## **Tema 7B:**

### **Ejemplo de cálculo de la incertidumbre**

#### **en una calibración. . . . . 283**

**1. Introducción . . . . . 283**

**2. Proceso de calibración . . . . . 283**

**3. Resultados . . . . . 284**

3.1. Tasa de kerma en aire determinada  
con las cámaras patrón. . . . . 284

3.2. Tasa de la lectura corregida del conjunto de referencia . . 284

3.3. Coeficiente de calibración del conjunto  
cámara-electrómetro . . . . . 285

<b>4. Cálculo de incertidumbres . . . . .</b>	<b>285</b>
4.1. Componente de incertidumbre de la tasa de kerma en aire referenciada a la fecha de calibración. . . . .	286
4.2. Componente de incertidumbre debida al valor medio de las tasas de las lecturas corregidas del conjunto a calibrar . . . . .	288
4.3. Incertidumbre típica del coeficiente de calibración. . . . .	302
4.4. Incertidumbre expandida del coeficiente de calibración .	302

**Tema 8:**

**Sistemas de dosimetría y de detección de la radiación en el ámbito hospitalario . . . . . 307**

<b>1. Introducción . . . . .</b>	<b>307</b>
1.1. Definición . . . . .	308
1.2. Conceptos básicos . . . . .	310
<b>2. Clasificación de los sistemas de dosimetría y de detección de la radiación atendiendo a su utilización . . . . .</b>	<b>311</b>
2.1. Introducción. . . . .	311
2.2. Sistemas de dosimetría en el haz de radiación . . . . .	312
2.3. Monitores de radiación ambiental. . . . .	313
2.4. Monitores de contaminación . . . . .	314
2.5. Dosímetros personales . . . . .	314
2.6. Otros. . . . .	315
<b>3. Sistemas de dosimetría en el haz de radiación . . . . .</b>	<b>316</b>
3.1. Propiedades de los dosímetros. . . . .	316
3.2. Cámaras de ionización . . . . .	319
3.3. Dosimetría radiográfica. . . . .	336
3.4. Dosimetría de luminiscencia . . . . .	343
3.5. Sistemas de dosimetría de semiconductor . . . . .	349

3.6. Otros sistemas de dosimetría . . . . .	354
3.7. Comparación de los sistemas de dosimetría más utilizados en radioterapia. . . . .	358
<b>4. Monitores de radiación ambiental y de contaminación. . . . .</b>	<b>359</b>
4.1. Introducción. . . . .	359
4.2. Generalidades. . . . .	359
4.3. Propiedades de los monitores de radiación. . . . .	360
4.4. Detectores de ionización gaseosa. . . . .	363
4.5. Detectores de neutrones. . . . .	367
4.6. Detectores de centelleo . . . . .	369
4.7. Detectores de semiconductor . . . . .	370
<b>5. Dosímetros personales . . . . .</b>	<b>371</b>
5.1. Propiedades . . . . .	372
5.2. Dosímetros de película . . . . .	373
5.3. Dosímetros de termoluminiscencia. . . . .	374
5.4. Dosímetros radiofotoluminiscentes (RPL) . . . . .	375
5.5. Sistemas de luminiscencia estimulados ópticamente (OSL) . . . . .	376
5.6. Dosímetros de lectura directa . . . . .	376
<b>6. Tabla de sistemas de dosimetría y de detección . . . . .</b>	<b>380</b>

**Tema 1:**  
Interacción de la radiación  
con la materia

**José María Fernández-Varea**



# Interacción de la radiación con la materia

*José M. Fernández-Varea  
Facultat de Física (ECM), Universitat de Barcelona.  
Diagonal 647, E-08028 Barcelona.  
jose@ecm.ub.es*

## Resumen

El objetivo de este tema es describir las interacciones que las radiaciones ionizantes experimentan al atravesar medios materiales. En la introducción se repasa brevemente la estructura atómica y el concepto de sección eficaz. Los mecanismos de interacción de fotones, partículas cargadas y neutrones con la materia se tratan en las siguientes secciones. En el caso de las partículas cargadas, se consideran tanto una descripción microscópica de los procesos de colisión como otra basada en teorías de dispersión múltiple.

En el texto se comentan modelos sencillos que describen razonablemente las principales características de los diversos mecanismos de interacción, pero también se mencionan formalismos más elaborados y realistas. Otra de las finalidades del texto es compilar tabulaciones actualizadas de secciones eficaces y otras cantidades relacionadas con ellas. Se remite al lector a bibliografía especializada donde profundizar en el conocimiento de estos temas de la física de radiaciones. Algunos libros dedicados a la interacción de las radiaciones ionizantes con la materia son los de Podgorsak [1], Turner [2] y Leroy y Rancoita [3].

## 1. Introducción

Se denominan radiaciones ionizantes aquellas que son capaces de liberar electrones ligados en orbitales atómicos o moleculares, para lo que se requieren energías superiores a unos 10 eV. En el caso de electrones, positrones y fotones nos limitaremos a tratar energías entre decenas de eV y centenares

de MeV, mientras que para partículas cargadas pesadas consideraremos energías específicas comprendidas entre decenas de keV/u y centenares de MeV/u. Estos intervalos cubren holgadamente las energías empleadas en física médica, tanto en diagnóstico como en terapia, así como las de interés en radioprotección.

Estudiaremos la propagación e interacción de dichas radiaciones ionizantes con medios materiales constituidos por un número de átomos o moléculas por unidad de volumen igual a

$$\mathcal{N} = N_A \rho / A_w, \quad (1)$$

siendo  $\rho$  la densidad másica,  $A_w = A m_u N_A$  la masa atómica o molecular y  $A$  el número másico;  $N_A$  es la constante de Avogadro y  $m_u N_A = 1$  g/mol.

Las ecuaciones de este tema están escritas en el sistema CGS, como es habitual en física atómica. Sin embargo, para realizar los cálculos es conveniente emplear el sistema de unidades atómicas, descrito en el apéndice A. Los valores numéricos de las constantes físicas fundamentales pueden encontrarse en la referencia [4].

### 1.1. Clasificación de las radiaciones ionizantes

Las radiaciones ionizantes se clasifican atendiendo en primer lugar a la carga eléctrica de las partículas (neutras o cargadas). La segunda característica relevante es la masa de las mismas.

$$\begin{array}{l} \text{partículas neutras} \\ \text{partículas cargadas} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \text{fotones } x, \gamma \\ \text{neutrones} \\ \text{ligeras } (M = m_e) \quad e^-, e^+ \\ \text{pesadas } (M \gg m_e) \left\{ \begin{array}{l} \text{iones ligeros } H, \dots, Ne \\ \text{iones pesados } Na, \dots, \text{ fragmentos de fisión} \\ \text{"exóticas"} \quad \mu^\pm, \pi^\pm, \bar{p}, \dots \end{array} \right. \end{array} \right.$$

A la radiación formada por partículas cargadas se la califica como *directamente ionizante*, mientras que se la denomina *indirectamente ionizante* si se trata de partículas neutras. Como veremos, la razón de esta nomenclatura reside en que la carga eléctrica determina el modo en que la radiación interacciona con los átomos.

## 1.2. Estructura atómica básica

Como es bien sabido, el mundo atómico y subatómico se rige por las leyes de la mecánica cuántica. Consideremos una partícula no relativista de masa  $M$  que se mueve en un potencial central  $V(r)$ . La ecuación de Schrödinger independiente del tiempo,

$$\left[ \frac{\vec{p}^2}{2M} + V(r) \right] \psi(\vec{r}) = \varepsilon \psi(\vec{r}), \quad (2)$$

permite que la función de onda de la partícula factorice en la forma

$$\psi_{\varepsilon \ell m_\ell}(\vec{r}) = \frac{P(r)}{r} Y_{\ell m_\ell}(\hat{r}), \quad (3)$$

donde  $Y_{\ell m_\ell}(\hat{r})$  son los armónicos esféricos. Las funciones radiales reducidas  $P(r)$  poseen expresiones analíticas si el potencial es de Coulomb [5], pero en general han de obtenerse resolviendo numéricamente la ecuación de Schrödinger radial [5, 6]

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2}{2M} \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + V(r) \right] P(r) = \varepsilon P(r). \quad (4)$$

Si el potencial es atractivo esta ecuación admite soluciones con autovalores  $\varepsilon_{n\ell}$  negativos discretos ( $n$  es el número cuántico principal), que representan estados ligados. Las correspondientes funciones radiales reducidas  $P_{n\ell}(r)$  están normalizadas a la unidad,

$$\int_0^\infty P_{n\ell}^2(r) dr = 1. \quad (5)$$

Por otra parte, la ecuación de Schrödinger radial también posee soluciones con autovalores positivos, que describen partículas libres con energía cinética no relativista  $\varepsilon = \frac{1}{2}Mv^2$  (espectro continuo). La normalización de las funciones del continuo  $P_{\varepsilon\ell}(r)$  es arbitraria. Además las  $P_{\varepsilon\ell}(r)$  presentan un comportamiento asintótico de tipo

$$P_{\varepsilon\ell}(r) \sim \sin(kr - \ell\frac{\pi}{2} - \eta \ln(2kr) + \delta_\ell(\varepsilon)) \quad \text{cuando } r \rightarrow \infty, \quad (6)$$

donde  $k = \sqrt{2M\varepsilon}/\hbar$  es el número de ondas y  $\delta_\ell$  el desfase.  $\eta \equiv Z_\infty e^2/\hbar v$  es el parámetro de Sommerfeld, siendo  $V(r) \rightarrow -Z_\infty e^2/r$  el comportamiento asintótico del potencial ( $Z_\infty = 0$  para potenciales de corto alcance,  $Z_\infty \neq 0$  para iones). Cuando  $V(r) = 0$ , además de  $\eta = 0$  es  $\delta_\ell = 0 \forall \ell$  y entonces las funciones de onda del continuo se reducen a las ondas planas

$$\psi(\vec{r}) = (2\pi)^{-3/2} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}). \quad (7)$$



En mecánica cuántica relativista, la ecuación de Schrödinger debe sustituirse por la ecuación de Klein–Gordon si la partícula tiene espín 0 o la ecuación de Dirac si su espín es 1/2. La ecuación de Dirac independiente del tiempo es

$$[c\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + (\beta - 1)Mc^2 + V(r)]\psi(\vec{r}) = \varepsilon \psi(\vec{r}), \quad (8)$$

donde  $\vec{\alpha}$  y  $\beta$  son las matrices de Dirac [5, 7]. Los autovalores y funciones de onda radiales reducidas se “etiquetan” con el número cuántico de momento angular relativista  $\kappa = (\ell - j)(2j + 1)$ , con  $j = \ell \pm \frac{1}{2}$ . En la referencia [8] se describe el aspecto que tienen las funciones de onda radiales reducidas, tanto ligadas como libres, que satisfacen la ecuación de Dirac radial (que reemplaza a la ecuación (4)).

Consideremos ahora el conjunto de los  $N$  electrones (masa  $m_e$ , carga  $-e$ ) de un átomo de número atómico  $Z_2$ . La función de onda atómica es  $\Psi(q_1, \dots, q_N)$ , donde la notación  $q_j$  indica las variables de posición  $\vec{r}_j$  y el espín  $m_{s,j}$  de cada electrón. La función de onda satisface la ecuación de ondas independiente del tiempo

$$\mathcal{H}_A(q_1, \dots, q_N) \Psi(q_1, \dots, q_N) = E \Psi(q_1, \dots, q_N), \quad (9)$$

donde el hamiltoniano atómico  $\mathcal{H}_A$  contiene, además de las energías cinéticas (no relativistas) de los electrones, las energías potenciales electrostáticas atractivas electrón-núcleo y repulsivas electrón-electrón, es decir,

$$\mathcal{H}_A = \sum_{j=1}^N \frac{\vec{p}_j^2}{2m_e} + \sum_{j=1}^N \left( -\frac{Z_2 e^2}{r_j} \right) + \sum_{i < j} \frac{e^2}{r_{ij}}. \quad (10)$$

La ecuación (9) con el hamiltoniano (10) no tiene solución exacta, y es necesario recurrir a aproximaciones que permitan simplificarla. Así, en el modelo de electrones independientes en un campo central se supone que todos los electrones se mueven en un potencial atómico promedio  $V(r)$ , elegido de modo que sea una buena aproximación a los potenciales electrostáticos de la ecuación (10), y entonces

$$\mathcal{H}_A = \sum_{j=1}^N \left[ \frac{\vec{p}_j^2}{2m_e} + V(r_j) \right] \quad (11)$$

o bien, si partimos de una formulación relativista,

$$\mathcal{H}_A = \sum_{j=1}^N [c\vec{\alpha}_j \cdot \vec{p}_j + (\beta_j - 1)m_e c^2 + V(r_j)]. \quad (12)$$

En este contexto, los potenciales autoconsistentes de tipo Hartree–Fock–Slater [5] o Dirac–Hartree–Fock–Slater constituyen un punto de partida razonable. Al

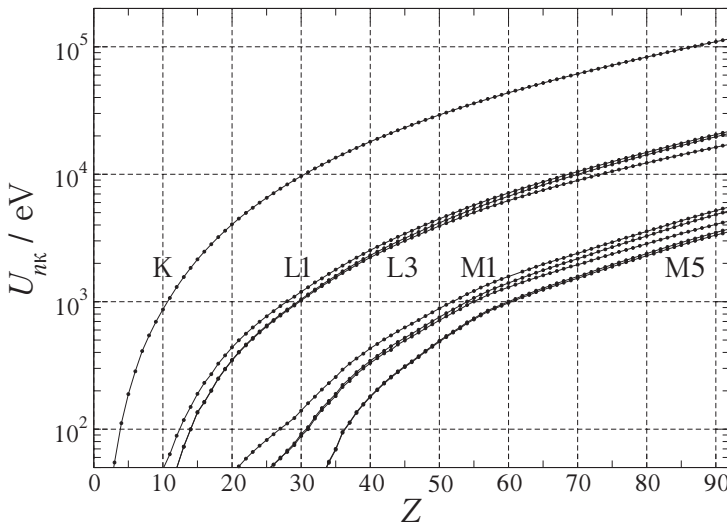
haber reemplazado el hamiltoniano original por otro aproximado pero separable, la función de onda atómica se escribirá como un determinante de Slater construido con  $N$  orbitales de espín monoparticulares  $\psi_j$ ,

$$\Psi(q_1, \dots, q_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \psi_1(q_1) & \dots & \psi_1(q_N) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \psi_N(q_1) & \dots & \psi_N(q_N) \end{vmatrix}, \quad (13)$$

de modo que  $\Psi$  es una función de onda antisimétrica, como corresponde a un sistema de fermiones.

Que las funciones de onda atómicas se expresen como determinantes de Slater simplifica enormemente la evaluación (analítica o numérica) de elementos de matriz. Así en el caso de operadores a un cuerpo  $\mathcal{F} = \sum_{j=1}^N f(\vec{r}_j)$  como los que nos encontraremos más adelante resulta que  $\langle \Psi' | \mathcal{F} | \Psi \rangle$  se reduce a calcular elementos de matriz monoparticulares  $\langle \psi' | f | \psi \rangle$ . En particular  $\langle \Psi' | \mathcal{F} | \Psi \rangle = 0$  si  $\Psi$  y  $\Psi'$  difieren en dos o más orbitales de espín monoparticulares. Además, como  $V(r)$  es un potencial de campo central,  $\psi$  y  $\psi'$  factorizan en una parte radial y una parte angular (véase la ecuación (3) o su análoga relativista [8]). Esta propiedad simplifica a su vez el cálculo de  $\langle \psi' | f | \psi \rangle$ , que se reduce a únicamente integrales radiales.

La figura 1 muestra la energía de ligadura experimental  $U_{nk}$  de las capas K, L1–L3 y M1–M5 de los átomos neutros. Una peculiaridad interesante de los potenciales autoconsistentes tipo Dirac–Hartree–Fock–Slater es que  $|\varepsilon_{nk}| \approx U_{nk}$ .



**Figura 1.** Energías de ionización experimentales de las capas K, L1–L3 y M1–M5 de los átomos neutros [9].

### 1.2.1. Interacción entre un átomo y la radiación incidente

Cuando un átomo se ve sometido a la influencia de la radiación incidente deben incluirse en  $\mathcal{H}$  términos adicionales con las energías de interacción entre el proyectil y los electrones atómicos. La correspondiente ecuación de Schrödinger (o Dirac) es difícil o imposible de resolver exactamente, por lo que hemos de recurrir a métodos aproximados. Con el fin de emplear teoría de perturbaciones, descomponemos el hamiltoniano en dos sumandos,  $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}'$ , siendo la ecuación de Schrödinger con  $\mathcal{H}_0$  resoluble y  $\mathcal{H}'$  la "perturbación"<sup>1</sup>

$$\mathcal{H}_0 = \mathcal{H}_A + \mathcal{H}_F, \quad (14)$$

donde el hamiltoniano del átomo,  $\mathcal{H}_A$ , está dado por las ecuaciones (11) o (12), y

$$\mathcal{H}_F = \sum_{\lambda} \hbar \omega_{\lambda} b_{\lambda}^{\dagger} b_{\lambda} \quad (15)$$

es el hamiltoniano del campo de fotones libres. Cada modo  $\lambda$  corresponde a un vector de ondas  $\vec{k}_{\lambda}$  y un vector (unitario) de polarización  $\hat{\pi}_{\lambda}$ . Los operadores  $b_{\lambda}^{\dagger}$  y  $b_{\lambda}$  actúan sobre los estados  $|\dots, n_{\lambda}, \dots\rangle$  que describen el campo electromagnético libre en la representación de números de ocupación (*espacio de Fock*); se denominan *operadores de creación y aniquilación*, respectivamente, puesto que

$$b_{\lambda}^{\dagger} |\dots, n_{\lambda}, \dots\rangle = \sqrt{n_{\lambda} + 1} |\dots, n_{\lambda} + 1, \dots\rangle, \quad (16)$$

$$b_{\lambda} |\dots, n_{\lambda}, \dots\rangle = \sqrt{n_{\lambda}} |\dots, n_{\lambda} - 1, \dots\rangle. \quad (17)$$

El efecto de  $\mathcal{H}'$  es inducir transiciones entre estados propios del hamiltoniano  $\mathcal{H}_0$ . En el caso de fotones incidentes, el potencial vector asociado es

$$\vec{A}(\vec{r}) \propto \sum_{\lambda} (\vec{A}_{\lambda} b_{\lambda} + \vec{A}_{\lambda}^* b_{\lambda}^{\dagger}), \quad \vec{A}_{\lambda} \propto \hat{\pi}_{\lambda} e^{i\vec{k}_{\lambda} \cdot \vec{r}}. \quad (18)$$

Efectuando el acoplamiento mínimo<sup>2</sup> en la ecuación (11) podemos escribir

$$\mathcal{H}'_{\text{ph}} = \sum_{j=1}^N \frac{e}{m_e c} \vec{A}(\vec{r}_j) \cdot \vec{p}_j + \sum_{j=1}^N \frac{e^2}{2m_e c^2} A^2(\vec{r}_j) \equiv \mathcal{H}'_{\text{ph},1} + \mathcal{H}'_{\text{ph},2}. \quad (19)$$

En el caso relativista hemos de realizar el acoplamiento mínimo en la ecuación (12) y entonces

$$\mathcal{H}'_{\text{ph}} = \sum_{j=1}^N e \vec{\alpha}_j \cdot \vec{A}(\vec{r}_j). \quad (20)$$

<sup>1</sup> Frecuentemente se incluyen en  $\mathcal{H}_0$  aquellos términos que no dependen del proyectil mientras que  $\mathcal{H}'$  contiene las energías de interacción entre el proyectil y los electrones atómicos, pero existen otras maneras de descomponer  $\mathcal{H}$ .

<sup>2</sup> Que consiste en reemplazar  $\vec{p}$  por  $\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}$  y  $\mathcal{H}_A$  por  $\mathcal{H}_A - q\varphi$  (en nuestro caso  $q = -e$  y  $\varphi = 0$ ) [5, 7].

Por otro lado, cuando la radiación incidente es una partícula cargada (carga  $Z_1 e$ , masa  $M$ ) tenemos que la perturbación es

$$\mathcal{H}'_{\text{cp}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0} + \sum_{j=1}^N \left( -\frac{Z_1 e^2}{r_{0j}} \right) \equiv \mathcal{H}'_{\text{cp},1} + \mathcal{H}'_{\text{cp},2}, \quad (21)$$

siendo  $\vec{r}_0$  la posición de la partícula cargada. En esta expresión hemos omitido la *interacción transversal*, un efecto relativista causado por el intercambio de fotones virtuales [8].

La probabilidad de transición por unidad de tiempo de un estado inicial  $|i\rangle$  a otro final  $|f\rangle$  (ambos propios de  $\mathcal{H}_0$ ) está dada por la *regla de oro de Fermi*

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{fi}|^2 \rho(E_f = E_i) \quad (22)$$

con

$$M_{fi} = \langle f | \mathcal{H}' | i \rangle + \sum_n \frac{\langle f | \mathcal{H}' | n \rangle \langle n | \mathcal{H}' | i \rangle}{E_i - E_n} + \dots \equiv M_{fi}^{(1)} + M_{fi}^{(2)} + \dots \quad (23)$$

y donde  $\rho(E_f)$  es la densidad de estados finales. El primer sumando de  $M_{fi}$  es el término de primer orden, el sumatorio sobre estados intermedios  $|n\rangle$  son las contribuciones de segundo orden, etc.

### 1.2.2. Otros modelos más sencillos

En ocasiones es posible entender cualitativamente, e incluso cuantitativamente, ciertos procesos de interacción de la radiación con la materia empleando una descripción clásica de los electrones atómicos. Así, podemos considerar que cada átomo (o molécula) posee  $N = Z_2$  electrones ligados armónicamente a una posición de equilibrio mediante fuerzas recuperadoras lineales. Supondremos que  $f_j$  de estos electrones tienen frecuencias angulares propias  $\omega_j$ , verificándose que  $\sum_j f_j = Z_2$ . En el contexto de la mecánica cuántica esta relación se conoce como *regla de suma de Thomas-Reiche-Kuhn*, y los  $f_j$  se interpretan como intensidades de oscilador [5]. La dinámica de los electrones con frecuencia angular  $\omega_j$  está gobernada por la segunda ley de Newton

$$m_e \ddot{\vec{r}} + m_e \Gamma \dot{\vec{r}} + m_e \omega_j^2 \vec{r} = -e \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (24)$$

donde  $\Gamma$  es un amortiguamiento fenomenológico y  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  es el campo eléctrico externo debido a la radiación incidente (fotón o partícula cargada). Si la amplitud de oscilación es lo bastante pequeña como para que  $\vec{E}$  pueda ser evaluado en la posición de equilibrio del electrón,

$$\vec{r}(t) = -\frac{e}{m_e} \frac{\vec{E}(t)}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega}. \quad (25)$$

En otras situaciones, como por ejemplo en el caso de metales, es útil describir los electrones más débilmente ligados (los de conducción) como si constituyeran un gas de electrones libres y emplear en los cálculos la correspondiente función dieléctrica (compleja)  $\epsilon(k, \omega) = \epsilon_1(k, \omega) + i\epsilon_2(k, \omega)$  dependiente del vector de ondas  $k$  y la frecuencia angular  $\omega$ ; la magnitud relevante en este tipo de formalismos es la *función de pérdida de energía*  $\text{Im}(-1/\epsilon) = \epsilon_2/(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)$ .

Finalmente, cuando la energía de la radiación incidente es muy alta podemos despreciar las energías de ligadura y las distribuciones de velocidades de todos los electrones del blanco, y describirlos como si estuvieran libres y en reposo. Las ecuaciones de conservación de la energía y el momento lineal permiten entonces estimar las energías y direcciones de salida más probables de las partículas tras la colisión binaria.

### 1.3. El concepto de sección eficaz

Consideremos un experimento de dispersión, en el que se hace incidir sobre un blanco una densidad de flujo (tasa de fluencia) de partículas  $\dot{\Phi}$ . Un detector analiza las  $\dot{N}$  partículas que, por unidad de tiempo, han sido desviadas dentro del ángulo sólido  $d\Omega$  del detector (determinado por los ángulos polar  $\theta$  y acimutal  $\phi$ ) y llegan con energía entre  $E'$  y  $E' + dE'$ . La sección eficaz diferencial de este proceso de colisión es entonces

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{1}{\dot{\Phi}} \frac{\dot{N}}{dE' d\Omega}. \quad (26)$$

El último factor está directamente relacionado con la probabilidad de transición por unidad de tiempo dada por la regla de oro de Fermi, ecuación (22). Si integramos respecto del ángulo sólido y las energías obtenemos la sección eficaz total

$$\sigma = \int dE' \int d\Omega \frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega}, \quad (27)$$

que tiene dimensiones de superficie. Podemos interpretar la sección eficaz diferencial como una densidad de probabilidad a partir de la relación

$$p(E', \theta) \equiv \frac{1}{\sigma} 2\pi \sin \theta \frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega}. \quad (28)$$

Obsérvese que la sección eficaz diferencial depende del ángulo de dispersión polar  $\theta$  pero no del ángulo de dispersión acimutal  $\phi$  debido a la simetría cilíndrica del problema.

En un medio condensado (sólido o líquido) la probabilidad de interacción por unidad de longitud se define mediante

$$\lambda^{-1} = \mathcal{N} \sigma, \quad (29)$$

siendo  $\lambda$  el *recorrido libre medio* entre colisiones. El producto  $\mathcal{N} \sigma$  recibe a veces el nombre de sección eficaz macroscópica o, en el caso de fotones, *coeficiente de atenuación lineal*.

Las consideraciones anteriores son directamente generalizables si hay diversos mecanismos de interacción  $i$ . Así tendremos que

$$\sigma_T = \sum_i \sigma_i, \quad \lambda_T^{-1} = \sum_i \lambda_i^{-1}. \quad (30)$$

## 2. Interacción de los fotones con la materia

Los fotones carecen de masa en reposo y carga eléctrica. Por tanto su interacción con el material atravesado no es tan intensa como en el caso de partículas cargadas. Consideraremos la interacción de fotones no polarizados de energía  $E$  con átomos neutros cuyo número atómico denotaremos por  $Z$  en esta sección al no haber posibilidad de confusión. En el intervalo de energías de interés, entre aproximadamente 0,1 keV y 1 GeV, los procesos de colisión dominantes son el efecto fotoeléctrico, la dispersión Rayleigh, el efecto Compton y la creación de pares electrón-positrón. Otros modos de interacción, tales como las reacciones fotonucleares, ocurren con probabilidades mucho menores [10] y son ignorados en numerosas situaciones prácticas.

En lo que sigue  $\kappa$  indicará la energía del fotón en unidades de  $m_e c^2 \approx 511$  keV (la energía en reposo del electrón),

$$\kappa \equiv \frac{E}{m_e c^2}. \quad (31)$$

### 2.1. Efecto fotoeléctrico

En el efecto fotoeléctrico el fotón es absorbido por el átomo blanco y un electrón de la capa atómica  $i$ -ésima es emitido hacia el ángulo sólido  $d\Omega_e$ , caracterizado por el ángulo polar  $\theta_e$ , con energía cinética  $\varepsilon_e = E - U_i$ , siendo  $U_i$  la energía de ionización de dicha capa. El proceso de fotoabsorción sólo es posible si  $E > U_i$ . En consecuencia la sección eficaz de efecto fotoeléctrico presenta marcados bordes de absorción, pues cada vez que  $E$  supera una energía  $U_i$  se "abre" un nuevo canal de absorción.

### 2.1.1. La aproximación de Born (no relativista)

La aproximación de Born (no relativista) considera la perturbación  $\mathcal{H}'_{\text{ph},1}$ , ecuación (19), a primer orden, con la simplificación adicional de reemplazar la función de onda del fotoelectrón por una onda plana. Esta aproximación dará secciones eficaces razonables sólo si  $\varepsilon_e \gg U_i$  de modo que se pueda despreciar la interacción coulombiana del fotoelectrón con el ión residual.

La sección eficaz diferencial de efecto fotoeléctrico del átomo de hidrógeno (y de iones hidrogenoides) en la aproximación de Born puede ser evaluada analíticamente. La expresión que se obtiene en el caso de fotones no polarizados es (véase por ejemplo [5])

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e} = 2^{3/2} \alpha^8 a_0^2 Z^5 \kappa^{-7/2} \frac{\sin^2 \theta_e}{[1 - (v_e/c) \cos \theta_e]^4} \approx 2^{3/2} \alpha^8 a_0^2 Z^5 \kappa^{-7/2} \sin^2 \theta_e, \quad (32)$$

donde  $\alpha \equiv e^2/\hbar c \approx 1/137$  es la constante de estructura fina de Sommerfeld. La proporcionalidad con  $\sin^2 \theta_e$  indica que el fotoelectrón tiende a emitirse perpendicularmente a la dirección del fotón incidente. La sección eficaz total se obtiene integrando la sección eficaz diferencial (32) sobre todas las direcciones de emisión,

$$\sigma(E) = \int_{-1}^1 \frac{d\sigma}{d\Omega_e} 2\pi d(\cos \theta_e) = \frac{2^{9/2}}{3} \alpha^8 a_0^2 Z^5 \kappa^{-7/2}. \quad (33)$$

Esta fórmula resulta ser aplicable no sólo para fotoionización de átomos hidrogenoides, sino que también describe de forma aproximada la ionización de la capa K de átomos o iones por rayos x y  $\gamma$ . Obsérvese que la sección eficaz es proporcional a  $Z^5$  y a  $E^{-7/2}$ , creciendo rápidamente al aumentar el número atómico y disminuir la energía.

Para átomos multielectrónicos, se puede generalizar el tratamiento anterior sobre la base del modelo de electrones independientes en un campo central. Sin embargo los cálculos han de realizarse numéricamente.

### 2.1.2. La aproximación dipolar eléctrica (no relativista)

En la aproximación dipolar eléctrica no relativista, el hamiltoniano de la interacción entre el campo de radiación electromagnética y el átomo es  $\mathcal{H}'_{\text{ph},1}$ , ecuación (19), pero haciendo la exponencial igual a 1 en la expresión del potencial vector, ecuación (18). Con estas simplificaciones, la relación de conmutación de Heisenberg permite reemplazar los valores esperados de los operadores  $\vec{p}_j$  por los de  $\vec{r}_j$ . Empleando teoría de perturbaciones a primer orden,

ecuaciones (22) y (23) con sólo el término  $M_{fi}^{(1)}$ , la sección eficaz de efecto fotoeléctrico se escribe

$$\sigma(E) = 4\pi^2 \alpha E \left| \left\langle \Psi_f \left| \sum_{j=1}^Z \vec{r}_j \right| \Psi_i \right\rangle \right|^2, \quad (34)$$

donde  $\Psi_i$  y  $\Psi_f$  son las funciones de onda atómicas inicial y final, respectivamente. Éstas son aproximadas mediante determinantes de Slater y el operador es a un cuerpo, así que sólo estarán permitidas transiciones que involucren a un único electrón. El elemento de matriz se reduce entonces a  $\langle \psi_f | \vec{r} | \psi_i \rangle$ , siendo  $\psi_i$  y  $\psi_f$  los orbitales de espín monoparticulares inicial y final, respectivamente, del electrón activo (el que efectúa la transición). En principio deberíamos efectuar un desarrollo en ondas parciales del orbital libre  $\psi_f$ . Sin embargo el carácter vectorial del operador  $\vec{r}$  impone la conocida regla de selección  $\ell' = \ell \pm 1$ , de manera que contribuyen a lo sumo dos ondas parciales. Las funciones radiales reducidas inicial,  $P_{n\ell}(r)$ , y final,  $P_{\varepsilon,\ell}(r)$ , del electrón activo se obtienen resolviendo numéricamente la ecuación de Schrödinger radial.

La expresión final para la sección eficaz de efecto fotoeléctrico de la capa activa es ( $N_{n\ell}$  es el número de electrones de dicha capa) [11]

$$\sigma(E) = \frac{4\pi^2 \alpha}{3} N_{n\ell} (\varepsilon_e - \varepsilon_{n\ell}) \left[ \frac{\ell}{2\ell + 1} \mathcal{R}_{\ell-1}^2 + \frac{\ell + 1}{2\ell + 1} \mathcal{R}_{\ell+1}^2 \right] \quad (35)$$

(recordemos que  $E = \varepsilon_e - \varepsilon_{n\ell}$ ), con las integrales radiales dadas por

$$\mathcal{R}_{\ell\pm 1}(\varepsilon_e) \equiv \int_0^\infty P_{\varepsilon,\ell\pm 1}(r) r P_{n\ell}(r) dr. \quad (36)$$

Las funciones de onda radiales reducidas ligadas y libres de los átomos de un electrón admiten expresiones analíticas. Cuando el estado inicial es el  $1s$  la integral radial es

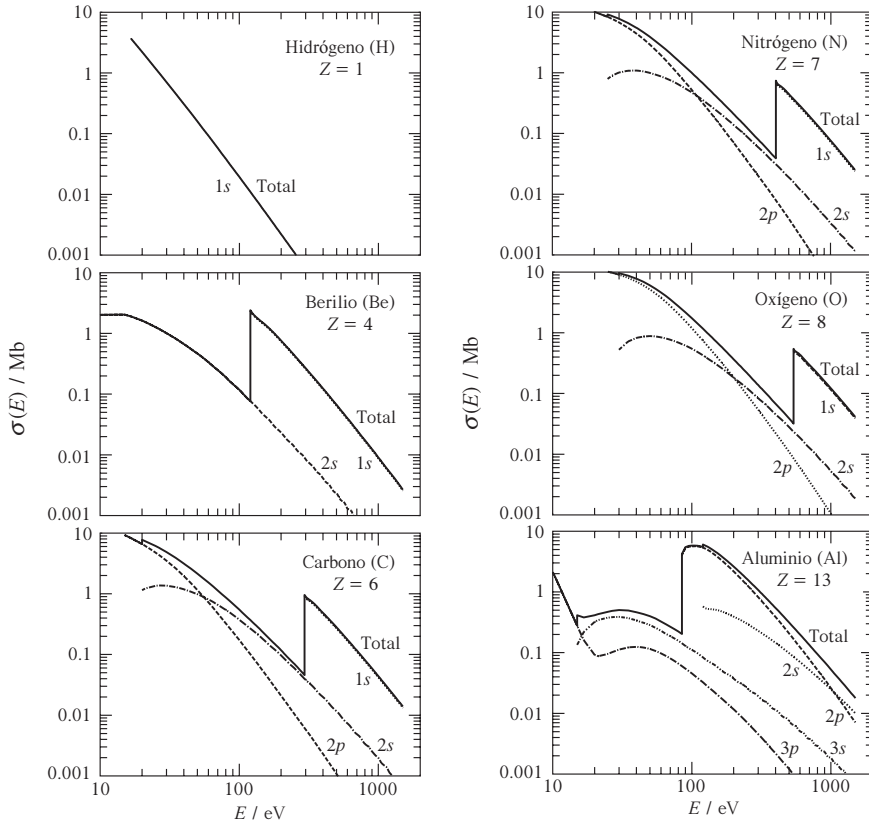
$$\left( \int_0^\infty P_{\varepsilon,1}(r) r P_{10}(r) dr \right)^2 = 2^8 Z^{-4} \frac{a_0^3}{e^2} f(Ze^2/\hbar v_e) \quad (37)$$

con

$$f(\chi) = \left( \frac{\chi^2}{1 + \chi^2} \right)^5 \frac{\exp[-4\chi \arctan(1/\chi)]}{1 - \exp(-2\pi\chi)}. \quad (38)$$

La figura 2 muestra las secciones eficaces de fotoionización, calculadas en la aproximación dipolar eléctrica, de las capas atómicas de diversos átomos ligeros [9].

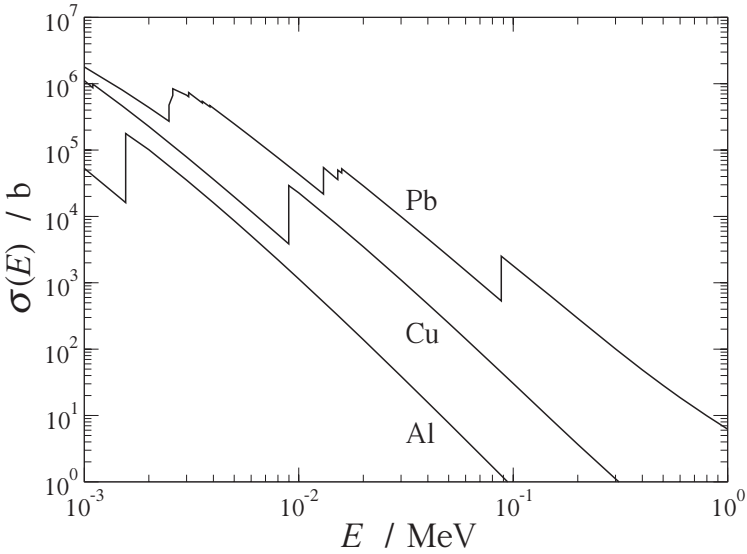




**Figura 2.** Secciones eficaces de efecto fotoeléctrico de las diversas capas de los átomos de H, Be, C, N, O y Al, calculadas en la aproximación dipolar eléctrica. (Figura tomada de la referencia [9].)

### 2.1.3. Cálculos más exactos de la sección eficaz de efecto fotoeléctrico

Hoy en día los cálculos considerados más exactos son los realizados por Scofield, que incluyen todos los multipolos del campo de radiación así como efectos relativistas, lo cual es esencial para átomos pesados. Es decir, se trata  $\mathcal{H}'_{\text{ph}}$  ecuación (20), a primer orden sin introducir simplificaciones adicionales. Estos resultados han sido incorporados a la base de datos EPDL '97 [12] y en el programa XCOM [13]. A modo de ejemplo, la figura 3 presenta las secciones eficaces de efecto fotoeléctrico para Al, Cu y Pb [13].



**Figura 3.** Secciones eficaces de efecto fotoeléctrico para Al, Cu y Pb [13].

## 2.2. Dispersión coherente o Rayleigh

La dispersión coherente o Rayleigh es el proceso por el cual un fotón es dispersado elásticamente por los electrones atómicos ligados, es decir, sin que el átomo blanco sea excitado. En consecuencia  $\Psi_f = \Psi_i$  y las energías de los fotones incidente y dispersado son iguales. Este proceso se denomina coherente porque aparecen efectos de interferencia entre las ondas dispersadas por diferentes partes de la distribución de carga atómica.

### 2.2.1. Dispersión coherente en la aproximación del factor de forma

Este formalismo (esencialmente no relativista) trata el hamiltoniano  $\mathcal{H}'_{ph,2}$ , ecuación (19), de la interacción entre la radiación electromagnética y el átomo como una perturbación a primer orden, mientras que desprecia la contribución de  $\mathcal{H}'_{ph,1}$  a segundo orden. Desarrollando los correspondientes elementos de matriz  $\langle f | \mathcal{H}'_{ph,2} | i \rangle$ , la sección eficaz diferencial (por átomo) para dispersión coherente está dada por

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega} [F(q, Z)]^2, \quad (39)$$

donde

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \quad (40)$$

es la *sección eficaz diferencial de Thomson* para la dispersión por un electrón libre y en reposo (que se obtiene también a partir de argumentos clásicos [14]),  $\theta$  es el ángulo de dispersión polar (i.e. el ángulo entre las direcciones de propagación del fotón antes y después de la interacción),  $r_e \equiv e^2/m_e c^2 \approx 2,818 \times 10^{-13}$  cm es el denominado radio clásico del electrón, y

$$F(q, Z) = \left\langle \Psi_0 \left| \sum_{j=1}^Z \exp(i \vec{q} \cdot \vec{r}_j / \hbar) \right| \Psi_0 \right\rangle \quad (41)$$

es el *factor de forma atómico*. Aquí  $\Psi_0$  denota la función de onda atómica del estado fundamental y la suma recorre los  $Z$  electrones atómicos;  $\vec{q}$  es el vector transferencia de momento, cuyo módulo es

$$q = 2(E/c) \sin(\theta/2). \quad (42)$$

El factor de forma atómico puede ser expresado como la transformada de Fourier de la densidad electrónica  $\rho(\vec{r})$  del átomo la cual, teniendo en cuenta la simetría esférica, se simplifica a

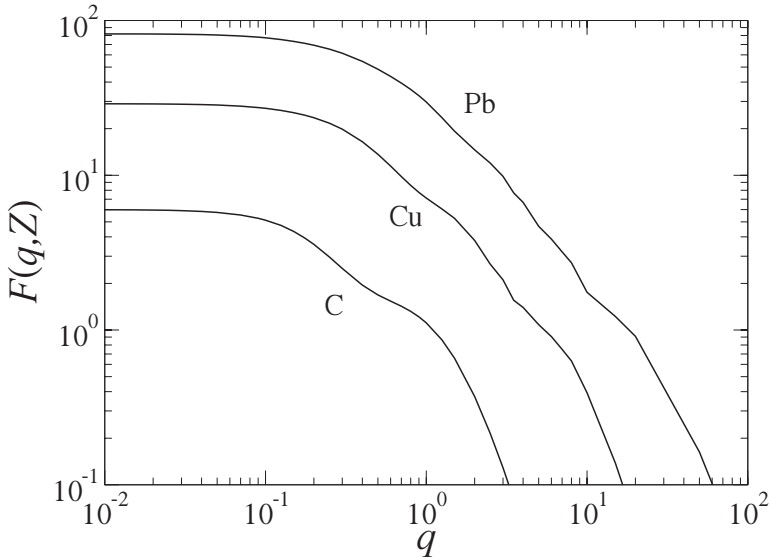
$$F(q, Z) = \int_0^\infty \rho(r) \frac{\sin(qr/\hbar)}{qr/\hbar} 4\pi r^2 dr. \quad (43)$$

$F(q, Z)$  es una función monótona decreciente en  $q$  que varía desde  $F(0, Z) = Z$  a  $F(\infty, Z) = 0$ , por lo que la presencia de  $F^2$  en la sección eficaz diferencial, ecuación (39), favorece la dispersión Rayleigh hacia ángulos pequeños.

En el caso del átomo de hidrógeno no relativista el factor de forma atómico se puede evaluar analíticamente [5],

$$F_H(q, Z) = \left[ 1 + \left( \frac{qa_0/\hbar}{2Z} \right)^2 \right]^{-2}, \quad (44)$$

expresión que se conoce como *fórmula de Pirene*. Por el contrario, los factores de forma de átomos con más de un electrón han de ser calculados numéricamente. Suelen estar disponibles en forma de extensas tablas como las de Hubbell y colaboradores [15], obtenidas a partir de densidades atómicas autoconsistentes para  $Z = 2-100$ . También existen aproximaciones analíticas propuestas por diversos autores, como por ejemplo la referencia [16]. En la figura 4 se muestran los factores de forma correspondientes a los átomos de C, Cu y Pb [15].



**Figura 4.** Factores de forma atómicos de C, Cu y Pb [15].

La sección eficaz total (por átomo) de dispersión Rayleigh es

$$\sigma(E) = \pi r_e^2 \int_{-1}^1 (1 + \cos^2 \theta) [F(q, Z)]^2 d(\cos \theta). \quad (45)$$

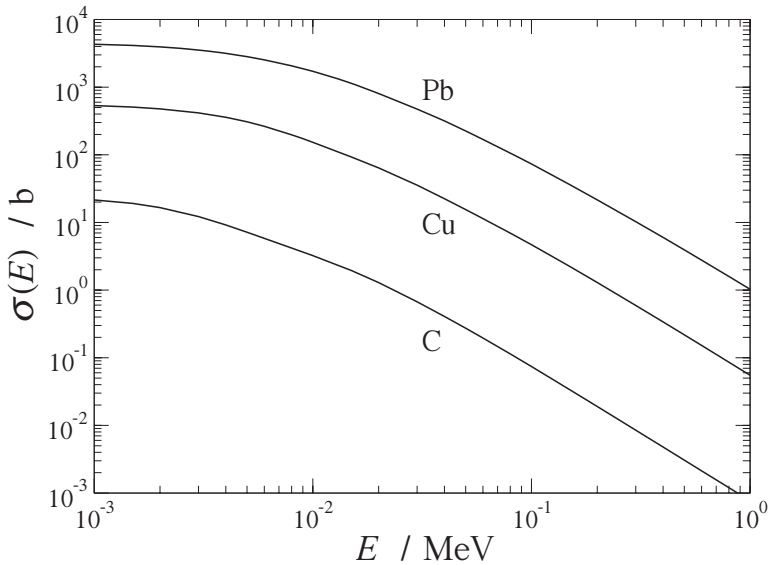
Para energías bajas, el factor de forma en el subintegrando no difiere demasiado de  $F(0, Z) = Z$  y la dispersión coherente se reduce a la *dispersión Thomson*. Por consiguiente

$$\sigma \simeq \frac{8}{3} \pi r_e^2 Z^2. \quad (46)$$

En cambio, en el límite de alta energía es

$$\sigma \propto E^{-2}. \quad (47)$$

Estos comportamientos asintóticos se ven claramente en la figura 5, donde se han representado las secciones eficaces totales Rayleigh de C, Cu y Pb [13].



**Figura 5.** Secciones eficaces Rayleigh de C, Cu y Pb [13].

### 2.2.2. Dispersión coherente anómala

En realidad la expresión (39) es adecuada sólo para fotones con  $E \gg U_K$ , siendo  $U_K$  la energía de ligadura de la capa K. El comportamiento predicho por la ecuación (46) se ve alterado sustancialmente cuando se introducen los factores (reales) de dispersión "anómala"  $f'$  y  $f''$ , cuyo origen está en el hamiltoniano  $\mathcal{H}'_{ph}$ , ecuación (20), tratado a segundo orden (*método de la matriz S de dispersión*). La sección eficaz diferencial adopta ahora la forma

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega} |F(q, Z) + f'(E, Z) + if''(E, Z)|^2. \quad (48)$$

La correspondiente sección eficaz total presenta cerca de los bordes de absorción una marcada reducción respecto de la sección eficaz predicha por la ecuación (45) [17, 18]. Afortunadamente cuando aparecen estos efectos de dispersión anómala la dispersión coherente es mucho menos probable que la absorción fotoeléctrica. La aproximación del factor de forma, ecuación (39), es por tanto suficiente para muchos propósitos.

### 2.3. Dispersión incoherente o Compton

En la dispersión incoherente de fotones (efecto Compton), un fotón de energía  $E = \kappa m_e c^2$  interacciona inelásticamente con un electrón atómico que lo absorbe y reemite un fotón secundario con energía  $E' \equiv \tau E < E$  en la dirección

$\theta$  relativa a la dirección del fotón incidente. Tras la colisión, el electrón retrocede con una energía cinética  $\varepsilon_e$  en la dirección  $\theta_e$ . Si el electrón blanco está inicialmente libre y en reposo es  $\varepsilon_e = (1 - \tau)E$ . La conservación de energía y momento lineal conduce a las relaciones

$$\cos \theta = \frac{1}{\kappa} \left( \kappa + 1 - \frac{1}{\tau} \right) \quad (49)$$

y

$$\cos \theta = (\kappa + 1) \left( \frac{1 - \tau}{\kappa [2 + \kappa(1 - \tau)]} \right)^{1/2}. \quad (50)$$

De la ecuación (49) se sigue que

$$\tau = \frac{1}{1 + \kappa(1 - \cos \theta)}, \quad (51)$$

es decir,

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \equiv E_C. \quad (52)$$

Los valores mínimo y máximo de  $\tau$  son

$$\tau_{\min} = \frac{1}{1 + 2\kappa} \quad \text{y} \quad \tau_{\max} = 1, \quad (53)$$

que corresponden a dispersión hacia atrás ( $\theta = \pi$ ) y hacia adelante ( $\theta = 0$ ), respectivamente.

### 2.3.1. La fórmula de Klein–Nishina

Si suponemos que los electrones del blanco están libres y en reposo, la sección eficaz diferencial angular (por electrón) para fotones no polarizados viene dada por la fórmula de Klein–Nishina

$$\frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{E_C}{E} \right)^2 \left( \frac{E_C}{E} + \frac{E}{E_C} - \sin^2 \theta \right) \quad (54)$$

$$= \frac{r_e^2}{2} [1 + \kappa(1 - \cos \theta)]^{-2} \left[ 1 + \cos^2 \theta + \frac{\kappa^2 (1 - \cos \theta)^2}{1 + \kappa(1 - \cos \theta)} \right]. \quad (55)$$

En el límite de bajas energías,  $\kappa \rightarrow 0$ ,  $d\sigma_{\text{KN}}/d\Omega$  se reduce a la fórmula de Thomson dada por la ecuación (40).

A menudo es más conveniente expresar la sección eficaz de Klein–Nishina en términos de  $\tau$ , la fracción de energía del fotón secundario,

$$\frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} \frac{2\pi d(\cos\theta)}{d\tau} = \frac{\pi r_e^2}{\kappa^3} \left( \frac{1}{\tau^2} + \frac{\kappa^2 - 2\kappa - 2}{\tau} + (2\kappa + 1) + \kappa^2 \tau \right). \quad (56)$$

La correspondiente sección eficaz total (por electrón) de Klein–Nishina es

$$\sigma_{\text{KN}} = \int_{\tau_{\text{min}}}^{\tau_{\text{max}}} \frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\tau} d\tau = \pi r_e^2 \left[ \frac{4}{\kappa^2} + \frac{\kappa^2 - 2\kappa - 2}{\kappa^3} \ln(1 + 2\kappa) + \frac{2(\kappa + 1)}{(1 + 2\kappa)^2} \right]. \quad (57)$$

### 2.3.2. La aproximación de Waller–Hartree

En la aproximación de Waller–Hartree se incluyen los efectos de ligadura de los electrones atómicos. En este formalismo, la sección eficaz Compton (por átomo) se obtiene a partir de

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\tau} S(q, Z), \quad (58)$$

donde  $S(q, Z)$  es la *función de dispersión incoherente* del átomo blanco [15] y

$$q^2 = (E^2 + E'^2 - 2EE' \cos\theta)/c^2 = (m_e c)^2 \kappa [2 + \kappa - 2\tau(1 + \kappa) + \tau^2 \kappa] \quad (59)$$

es el cuadrado del módulo de la transferencia de momento al electrón.

La función de dispersión incoherente se calcula a partir de la función de onda atómica del estado fundamental  $\Psi_0$  mediante

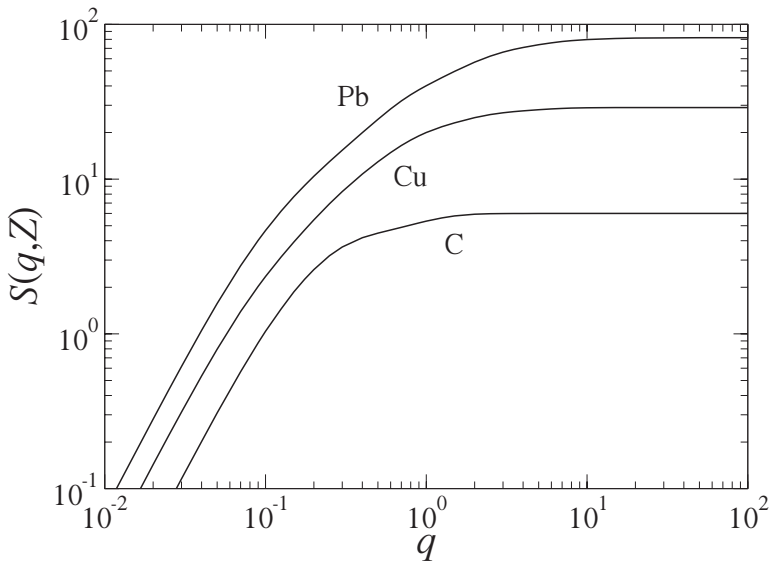
$$S(q, Z) = \left\langle \Psi_0 \left| \sum_{i=1}^Z \sum_{j=1}^Z \exp(i\vec{q} \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j)/\hbar) \right| \Psi_0 \right\rangle - [F(q, Z)]^2. \quad (60)$$

De aquí se sigue que  $S(q, Z)$  es una función monótona creciente de  $q$  que toma valores desde  $S(0, Z) = 0$  hasta  $S(\infty, Z) = Z$ . Vemos entonces que la función de dispersión incoherente inhibe las colisiones “blandas”, i.e. aquellas en las que la transferencia de momento  $q$  es pequeña, reduciendo la sección eficaz diferencial; de hecho  $d\sigma/d\tau$  se anula para  $\tau = 1$ , pues  $q^2(\tau = 1) = 0$ .

En el caso del átomo de hidrógeno, la función de dispersión incoherente admite una expresión analítica ya que, como  $i = j = 1$ ,

$$S_{\text{H}}(q, Z) = 1 - [F_{\text{H}}(q, Z)]^2. \quad (61)$$

De nuevo es necesario recurrir al cálculo numérico para evaluar las funciones  $S(q,Z)$  de átomos multielectrónicos. Hubbell y colaboradores [15] compilaron tablas de  $S(q,Z)$  para todos los elementos desde  $Z = 1$  a 100 a partir de funciones de onda atómicas autoconsistentes de tipo Hartree–Fock. En situaciones prácticas puede convenir el empleo de funciones de dispersión incoherente aproximadas pero expresadas en forma analítica, tales como las de la referencia [16], en vez de extensas tablas poco manejables. En la figura 6 se muestran las funciones de dispersión incoherente correspondientes a los átomos de C, Cu y Pb [15].



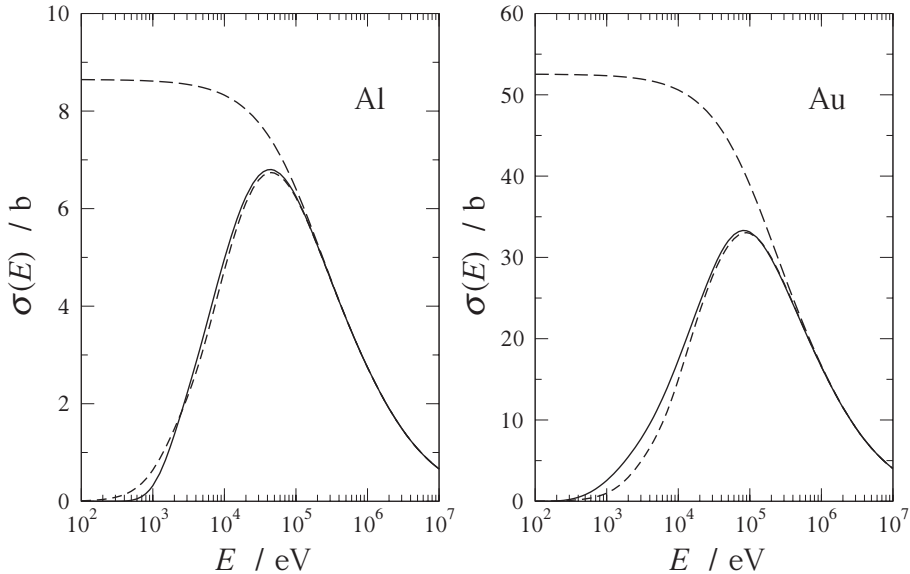
**Figura 6.** Funciones de dispersión incoherente de C, Cu y Pb [15].

La sección eficaz total incoherente (por átomo) es

$$\sigma(E) = \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\tau} S(q,Z) d\tau. \quad (62)$$

El comportamiento de  $\sigma$  en función de la energía del fotón puede observarse en la figura 7 para dos especies atómicas, Al y Au. La sección eficaz total tiende a cero para fotones de bajas energías, mientras que la sección eficaz total obtenida a partir de la fórmula de Klein–Nishina,  $Z\sigma_{\text{KN}}$ , permanece finita en  $E = 0$ . La diferencia entre secciones eficaces totales obtenidas de la ecuación (62) y de la fórmula de Klein–Nishina aumenta cuando la energía del fotón disminuye y es apreciable para energías menores que  $\sim 100$  keV [15].





**Figura 7.** Secciones eficaces Compton de Al y Au. Las curvas a trazos largos y cortos son las predicciones de Klein–Nishina y Waller–Hartree, respectivamente. Las curvas continuas corresponden a la aproximación de impulso relativista.

### 2.3.3. Cálculos más exactos de la dispersión Compton

Existen modelos teóricos más elaborados para describir la dispersión incoherente de fotones teniendo en cuenta que el electrón activo está ligado y en movimiento antes de la colisión. Cabe mencionar la *aproximación de impulso* y el *método de la matriz S de dispersión* [19]. La aproximación de impulso sólo considera  $\mathcal{H}'_{\text{ph},2}$  a primer orden, mientras que el método de la matriz S de dispersión trata  $\mathcal{H}'_{\text{ph}}$  a segundo orden. Desafortunadamente, la dificultad de realizar los cálculos numéricos hace que aún no existan tabulaciones completas basadas en estos formalismos.

## 2.4. Creación de pares

En la *creación de pares* el fotón desaparece y su energía es invertida en crear un electrón y su antipartícula, el positrón. Si indicamos las energías cinéticas de estas dos partículas cargadas como  $E_{\pm}$ , la conservación de la energía exige que sea  $E = E_{-} + E_{+} + 2m_e c^2$ . Vemos que la creación de pares sólo será posible si  $E > 2m_e c^2 \approx 1,022 \text{ MeV}$ . Por otra parte, la conservación de la cantidad de movimiento obliga a que el proceso tenga lugar cerca de una

partícula cargada masiva que absorba una pequeña cantidad de movimiento y una fracción despreciable de energía. Esa partícula masiva podrá ser tanto un núcleo como alguno de los electrones atómicos. En este último caso, que sólo puede suceder si  $E > 4m_e c^2$ , el proceso se denomina *creación de tripletes*, pues el electrón que absorbe la cantidad de movimiento es arrancado del átomo.

El cálculo de las secciones eficaces del proceso de creación de pares es complicado, pues se debe recurrir a la electrodinámica cuántica. Empleando este formalismo, y suponiendo que las partículas cargadas emergentes son lo bastante rápidas como para poder ser descritas mediante ondas planas (aproximación de Born), Bethe y Heitler obtuvieron una expresión para la sección eficaz diferencial en la energía cinética del electrón creado,

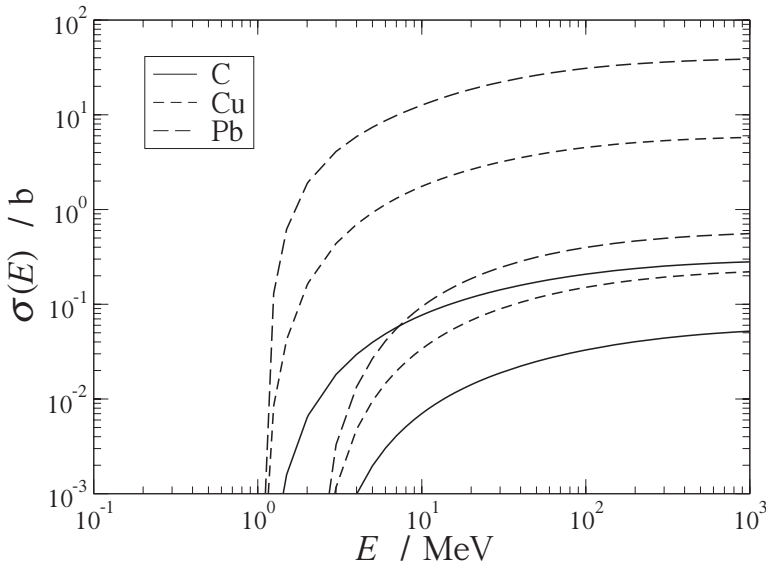
$$\frac{d\sigma_{\text{BH}}}{dE_-} = Z(Z + 1) f(Z, E; E_-), \quad (63)$$

que se conoce como *fórmula de Bethe–Heitler*. No interesa aquí dar los detalles de la función  $f(Z, E; E_-)$ , que depende a su vez del factor de forma atómico. En cambio vale la pena destacar que, como habíamos anticipado, aparecen dos contribuciones, una proporcional a  $Z^2$  que da cuenta de la creación de pares en el campo del núcleo y otra proporcional a  $Z$  que se debe a la contribución de los  $Z$  electrones atómicos al proceso (creación de tripletes).

El ángulo polar promedio de emisión del electrón y del positrón está dado por

$$\langle \theta_{\pm} \rangle \approx \left( 1 + \frac{E}{m_e c^2} \right)^{-1}. \quad (64)$$

La sección eficaz total de creación de pares se obtiene al integrar  $d\sigma_{\text{BH}} / dE_-$  respecto de  $E_-$ . En la figura 8 podemos observar cómo varían las secciones eficaces de creación de pares y tripletes en C, Cu y Pb con la energía del fotón [13].



**Figura 8.** Secciones eficaces de creación de pares y tripletes en C, Cu y Pb [13].

## 2.5. Reacciones fotonucleares

Cuando el fotón tiene una energía superior a algunos MeV aparece la posibilidad de que interactúe directamente con el núcleo atómico. Las reacciones fotonucleares más probables son las de tipo  $(\gamma, n)$ , en las que el fotón arranca un neutrón, que es liberado. Por supuesto las correspondientes secciones eficaces dependen fuertemente de la energía, así como del nucleido en cuestión (es decir, de  $Z$  y  $A$ ).

## 2.6. Coeficientes de atenuación

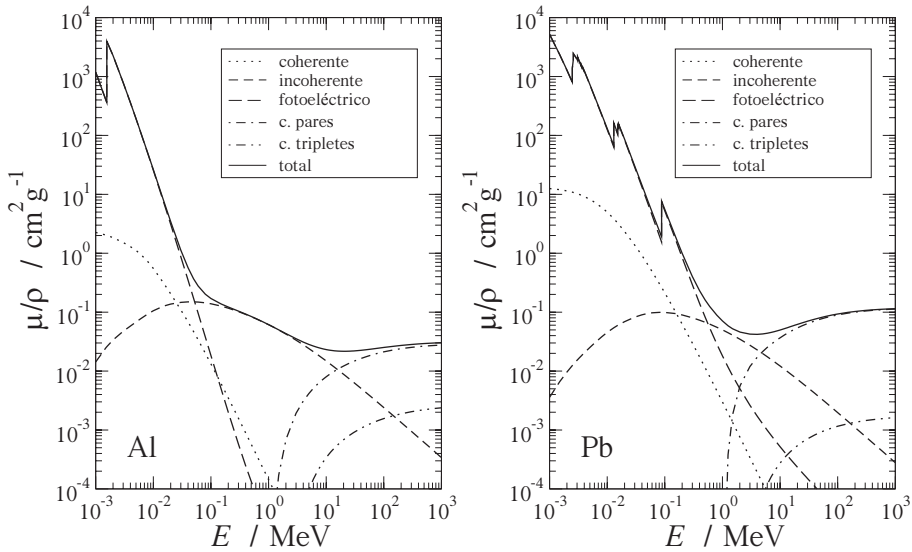
Para cada modo de interacción  $i$  (= 'fotoeléctrico', 'Rayleigh', 'Compton', 'creación de pares', 'creación de tripletes'), se define el coeficiente de atenuación (lineal)

$$\mu_i = N \sigma_i \quad (65)$$

donde  $N$  es el número de átomos o moléculas por unidad de volumen. Como  $N$  es proporcional a la densidad  $\rho$ , resulta más conveniente definir los coeficientes de atenuación másicos parciales  $\mu_i/\rho$ , y el coeficiente de atenuación másico total

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A_w} \sum_i \sigma_i. \quad (66)$$

Las dos tabulaciones de coeficientes de atenuación másicos más empleadas son la base de datos EPDL '97, de Cullen y coautores [12], y la del NIST, de Berger y Hubbell [13]. Esta última cubre energías de fotones superiores a 1 keV y se puede generar mediante el programa XCOM [13]. Nótese que, convencionalmente, las tabulaciones de coeficientes de atenuación másicos no incluyen la contribución debida a reacciones fotonucleares. A modo de ejemplo, en la figura 9 podemos ver los coeficientes de atenuación másicos de Al y Pb generados con XCOM [13].



**Figura 9.** Coeficientes de atenuación másicos de Al y Pb, obtenidos con el programa XCOM [13].

### 2.6.1. Coeficientes de atenuación másicos de compuestos o mezclas

Cuando el medio por el que se propagan los fotones es un compuesto o una mezcla, el coeficiente de atenuación másico es

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_j w_j \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_j, \quad (67)$$

indicando  $w_j$  la fracción en peso del elemento  $j$ -ésimo. Obsérvese que en esta expresión se ignoran los efectos de agregación, ya sean moleculares o de materia condensada.

### 3. Interacción de las partículas cargadas con la materia

El objetivo de esta sección es revisar los procesos de interacción que experimentan las partículas cargadas (carga  $Z_1 e$ , masa  $M$ ) al atravesar un medio material de número atómico  $Z_2$ . Indicaremos por  $\vec{v}$ ,  $\vec{p}$  y  $E$  la velocidad, momento lineal y energía cinética antes de la colisión, mientras que  $\vec{v}'$ ,  $\vec{p}'$  y  $E'$  serán las correspondientes cantidades después de la misma. Definimos las transferencias de momento lineal y energía en la colisión como  $\vec{q} \equiv \vec{p} - \vec{p}'$  y  $W \equiv E - E'$ , respectivamente.

Conviene recordar que, cuando se trata de partículas relativistas, se define  $\beta = v/c$  y  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . El momento lineal y la energía cinética se expresan entonces como  $p = \gamma M \beta c$  y  $E = (\gamma - 1) M c^2$ . Es imprescindible emplear la cinemática relativista cuando  $\beta \gtrsim 0.1$ , lo cual sucede para electrones y positrones con  $E \gtrsim 5$  keV y para partículas cargadas pesadas con  $E/M \gtrsim 10$  MeV/u.

Veremos que son posibles colisiones tanto elásticas como inelásticas y la emisión de radiación de frenado. La masa de las partículas cargadas determina la importancia de cada uno de estos modos de interacción. De hecho las partículas cargadas pesadas ( $M \gg m_e$ ) apenas sufren cambios de dirección y viajan esencialmente en línea recta.

#### 3.1. Dispersión elástica de electrones y positrones

Las partículas cargadas pueden interaccionar elásticamente con los átomos del material, cambiando de dirección pero sin perder energía, i.e.  $E' = E$  y  $\Psi_f = \Psi_i$ .

##### 3.1.1. La sección eficaz diferencial de Rutherford

Consideremos un electrón o positrón que modifica su dirección de vuelo al interaccionar elásticamente con el potencial de Coulomb producido por el núcleo del átomo blanco. El correspondiente hamiltoniano es  $\mathcal{H}'_{cp,1'}$  ecuación (21). Es un hecho notable que para este hamiltoniano los cálculos no relativistas clásico y cuántico (tanto exacto como en la aproximación de Born) de la correspondiente sección eficaz diferencial conducen a la misma expresión [20],

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{(2m_e Z_1 Z_2 e^2)^2}{q^4} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_e v^2} \right)^2 \frac{1}{(1 - \cos\theta)^2}, \quad (68)$$

conocida como *fórmula de Rutherford*; la versión relativista es

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_R}{d\Omega} &= \frac{(2m_e \gamma Z_1 Z_2 e^2)^2}{q^4} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\beta^2 \gamma m_e v^2} \right)^2 \frac{1}{(1 - \cos \theta)^2} \\ &= \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{(p\beta c)^2} \frac{1}{(1 - \cos \theta)^2}. \end{aligned} \quad (69)$$

La divergencia de la sección eficaz diferencial de Rutherford en  $\theta = 0$  es una consecuencia directa de no haber tenido en cuenta el apantallamiento del potencial de Coulomb por los electrones atómicos, i.e. a haber despreciado  $\mathcal{H}'_{cp,2}$ .

### 3.1.2. La fórmula de Rutherford apantallada

Una manera sencilla de evitar los problemas de la fórmula de Rutherford consiste en partir del potencial de Wentzel

$$\mathcal{H}'_{cp} \approx V_W(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \exp(-r/R). \quad (70)$$

El factor exponencial reproduce, al menos cualitativamente, los efectos de apantallamiento de la carga nuclear por los electrones atómicos. La distancia de apantallamiento  $R$  puede ser estimada con ayuda del modelo atómico de Thomas-Fermi [5], que da

$$R \simeq 0.885 Z_2^{-1/3} a_0. \quad (71)$$

La sección eficaz diferencial se obtiene empleando la primera aproximación de Born,

$$\frac{d\sigma_{SR}}{d\Omega} = \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{(p\beta c)^2} \frac{1}{(2A + 1 - \cos \theta)^2}, \quad (72)$$

que es la *fórmula de Rutherford apantallada*. El parámetro de apantallamiento (adimensional)  $A$  está dado por

$$A \equiv \frac{1}{4} (\hbar/p)^2 R^{-2}. \quad (73)$$

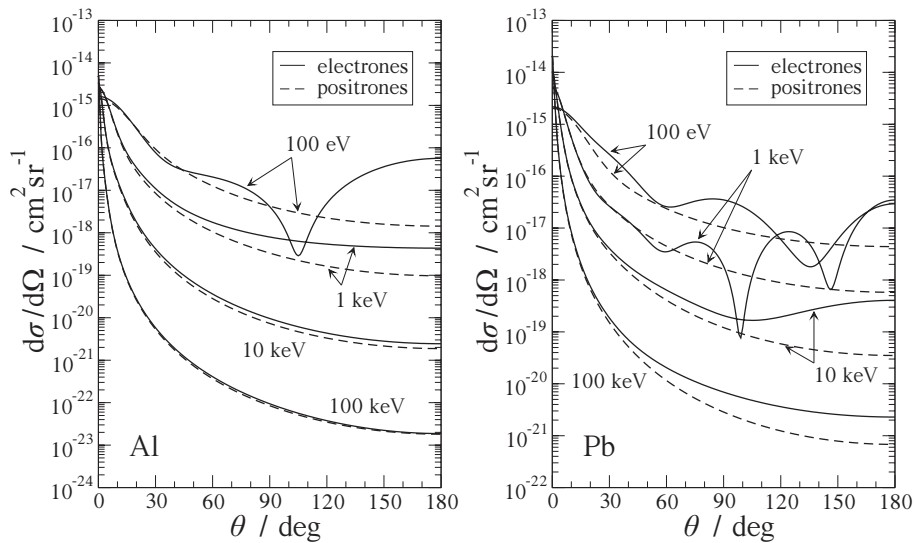
La correspondiente sección eficaz total es

$$\sigma_{SR} = \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{(p\beta c)^2} \frac{\pi}{A(1 + A)}. \quad (74)$$

### 3.1.3. Métodos de ondas parciales

En el caso de energías bajas y números atómicos altos es necesario recurrir a formalismos más sofisticados para obtener las secciones eficaces elásticas. En particular, los métodos basados en los desarrollos en ondas parciales [5] proporcionan una descripción correcta de estos procesos para energías superiores a unos 100 eV, ya que están en buen acuerdo con las medidas experimentales disponibles. Además dan cuenta de las diferencias en la dispersión de electrones y positrones, que según la fórmula de Rutherford no deberían existir.

Recientemente, ICRU ha revisado a fondo los modelos de dispersión elástica de electrones y positrones y ha elaborado una tabulación basada en el método de ondas parciales relativista [21]. En la figura 10 se muestran, a modo de ejemplo, las secciones eficaces diferenciales de Al y Pb para electrones y positrones de varias energías, tomadas de la base de datos del informe 77 de ICRU [21].



**Figura 10.** Secciones eficaces diferenciales para la dispersión elástica de electrones y positrones por átomos de Al y Pb [21].

### 3.2. Colisiones inelásticas

En estas colisiones la partícula cargada incidente experimenta una reducción de su energía, que se invierte en excitar o ionizar el átomo blanco ( $\Psi_f \neq \Psi_i$ ). Normalmente un único electrón, al que se denomina *electrón activo*, efectúa una transición desde un orbital ligado  $i$  a otro  $f$ , que puede ser ligado (excitación) o libre (ionización). Por supuesto sólo se podrá ionizar la capa atómica  $i$ -ésima si  $E > U_i$ ; el electrón secundario (rayo  $\delta$ ) se emite con una energía cinética  $\varepsilon_e = W - U_i$ .

#### 3.2.1. Las fórmulas de Rutherford, Møller y Bhabha

Una manera simple de abordar el problema consiste en suponer que los  $Z_2$  electrones del átomo blanco están libres y en reposo, de modo que  $W \approx \varepsilon_e$ . La conservación de la cantidad de movimiento y de la energía imponen que la pérdida de energía  $W$  del proyectil (no relativista) sea inferior a

$$W_{\max} = \frac{2m_e v^2}{\left(1 + \frac{m_e}{M}\right)^2}. \quad (75)$$

En esta aproximación, la sección eficaz diferencial (por electrón) en la transferencia de energía  $W$  está dada por la *fórmula de Rutherford* (no relativista)

$$\frac{d\sigma_R}{dW} = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \frac{1}{W^2} \quad (76)$$

con  $W \leq W_{\max}$ . Merece la pena destacar que  $d\sigma_R/dW$  depende de la carga y velocidad del proyectil, pero no de su masa.

Si la partícula cargada es un electrón, la fórmula de Rutherford no es correcta, pues no tiene en cuenta el carácter indistinguible de los electrones incidente y blanco. Debe emplearse en su lugar la *fórmula de Møller* (relativista)

$$\frac{d\sigma_M}{dW} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2 \beta^2} \frac{1}{W^2} \left[ 1 - \frac{W}{E - W} + \left(\frac{W}{E - W}\right)^2 + \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma}\right)^2 \left(\frac{W}{E - W} + \frac{W^2}{E^2}\right) \right] \quad (77)$$

y limitar las pérdidas de energía a  $W \leq W_{\max} = E/2$ , pues por convenio se considera que después de la colisión el electrón más energético es el primario.

Cuando la partícula incidente es un positrón, la expresión relativista correcta para la sección eficaz diferencial (por electrón) es la *fórmula de Bhabha*

$$\frac{d\sigma_B}{dW} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2 \beta^2} \frac{1}{W^2} \left[ 1 - b_1 \frac{W}{E} + b_2 \left(\frac{W}{E}\right)^2 - b_3 \left(\frac{W}{E}\right)^3 + b_4 \left(\frac{W}{E}\right)^4 \right] \quad (78)$$



con  $W \leq W_{\max} = E$  y

$$b_1 = \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \frac{2(\gamma + 1)^2 - 1}{\gamma^2 - 1}, \quad (79)$$

$$b_2 = \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \frac{3(\gamma + 1)^2 + 1}{(\gamma + 1)^2}, \quad (80)$$

$$b_3 = \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \frac{2\gamma(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2}, \quad (81)$$

$$b_4 = \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \frac{(\gamma - 1)^2}{(\gamma + 1)^2}. \quad (82)$$

El factor  $1/W^2$  presente en todas estas fórmulas indica que predominarán las colisiones con pequeñas pérdidas de energía. Sin embargo la divergencia en  $W = 0$  no se debe producir, pues los electrones atómicos no están libres sino ligados.

### 3.2.2. La aproximación de Born con ondas planas (no relativista)

Un modelo más realista, que tiene en cuenta los efectos de ligadura y movimiento de los electrones atómicos (y por tanto evita la divergencia de las fórmulas de Rutherford, Møller y Bhabha en  $W = 0$ ), está basado en la *aproximación de Born con ondas planas* [22]. Este formalismo trata la perturbación  $\mathcal{H}'_{\text{cp}}$  ecuación (21), a primer orden<sup>3</sup> y proporciona una expresión para la sección eficaz doblemente diferencial de ionización del orbital atómico  $i$ -ésimo,  $d^2\sigma_i/d\Omega dW$ . tomando ondas planas como funciones de onda no perturbadas del proyectil. En concreto, en el caso no relativista [5]

$$\frac{d^2\sigma_i}{dQ dW} = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \frac{1}{WQ} \frac{df_i(Q, W)}{dW}, \quad (83)$$

donde en vez del ángulo polar de dispersión  $\theta$  del proyectil (o el ángulo sólido) es más conveniente utilizar la variable

$$Q \equiv \frac{q^2}{2m_e} = \frac{M}{m_e} (2E - W - 2\sqrt{E(E - W)} \cos \theta). \quad (84)$$

Los primeros factores de la ecuación (83) son puramente cinemáticos, mientras que el último describe la respuesta del átomo blanco a la perturbación causada por el proyectil incidente. Este último factor se conoce como *intensidad de os-*

<sup>3</sup> Como la colisión es inelástica sólo hay que calcular  $\langle f | \mathcal{H}'_{\text{cp},2} | i \rangle$  pues  $\langle f | \mathcal{H}'_{\text{cp},1} | i \rangle = 0$  por ortogonalidad de los estados inicial y final.

*cilador generalizada*, y se calcula a partir de las funciones de onda inicial y final del átomo ionizado,

$$\frac{df_i(Q, W)}{dW} \equiv \frac{W}{Q} \left| \left\langle \Psi_f \left| \sum_{j=1}^{Z_0} \exp(i \vec{q} \cdot \vec{r}_j / \hbar) \right| \Psi_i \right\rangle \right|^2. \quad (85)$$

Expresando las funciones de onda atómicas  $\Psi_i$  y  $\Psi_f$  como determinantes de Slater que difieren únicamente en el orbital de espín monoparticular del electrón activo, el elemento de matriz se reduce a  $\langle \psi_f | \exp(i \vec{q} \cdot \vec{r} / \hbar) | \psi_i \rangle$ . La intensidad de oscilador generalizada del orbital  $1s$  del átomo de H admite una expresión analítica [5], pero la de los orbitales de átomos multielectrónicos ha de calcularse numéricamente tras efectuar un desarrollo en ondas parciales de la función de onda  $\psi_f$  del orbital libre.

La sección eficaz diferencial en la transferencia de energía  $W$  se obtiene integrando la ecuación (83) respecto de  $Q$ ,

$$\frac{d\sigma_i}{dW} = \int_{Q_-}^{Q_+} \frac{d^2\sigma_i}{dQ dW} dQ, \quad (86)$$

donde  $Q_{\pm} \equiv Q(\cos \theta = \mp 1)$ . Las predicciones de la fórmula de Rutherford, ecuación (76), están en buen acuerdo con los resultados que se obtienen de la ecuación (86) sólo para  $U_i \ll W < W_{\max}$ , es decir, cuando la transferencia de energía es tan grande que los efectos de ligadura y movimiento pasan a ser irrelevantes. Además  $d\sigma_i/dW = 0$  para  $W < U_i$ , lo que elimina la divergencia de la fórmula de Rutherford en  $W = 0$ .

En el límite  $Q \rightarrow 0$  la intensidad de oscilador generalizada es proporcional a la sección eficaz de efecto fotoeléctrico calculada en la aproximación dipolar eléctrica. En cambio para valores grandes de  $W$  y  $Q$  los  $N_i$  electrones del orbital activo se comportan como si estuvieran libres y en reposo, y entonces

$$\frac{df_i(Q, W)}{dW} \approx N_i \delta(W - Q). \quad (87)$$

Es interesante constatar que si empleamos esta aproximación e integramos la ecuación (83) respecto de los valores cinemáticamente permitidos de  $Q$  se recupera la fórmula de Rutherford, ecuación (76).

Finalmente, la sección eficaz inelástica total para la ionización de la capa atómica considerada es

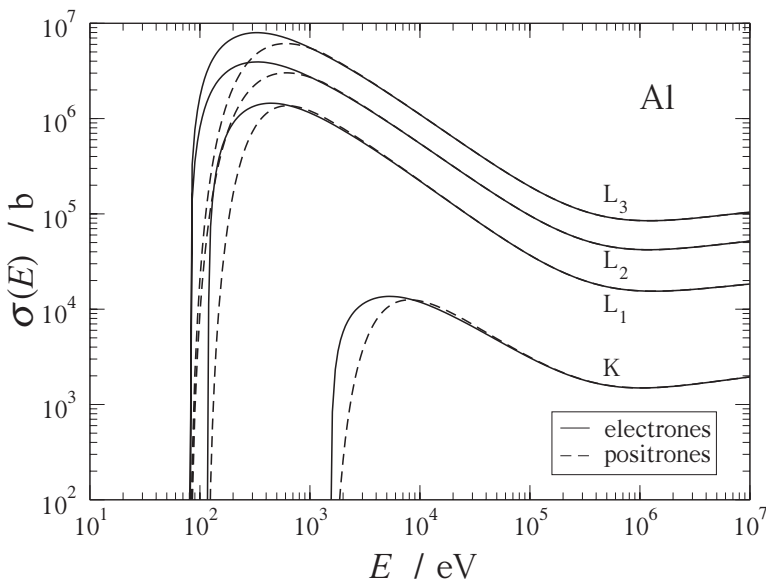
$$\sigma_i(E) = \int_{U_i}^E \frac{d\sigma_i}{dW} dW, \quad (88)$$

que toma un valor finito.

### 3.2.3. Cálculos más exactos de la ionización de capas atómicas internas por impacto de electrones y positrones

La aproximación de Born con ondas planas predice que las secciones eficaces (diferenciales y totales) de ionización son iguales para electrones y positrones. Esta sobresimplificación puede evitarse si se emplea la *aproximación de Born con ondas distorsionadas*. En este formalismo, parte de la perturbación  $\mathcal{H}'_{cp}$ , ecuación (21), se incluye en el hamiltoniano  $\mathcal{H}_0$ , con lo que la función de onda de orden cero del proyectil pasa a ser una onda distorsionada. La nueva "perturbación", que es menor que  $\mathcal{H}'_{cp}$ , se trata a primer orden.

La referencia [23] contiene una parametrización, basada en las aproximaciones de Born con ondas planas y distorsionadas (relativistas), de las secciones eficaces de ionización de las capas K, L y M de todos los átomos por impacto de electrones y positrones. En la figura 11 se han representado estas secciones eficaces para las capas más internas del átomo de Al.



**Figura 11.** Secciones eficaces de ionización de las capas  $1s_{1/2}$ ,  $2s_{1/2}$ ,  $2p_{1/2}$  y  $2p_{3/2}$  del átomo de Al por impacto de electrones (curvas continuas) y positrones (curvas a trazos) [23].

### 3.2.4. Colisiones inelásticas de iones vestidos

Un ión de carga positiva (protón, partícula  $\alpha$ , etc.) puede viajar acompañado de uno o varios electrones que reducen su carga neta, apantallándolo parcial o totalmente. Se dice que es un "ión vestido". Es posible incorporar este apantallamiento en la expresión de la sección eficaz doblemente diferencial, ecuación (83), si reemplazamos  $Z_1$  por  $Z_1 - F(q, Z_1)$ , donde  $F(q, Z_1)$  es el factor de forma atómico del proyectil. Como  $0 \leq F(q, Z_1) \leq Z_1$ , la interacción del ión vestido es menor que cuando se trata de una carga  $Z_1$  "desnuda".

Por otra parte, en el transcurso de la colisión el ión puede capturar o perder un electrón, modificando su estado de carga. Las correspondientes secciones eficaces de captura y pérdida varían con la velocidad del proyectil, predominando los procesos de captura a velocidades bajas.

### 3.3. Emisión de radiación de frenado

Es bien sabido que las partículas cargadas emiten radiación electromagnética (radiación de frenado o bremsstrahlung) cuando están sometidas a aceleraciones. Un resultado de la electrodinámica clásica indica que la intensidad de radiación ha de ser proporcional al cuadrado de la aceleración [14]. Recurriendo a la primera ley de Newton, y sabiendo que la interacción coulombiana es la responsable de la fuerza que da lugar a dicha aceleración, deducimos que la intensidad será proporcional a los cuadrados de las cargas del proyectil y del núcleo, e inversamente proporcional al cuadrado de la masa de la partícula. Este resultado cualitativo nos indica que la emisión de radiación de frenado es muchos órdenes de magnitud más baja (prácticamente despreciable) para partículas cargadas pesadas ( $M \gg m_e$ ) que para electrones y positrones. De hecho la emisión de bremsstrahlung acaba siendo el proceso dominante de pérdida de energía de estos leptones cuando su energía es suficientemente alta.

De nuevo, como en el caso de la creación de pares, hay que recurrir a la electrodinámica cuántica para obtener expresiones de las secciones eficaces. Como la emisión de bremsstrahlung es un proceso relacionado con la creación de pares, no es de extrañar que Bethe y Heitler establecieran también una fórmula para este proceso, basada en la aproximación de Born,

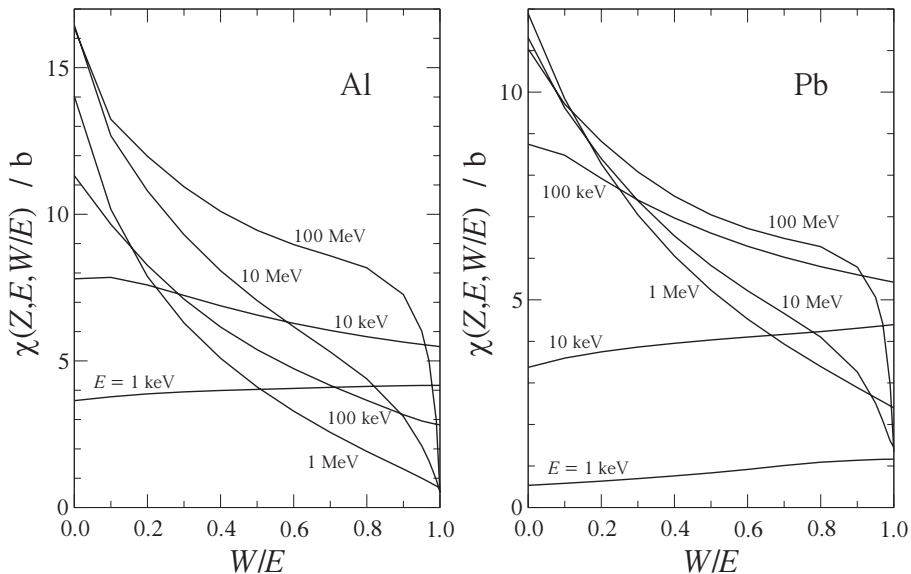
$$\frac{d\sigma_{\text{BH}}}{dW} = Z(Z + 1) \frac{1}{W} f(Z, E; W), \quad (89)$$

donde  $W$  es igual a la energía del fotón emitido. La función  $f(Z, E; W)$  involucra el factor de forma atómico y es complicada de calcular. El factor  $1/W$  indica que será más probable la emisión de fotones poco energéticos, y el factor  $Z(Z + 1)$  da cuenta de las contribuciones del núcleo y de los electrones atómicos.

Seltzer y Berger prepararon, sintetizando diferentes modelos teóricos (cálculos de ondas parciales, aproximación de Bethe–Heitler), una tabulación de secciones eficaces diferenciales reducidas

$$\chi(Z, E, W/E) \equiv \frac{\beta^2}{Z^2} W \frac{d\sigma}{dW} \quad (90)$$

para electrones con energías comprendidas entre 1 keV y 10 GeV [24]. La figura 12 presenta algunas de estas funciones  $\chi(Z, E, W/E)$  para Al y Pb.



**Figura 12.** Secciones eficaces diferenciales reducidas para la emisión de radiación de frenado por electrones en Al y Pb [24].

La distribución angular del fotón emitido se obtiene a partir de la sección eficaz doblemente diferencial. En concreto, dados  $Z$ ,  $E$  y  $W/E$  la densidad de probabilidad de  $\cos \theta$  es

$$p(Z, E, W/E; \cos \theta) \equiv \frac{d^2\sigma/dW d(\cos \theta)}{d\sigma/dW}. \quad (91)$$

Kissel y colaboradores calcularon secciones eficaces diferenciales, empleando métodos de ondas parciales, para electrones con energía cinética entre 1 y 500 keV, y a partir de sus resultados tabularon  $p(Z, E, W/E; \cos \theta)$  para unos cuan-

tos valores de  $Z$ ,  $E$  y  $W/E$  [25]. Estos y otros autores han propuesto fórmulas analíticas que permiten obtener la densidad de probabilidad de  $\cos \theta$  cuando el número atómico o la energía no se corresponden con los de las tablas [26]. También existen en la literatura expresiones analíticas sencillas para estimar la distribución angular en el límite de altas energías (véase por ejemplo la referencia [26]). En este límite  $\gamma \gg 1$  el ángulo polar promedio de emisión del fotón de bremsstrahlung disminuye al aumentar la energía del electrón siguiendo la relación aproximada

$$\langle \theta \rangle \approx \gamma^{-1}. \quad (92)$$

### 3.4. Aniquilación del positrón

Hemos visto que los positrones interactúan con la materia de manera similar a como lo hacen los electrones (aunque las correspondientes secciones eficaces no son idénticas). Sin embargo, al ser el positrón la antipartícula del electrón, es inestable mientras se propaga por la materia, pudiéndose aniquilar ambos en uno o varios fotones. Con diferencia lo más probable es que la aniquilación tenga lugar una vez que el positrón se encuentra prácticamente en reposo (después de frenarse) y se emitan dos fotones. Las leyes de conservación de energía y momento lineal obligan entonces a que éstos tengan una energía igual a  $m_e c^2 \approx 511$  keV y viajen en la misma dirección y sentidos contrarios.

### 3.5. Dispersión elástica múltiple de electrones y positrones

Los recorridos libres medios entre colisiones elásticas de electrones o positrones son muy pequeños. Como consecuencia de este hecho, si un electrón recorre un cierto camino  $s$  dentro del medio material en el que se mueve, experimentará numerosas deflexiones angulares, aunque la mayor parte de ellas será de ángulo pequeño. Si ignoramos las pérdidas de energía, se dice que estamos en condiciones de *dispersión elástica múltiple*. Conviene entonces recurrir a una descripción global del cambio de dirección tras recorrer la distancia  $s$ . El objetivo es por tanto determinar, dado un valor de  $s$ , la distribución  $p(\Theta; s)$  de ángulos polares de dispersión acumulados  $\Theta$ .

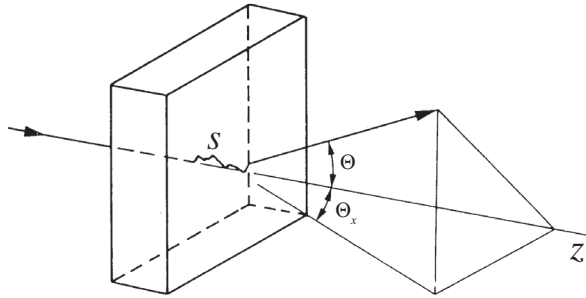
#### 3.5.1. Modelo gaussiano

Presentamos en esta sección un modelo que permite evaluar de un modo simple la distribución de ángulos  $\Theta$  en función de  $s$ . La figura 13 indica esquemáticamente la situación que abordamos;  $\Theta_x$  es el ángulo proyectado sobre el plano  $xz$ .

Debido a la simetría axial del problema, tenemos que  $\langle \Theta_x \rangle = 0$ , y por tanto la varianza de  $\Theta_x$  será igual a  $\langle \Theta_x^2 \rangle$ . Como ya hemos comentado,  $\Theta_x$  es el resultado de numerosos cambios de dirección diminutos. El teorema central del límite garantiza que en estas condiciones la distribución ha de ser gaussiana, luego

$$p(\Theta_x; s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle \Theta_x^2 \rangle}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\Theta_x^2}{\langle \Theta_x^2 \rangle}\right) \quad (93)$$

y una expresión análoga para  $p(\Theta_y; s)$ .



**Figura 13.** Dispersión elástica múltiple. (Figura tomada de la referencia [27].)

Como  $\Theta^2 \approx \Theta_x^2 + \Theta_y^2$  (aproximación de ángulos pequeños) y  $\langle \Theta_x^2 \rangle = \langle \Theta_y^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle \Theta^2 \rangle$ , será finalmente

$$p(\Theta; s) = p(\Theta_x; s) p(\Theta_y; s) = \frac{1}{\pi \langle \Theta^2 \rangle} \exp\left(-\frac{\Theta^2}{\langle \Theta^2 \rangle}\right). \quad (94)$$

Sólo queda por determinar el valor de  $\langle \Theta^2 \rangle$ , que es proporcional al número de colisiones promedio  $s/\lambda$  y al valor esperado de  $\theta^2$  en una colisión,

$$\langle \Theta^2 \rangle = \frac{s}{\lambda} \langle \theta^2 \rangle = sN \int_0^\infty \theta^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} 2\pi\theta d\theta, \quad (95)$$

que dependerá de la sección eficaz diferencial elástica adoptada, por ejemplo la fórmula de Rutherford apantallada relativista.

Como  $\langle \Theta^2 \rangle \propto s$ , se suele definir el *poder de dispersión*

$$T \equiv \frac{d\langle \Theta^2 \rangle}{ds}, \quad (96)$$

que proporciona el incremento de  $\langle \Theta^2 \rangle$  por unidad de recorrido. ICRU ha publicado tablas con poderes de dispersión máscicos,  $T/\rho$ , para diversos materiales [28].

El modelo gaussiano que hemos presentado es válido para ángulos  $\Theta \ll 1$  rad y está emparentado con el modelo de Fermi–Eyges.

### 3.5.2. Distribuciones angulares de Goudsmit y Saunderson y de Molière

Goudsmit y Saunderson obtuvieron en 1940 la siguiente expresión para la distribución angular de un electrón que ha recorrido un trayecto  $s$  [29, 21]:

$$p(\Theta; s) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{2\ell+1}{4\pi} \exp(-s/\lambda_{\ell}) P_{\ell}(\cos \Theta), \quad (97)$$

donde los  $P_{\ell}$  son polinomios de Legendre y

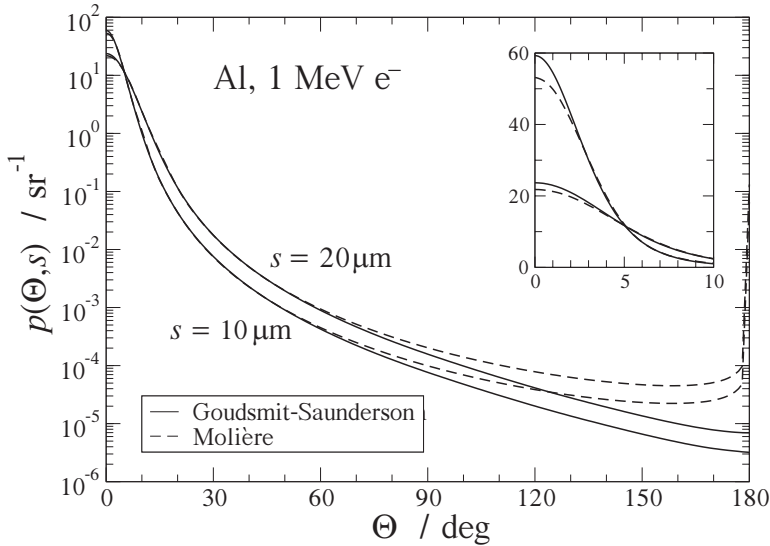
$$\lambda_{\ell} \equiv \mathcal{N} \int_{-1}^1 [1 - P_{\ell}(\cos \theta)] \frac{d\sigma}{d\Omega} 2\pi d(\cos \theta). \quad (98)$$

Este resultado es más realista que la aproximación gaussiana, pues es válido para ángulos  $\Theta$  arbitrarios y cualquier sección eficaz diferencial elástica.

En la literatura sobre dispersión elástica múltiple de electrones suele citarse frecuentemente el modelo de Molière. Este modelo se basa en ciertas simplificaciones (matemáticas y físicas) de la distribución de Goudsmit y Saunderson que proporcionan una expresión para  $p(\Theta; s)$  algo más manejable que la ecuación (97) (véase por ejemplo la referencia [29]).

La figura 14 presenta, a modo de ejemplo, las distribuciones angulares de electrones de 1 MeV en Al después de recorrer distancias  $s$  iguales a  $10 \mu\text{m}$  y  $20 \mu\text{m}$  (49,4 y 98,8 colisiones elásticas en promedio, respectivamente). Las distribuciones de Goudsmit–Saunderson y Molière están en buen acuerdo excepto para ángulos acumulados  $\Theta$  grandes, cuyas probabilidades son muy pequeñas. Obsérvese la patología que presenta la distribución de Molière en  $\Theta = 180^\circ$ . También se aprecian discrepancias entre ambos modelos de  $p(\Theta; s)$  para ángulos cercanos a cero, aunque son poco relevantes pues los correspondientes ángulos sólidos son pequeños.





**Figura 14.** Distribuciones angulares de electrones de 1 MeV tras recorrer 10  $\mu\text{m}$  y 20  $\mu\text{m}$  en Al. Las curvas continuas y a trazos corresponden a las distribuciones de Goudsmit-Saunderson y de Molière, respectivamente.

### 3.6. Dispersión inelástica múltiple

Al igual que en el caso de dispersión elástica múltiple, nos interesa a menudo una descripción global de las colisiones inelásticas que experimenta una partícula cargada al recorrer una distancia  $s$  mucho mayor que el correspondiente recorrido libre medio inelástico (que es pequeño). Estamos en las condiciones de *dispersión inelástica múltiple*. De manera análoga, surge una distribución gaussiana en la pérdida de energía acumulada  $w$ . No obstante se suele simplificar aún más esta descripción, y se adopta la denominada *aproximación de frenado continuo*, que retiene el valor promedio de  $w$  pero desprecia las fluctuaciones estadísticas. Es decir, sólo nos preocupamos por el valor medio de la gaussiana y no tenemos en cuenta la varianza (ni, por supuesto, momentos de orden superior).

La cantidad clave en esta forma de proceder es el *poder de frenado*, definido como la pérdida de energía cinética por unidad de recorrido:

$$S \equiv -\frac{dE}{ds} = \frac{\langle W \rangle}{\lambda} = \mathcal{N} \int_0^E W \frac{d\sigma}{dW} dW. \quad (99)$$

En el caso de electrones y positrones, las pérdidas de energía pueden deberse a colisiones inelásticas y a la emisión de radiación de frenado, por lo que se

definen el poder de frenado de colisión<sup>4</sup>,  $S_{\text{col}}$ , y el de radiación,  $S_{\text{rad}}$ , respectivamente. Recordemos que  $S_{\text{rad}} \approx 0$  para partículas cargadas pesadas.

### 3.6.1. El poder de frenado de colisión

En 1915, antes del nacimiento de la mecánica cuántica, Bohr dedujo el poder de frenado de partículas cargadas pesadas suponiendo que los electrones atómicos están ligados armónicamente [14, 30],

$$S_{\text{col}} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \mathcal{N} Z_2 \ln\left(\frac{1,123 m_e v^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle}\right), \quad (100)$$

donde la frecuencia angular promedio  $\langle \omega \rangle$  se define mediante

$$Z_2 \ln \langle \omega \rangle = \sum_j f_j \ln \omega_j. \quad (101)$$

Esta fórmula es válida para partículas  $\alpha$  lentas e iones pesados (incluyendo fragmentos de fisión), pero sobreestima el poder de frenado de electrones, protones e incluso partículas  $\alpha$  rápidas.

Si trabajamos en el formalismo de la mecánica cuántica,  $S_{\text{col}}$  puede calcularse a partir de la ecuación (99), con la sección eficaz diferencial  $d\sigma/dW$  dada por las ecuaciones (86) y (83). Este procedimiento requiere evaluar la intensidad de oscilador generalizada con las funciones de onda de todos los electrones de los átomos del medio. Como éstas son complicadas de obtener en el caso de un sólido, es más pragmático realizar de entrada simplificaciones que eviten tener que calcularlas.

Hacia 1930, Bethe fue capaz de deducir una expresión analítica para  $S_{\text{col}}$  empleando la aproximación de Born con ondas planas, con la hipótesis adicional de que la partícula cargada se mueve mucho más deprisa que los electrones atómicos. Este importante resultado, conocido como *fórmula de Bethe* (no relativista), es

$$S_{\text{col}} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \mathcal{N} Z_2 \ln\left(a \frac{m_e v^2}{I}\right), \quad (102)$$

donde

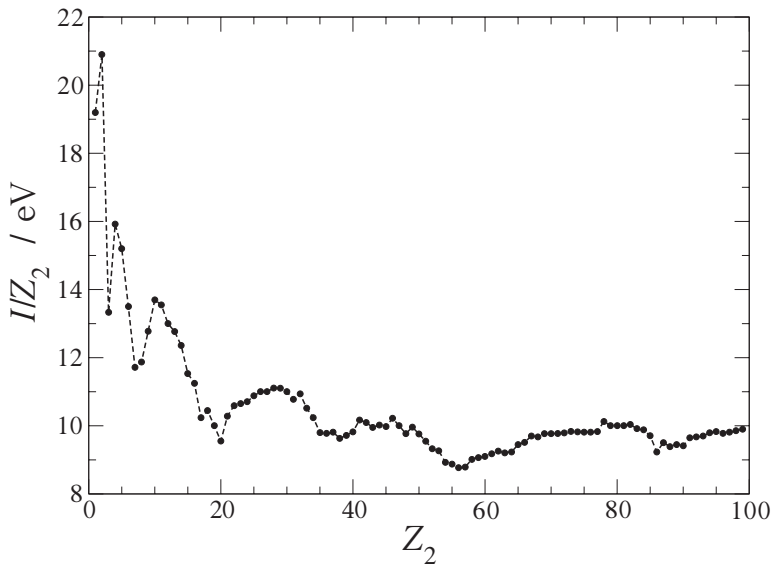
$$a = \begin{cases} 2 & \text{partículas cargadas pesadas} \\ 1 & \text{positrones} \\ \sqrt{e/8} \approx 0,583 & \text{electrones} \end{cases} \quad (103)$$

<sup>4</sup> En el caso de partículas cargadas pesadas, tradicionalmente a esta contribución se la denomina *poder de frenado electrónico*,  $S_e$ .

La magnitud más relevante que aparece en esta expresión es la *energía media de excitación*,  $I$ , una propiedad de cada sustancia que debe determinarse experimentalmente o mediante la relación

$$Z_2 \ln I = \int_0^\infty \frac{df(Q=0, W)}{dW} \ln W dW, \quad (104)$$

donde  $df(Q=0, W)/dW$  es la intensidad de oscilador óptica. Nótese la similitud de esta expresión con la ecuación (101). Los valores de  $I$  para los elementos de la tabla periódica se han representado en la figura 15. Obsérvese que, salvo oscilaciones características,  $I \approx 10 \times Z_2$  eV para  $Z_2 \gtrsim 15$ . Otro aspecto notable de la fórmula de Bethe es que el poder de frenado depende de la velocidad y la carga de la partícula, pero no de su masa.



**Figura 15.** Energías medias de excitación  $I$ , tomadas de la referencia [31], en función del número atómico  $Z_2$ .

La validez de la fórmula de Bethe puede ser extendida a energías mayores y menores incluyendo varios efectos que no son tenidos en cuenta por la ecuación (102). Introduciendo  $N$ , ecuación (1), y el radio clásico del electrón  $r_e$ , la expresión resultante es la *fórmula de Bethe-Bloch* para el poder de frenado másico por colisión de partículas cargadas pesadas [32]:

$$S_{\text{col}}/\rho = \frac{K}{\beta^2} \frac{Z_2}{A} Z_1^2 L(\beta), \quad (105)$$

donde

$$K \equiv 4\pi r_e^2 m_e c^2 / m_u = 0,307 \text{ MeV cm}^2/\text{g} \quad (106)$$

y

$$L(\beta) = L_0 + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 + \dots \quad (107)$$

es una función adimensional. El primer término de esta serie es

$$L_0 = \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2}, \quad (108)$$

e incluye una *corrección de capas*,  $C/Z_2$ , y una *corrección por efecto de densidad*,  $\delta$ . Los términos  $Z_1 L_1$  y  $Z_1^2 L_2$  extienden el tratamiento más allá de la primera aproximación de Born añadiendo términos de orden superior en la serie de Born.

La corrección de capas compensa el hecho de que la velocidad del proyectil no es necesariamente mayor que la de los electrones del blanco. La corrección por efecto de densidad da cuenta de la reducción del poder de frenado debido a la polarización del medio, más apreciable cuanto mayor es la energía del proyectil (véase la figura 16). Vale la pena indicar que, dada una sustancia,  $\delta$  sólo depende de la velocidad de la partícula cargada o, equivalentemente, del factor relativista  $\gamma$ .

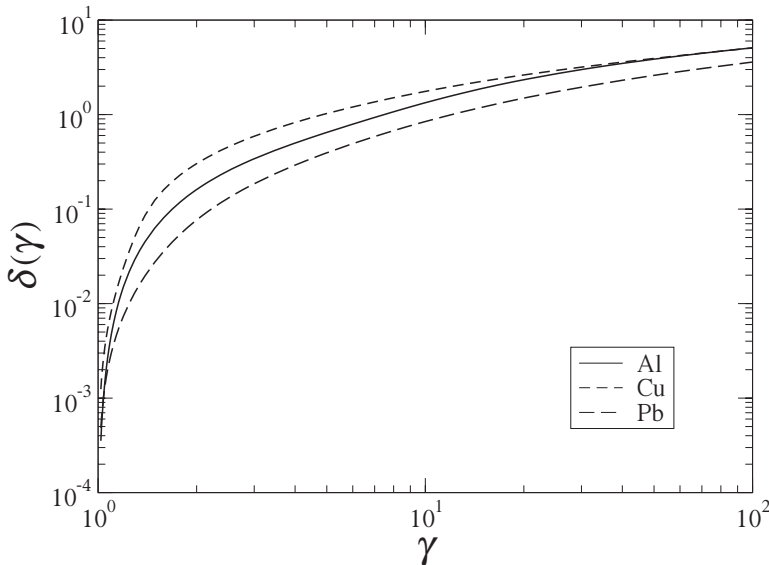


Figura 16. Efecto de densidad de Al, Cu y Pb [31].

El término  $Z_1 L_1$  se conoce como *corrección de Barkas*, y origina diferencias en el poder de frenado de partículas de carga opuesta (como por ejemplo un protón y un antiprotón). Este fenómeno fue observado por Barkas y colaboradores en los años cincuenta. Varios autores han evaluado  $Z_1 L_1$  teóricamente, aunque los valores de Ashley, Ritchie y Brandt son los más usados [32].

El término  $Z_1^2 L_2$  resulta de una extensión de la fórmula de Bethe debida a Bloch, por lo que se le denomina *corrección de Bloch*. Incorpora, de modo aproximado, la perturbación de las funciones de onda de los electrones atómicos causada por el proyectil incidente. Este término puede ser escrito en la forma [31]

$$Z_1^2 L_2 = -y^2 \sum_{n=1}^{\infty} [n(n^2 + y^2)]^{-1} \quad (109)$$

con  $y \equiv Z_1 v_0 / v = Z_1 \alpha / \beta$ .  $Z_1^2 L_2 \approx 0$  si  $y \ll 1$ , mientras que para  $y \gg 1$  es

$$Z_1^2 L_2 \approx -c_E - \ln y, \quad (110)$$

donde  $c_E = 0,577\ 216 \dots$  es la constante de Euler. Si sumamos este valor asintótico al límite no relativista de la ecuación (108) (con  $C/Z_2 = 0$  y  $\delta = 0$ ) recuperamos la expresión clásica de Bohr para el poder de frenado [31].

### Poder de frenado de iones vestidos

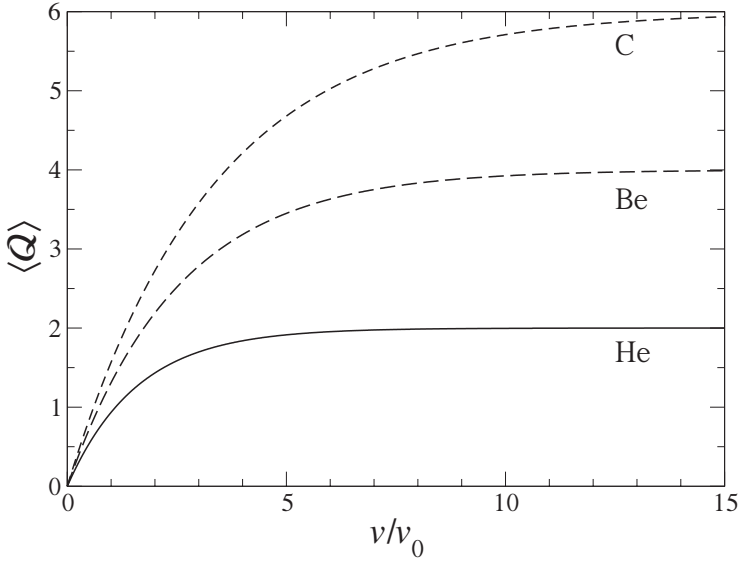
En el caso de partículas cargadas (positivas) pesadas, sólo si viajan con velocidades elevadas pueden ser considerados como iones desnudos de carga  $Z_1$ . En cambio conforme se van frenando aumenta la probabilidad de capturar electrones del medio atravesado; el ión viaja entonces parcial o totalmente apantallado. El estado de carga promedio  $\langle Q \rangle$  es el resultado del equilibrio dinámico entre estos procesos de captura y pérdida de electrones. Una expresión muy empleada para  $\langle Q \rangle$  es la debida a Northcliffe,

$$\langle Q \rangle = Z_1 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{v}{v_0 Z_1^{2/3}}\right) \right], \quad (111)$$

donde  $v_0$  es la velocidad de Bohr.

En la figura 17 se encuentran representados los estados de carga promedio de varios iones ligeros en función de su velocidad, calculados con la ecuación (111). Puede observarse que  $\langle Q \rangle \rightarrow 0$  cuando  $v \rightarrow 0$ , mientras que  $\langle Q \rangle \rightarrow Z_1$  si  $v \gg v_0 Z_1^{2/3}$ .

Para tener en cuenta este fenómeno, en la fórmula de Bethe-Bloch, ecuación (105), se suele reemplazar  $Z_1$  por una *carga efectiva*  $Z_1^*(v) \leq Z_1$  que reduce el poder de frenado electrónico. Tomar  $Z_1^*(v) = \langle Q \rangle$  es una buena aproximación, siempre y cuando  $Z_1$  no sea demasiado grande.



**Figura 17.** Estado de carga promedio de iones de He, Be y C en función de su velocidad, calculado con la ecuación (111).

ICRU ha publicado tablas con valores recomendados de  $S_{\text{col}}/\rho$  para protones y partículas  $\alpha$  [32]; estos valores pueden generarse fácilmente empleando los programas PSTAR y ASTAR [33]. A modo de ejemplo, la figura 18 muestra los poderes de frenado máxicos por colisión de protones y partículas  $\alpha$  en Al, Cu y Pb.

Recientemente ICRU también ha proporcionado tablas de  $S_{\text{col}}/\rho$  para iones comprendidos entre el Li y el Ar [34].

### Poder de frenado por colisión de electrones y positrones

Por otra parte, el poder de frenado por colisión de electrones y positrones relativistas está dado por [31]

$$S_{\text{col}} = NZ_2 \frac{2\pi e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left\{ \ln \left( \frac{E^2}{I^2} \frac{\gamma + 1}{2} \right) + f^{(\pm)}(\gamma) - \delta \right\} \quad (112)$$

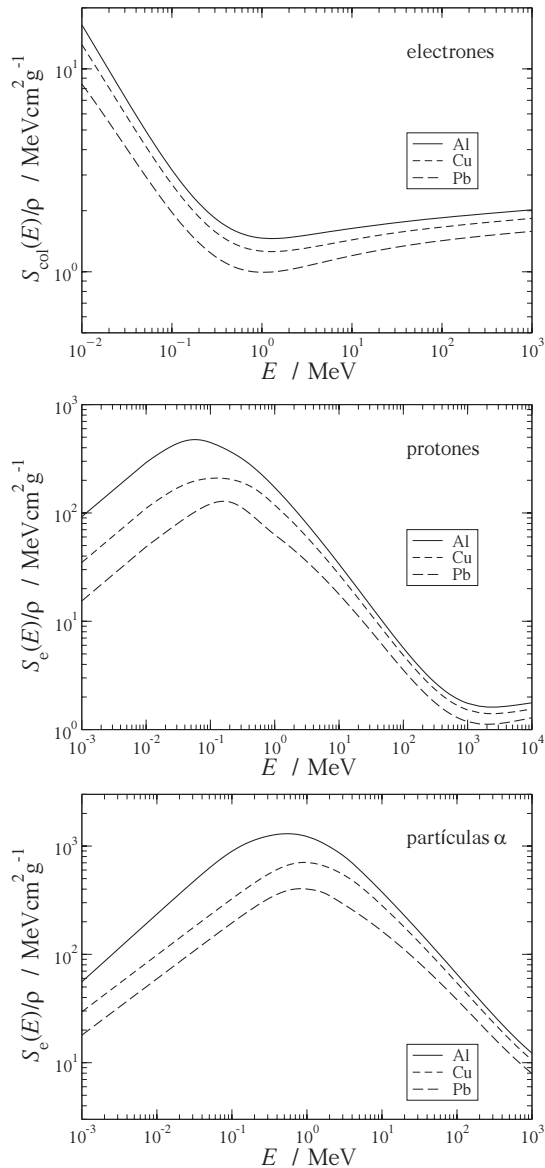
con

$$f^{(-)}(\gamma) = \gamma^{-2} \left[ 1 - (2\gamma - 1) \ln 2 + \frac{1}{8}(\gamma - 1)^2 \right] \quad (113)$$

y

$$f^{(+)}(\gamma) = 2 \ln 2 - \frac{1 - \gamma^{-2}}{12} \left[ 23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right]. \quad (114)$$

ICRU ha publicado tabulaciones extensas con valores recomendados de  $S_{\text{col}}/\rho$  para numerosos materiales [31]. La figura 18 muestra los poderes de frenado másicos por colisión de electrones en Al, Cu y Pb. Los valores de  $S_{\text{col}}/\rho$  han sido obtenidos empleando el programa estar [33].



**Figura 18.** Poder de frenado másico por colisión de electrones, protones y partículas  $\alpha$  en Al, Cu y Pb [31, 32].

### Regla de Bragg–Kleeman

Cuando el medio por el que se propagan las partículas cargadas es un compuesto o una mezcla, en las expresiones de  $S_{\text{col}}$  debemos emplear el valor de  $I$  determinado experimentalmente para la sustancia en cuestión. Cuando esto no es posible por desconocerse  $I$  procederemos, análogamente al caso de fotones, haciendo

$$\frac{S_{\text{col}}}{\rho} = \sum_j w_j \left( \frac{S_{\text{col}}}{\rho} \right)_j, \quad (115)$$

indicando  $w_j$  la fracción en peso del elemento  $j$ -ésimo. Como  $S_{\text{col}}/\rho \propto (Z/A) \ln I$  (cuando el ión es suficientemente rápido), esta regla equivale a definir

$$\langle Z/A \rangle = \sum_j w_j (Z_j/A_j) \quad (116)$$

y

$$\langle Z/A \rangle \ln I = \sum_j w_j (Z_j/A_j) \ln I_j. \quad (117)$$

Esta manera de estimar el valor de  $I$  se conoce como *regla de Bragg–Kleeman* [31] y, al igual que en el caso de la aditividad de coeficientes de atenuación másicos, no tiene en cuenta los efectos de agregación del medio.

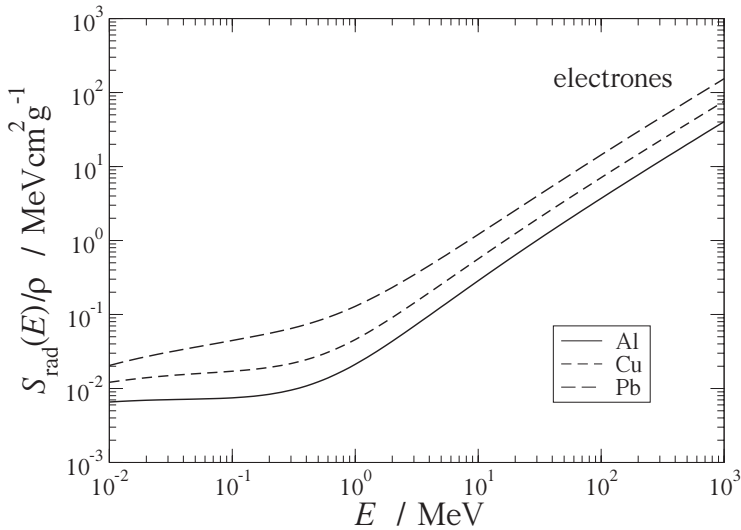
### Otros modelos para describir el poder de frenado de colisión

La pérdida de energía de partículas cargadas al atravesar medios materiales ha suscitado un interés continuado desde hace más de cien años. Además de los modelos esbozados en esta sección, en la literatura especializada se han propuesto numerosos formalismos que permiten comprender mejor diversos aspectos del frenado de iones, así como predecir la variación de  $S_{\text{col}}$  con las propiedades del medio atravesado y el tipo de proyectil y su energía. Mención especial merecen los modelos basados en el denominado formalismo dieléctrico, que evalúan  $S_{\text{col}}$  a partir de la función de pérdida de energía del medio,  $\text{Im}(-1/\epsilon)$ , siendo  $\epsilon(k, \omega)$  la constante dieléctrica del mismo [35].

#### 3.6.2. El poder de frenado de radiación

Por otra parte, a energías elevadas la emisión de radiación de frenado acaba siendo responsable de la mayor parte de pérdidas de energía de electrones y positrones. El programa ESTAR [33] permite generar tablas con los poderes de frenado másicos radiativos de estas partículas que son idénticas a la publicadas por ICRU [31]. En la figura 19 podemos ver los valores para electrones en Al, Cu y Pb. Obsérvese que  $S_{\text{rad}} \propto E$  para energías por encima de unos pocos MeV.





**Figura 19.** Poder de frenado másico por radiación de electrones en Al, Cu y Pb [31].

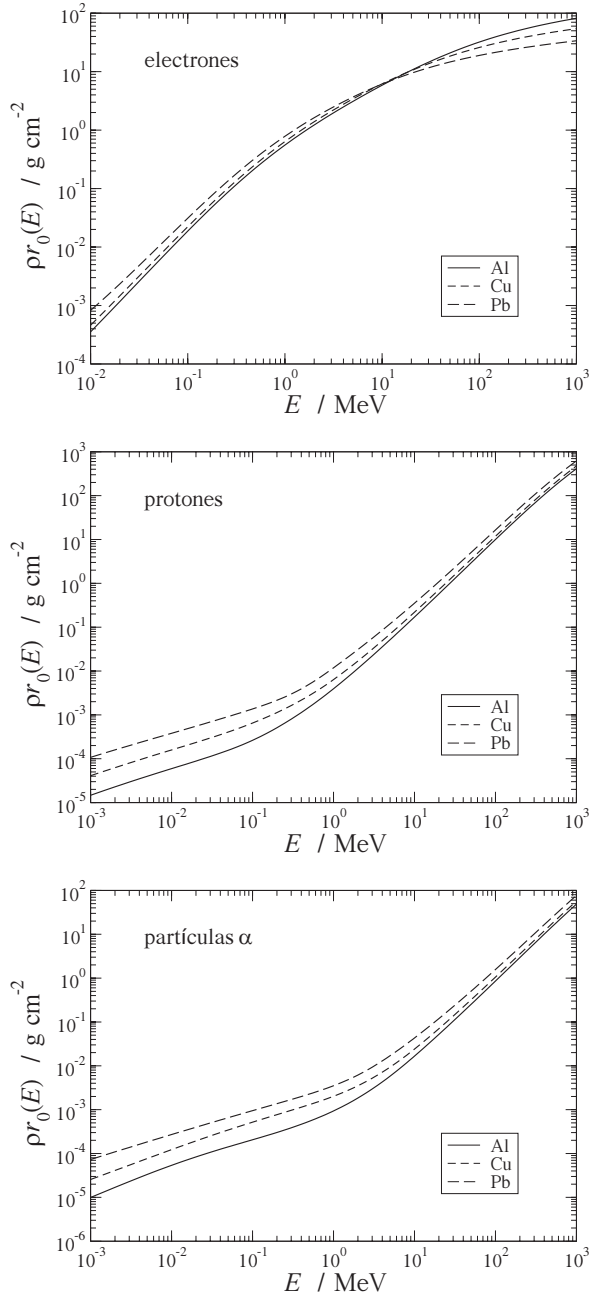
La energía cinética  $E_c$  para la cual  $S_{\text{rad}} = S_{\text{col}}$  se denomina a veces *energía crítica*.  $E_c$  decrece desde  $\sim 100$  MeV hasta  $\sim 10$  MeV conforme aumenta el número atómico del material.

### 3.6.3. Alcance

En la aproximación de frenado continuo (CSDA en sus siglas en inglés) las partículas cargadas pierden energía de una forma gradual, a un ritmo dictado por el poder de frenado. La distancia que recorren desde que poseen una cierta energía cinética hasta quedar en reposo se denomina *alcance* y será igual para todas ellas (pues se ha despreciado el carácter estocástico de las colisiones inelásticas). El alcance se calcula mediante la expresión

$$r_0(E) = \int_0^s ds' = \int_0^E \frac{dE'}{-dE'/ds'} = \int_0^E \frac{dE'}{S(E')}, \quad (118)$$

donde  $S$  es el poder de frenado total, incluyendo las contribuciones de colisión y radiativa (esta última sólo en el caso de electrones y positrones). En la figura 20 tenemos representado el alcance másico de electrones, protones y partículas  $\alpha$  en Al, Cu y Pb [31, 32].



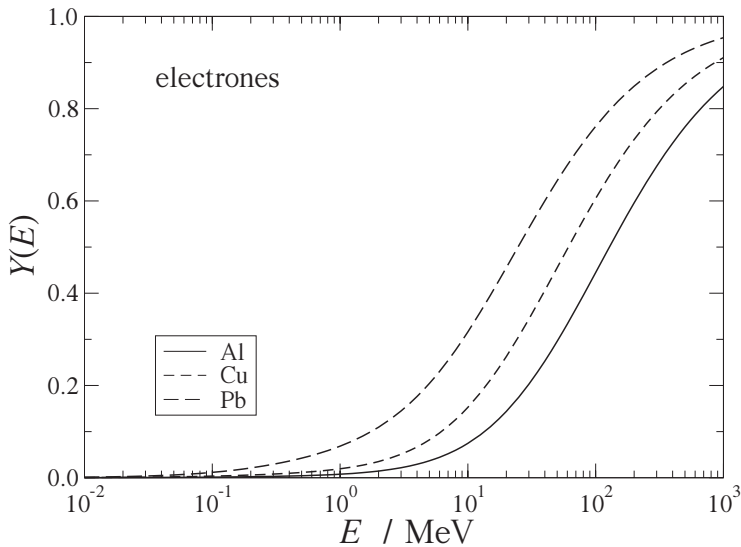
**Figura 20.** Alcance másico (en la aproximación de frenado continuo) de electrones, protones y partículas  $\alpha$  en Al, Cu y Pb [31, 32].

### 3.6.4. Rendimiento radiativo de electrones y positrones

El *rendimiento radiativo* es la fracción de la energía inicial  $E$  de un electrón (o positrón) que es convertida en bremsstrahlung durante su frenado [31]. En la aproximación de frenado continuo está dado por

$$Y(E) = \frac{1}{E} \int_0^E \frac{S_{\text{rad}}(E')}{S_{\text{col}}(E') + S_{\text{rad}}(E')} dE'. \quad (119)$$

Tablas con los rendimientos radiativos de todos los elementos pueden encontrarse en la referencia [31]; los mismos valores pueden generarse con el programa `ESTAR` [33]. En la figura 21 se observa que  $Y(E)$  de electrones varía entre 0 y valores cercanos a 1, aumentando con la energía, y siendo mayores para los materiales de número atómico elevado. Esto último es debido a que aproximadamente  $S_{\text{col}} \propto Z_2$ , mientras que  $S_{\text{rad}} \propto Z_2^2$ .



**Figura 21.** Rendimiento radiativo de electrones en Al, Cu y Pb en función de la energía [31].

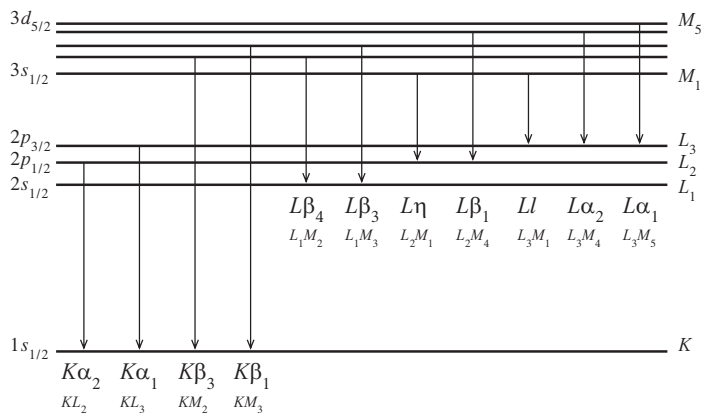
## 4. Radiación fluorescente

La ionización de capas atómicas internas puede producirse por interacciones de fotones (efecto fotoeléctrico o Compton) o por impacto de partículas cargadas<sup>5</sup>. Tras la ionización tiene lugar la *relajación atómica*, es decir, el exceso de energía del ión excitado residual se emite isotrópamente en forma de *radiación fluorescente*. Ésta comprende los rayos x característicos y los electrones Auger.

### 4.1. Rayos x característicos

Si la vacante en la capa atómica interna se “llena” con un electrón proveniente de capas menos ligadas y la diferencia de energías se emite en forma de un fotón (rayo x característico), la transición se denomina radiativa. Las transiciones que respetan las reglas de selección  $\Delta\ell = \pm 1$ ,  $\Delta j = 0, \pm 1$  están “permitidas” (a primer orden de teoría de perturbaciones) y son muy probables; de lo contrario están fuertemente inhibidas (son “prohibidas”) [5]. La energía del fotón vendrá dada aproximadamente por  $E_x \approx U_X - U_Y$ , donde X es la (sub)capa donde se produjo la vacante e Y la (sub)capa de la que proviene el electrón que realiza la transición, respectivamente. La referencia [36] contiene una tabulación exhaustiva de las energías de los rayos x característicos de numerosas transiciones radiativas.

Las notaciones clásica (de Siegbahn) y moderna (IUPAC) [37] de los rayos x característicos se indican en la figura 22 para las principales líneas K y L.



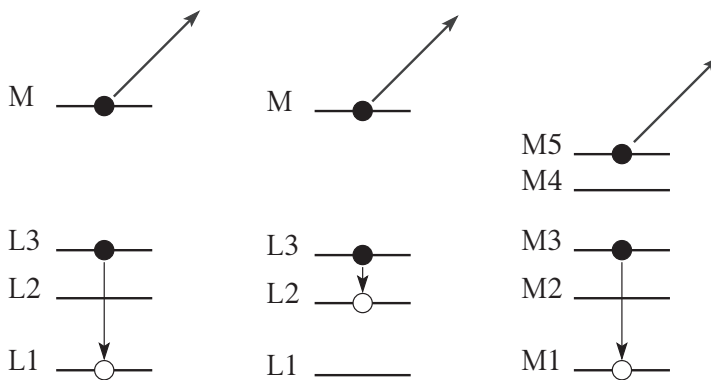
**Figura 22.** Notaciones de Siegbahn e IUPAC de los rayos x característicos de las líneas K y L más importantes [37].

<sup>5</sup> Los procesos nucleares de conversión interna y captura electrónica también originan vacantes en capas atómicas internas.

La probabilidad  $\omega_i$  de que tras producirse una vacante en la capa  $i$ -ésima el átomo emita un rayo x característico se denomina *rendimiento de fluorescencia*;  $\omega_i(Z)$  es una función creciente [38].

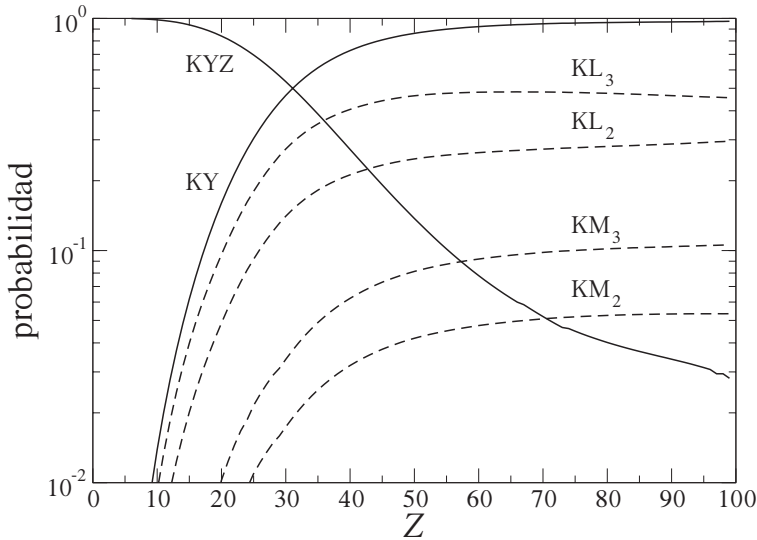
## 4.2. Electrones Auger

En algunos casos la energía del electrón que efectúa la transición de Y a X se entrega a otro electrón, inicialmente en la subcapa Z que es liberado con energía cinética  $\varepsilon_e = U_X - U_Y - U_Z$ . La emisión de electrones Auger es por tanto un proceso no radiativo. Por razones históricas, cuando la transición la efectúa un electrón de la misma capa en la que está la vacante original, el proceso se denomina Coster-Kronig. Si el electrón liberado también es de la misma capa, el proceso se llama super Coster-Kronig (ver los ejemplos de la figura 23). Después de una transición no radiativa el átomo queda con una vacante más.



**Figura 23.** Ejemplos de transiciones Coster-Kronig  $L_1L_3M$ ,  $L_2L_3M$  y super Coster-Kronig  $M_1M_3M_5$ .

La figura 24 muestra las probabilidades de las transiciones no radiativas (KYZ) y radiativas (KY) que ocurren tras producirse una vacante en la capa K, i.e.  $a_K$  y  $\omega_K$ , respectivamente. Como puede verse, la emisión de electrones Auger predomina para números atómicos bajos, mientras que para valores de Z intermedios o grandes es más probable la emisión de rayos x característicos, sobre todo  $K\alpha_1$ . Las probabilidades han sido extraídas de la base de datos EADL [39].



**Figura 24.** Las curvas continuas representan las probabilidades de las transiciones no radiativas (KYZ) y radiativas (KY) consecuencia de una vacante en la capa K, mientras que las curvas a trazos indican las transiciones radiativas más probables ( $KL_2$ ,  $KL_3$ ,  $KM_2$  y  $KM_3$ ) [39].

## 5. Interacción de los neutrones con la materia

Al igual que el fotón, el neutrón carece de carga eléctrica, y por lo tanto no experimenta interacciones coulombianas con los núcleos y electrones del medio atravesado<sup>6</sup>. Su principal forma de interacción es mediante la fuerza fuerte con los núcleos. Como la fuerza fuerte es de muy corto alcance y los núcleos ocupan un volumen minúsculo en comparación con el tamaño atómico, no es de extrañar que los neutrones sean partículas muy penetrantes. Se les considera, junto con los fotones, radiación indirectamente ionizante. Por otro lado el neutrón posee una masa en reposo similar a la del protón, y es una partícula inestable, con un período de unos 10.6 min.

Los neutrones pueden experimentar diversos procesos nucleares, principalmente dispersiones elásticas y reacciones de absorción. Debido a la considerable dependencia con la energía de tales interacciones, es habitual clasificar a los neutrones atendiendo a su energía cinética (véase la tabla 1).

<sup>6</sup> Despreciamos la interacción magnética entre el espín del neutrón y los espines de los electrones y núcleos.

térmicos	$E \approx 25 \text{ meV}$
epitérmicos	$E \sim 1 \text{ eV}$
lentos	$E \sim 1 \text{ keV}$
rápidos	$E \approx 100 \text{ keV} - 10 \text{ MeV}$

**Tabla 1.** Denominación de los neutrones [40].

Análogamente al caso de los fotones, un haz de neutrones monoenergéticos bien colimado se atenúa siguiendo la denominada ley de atenuación exponencial. El coeficiente de atenuación másico también se define mediante la ecuación (66), aunque ahora  $\sigma_i$  son las secciones eficaces de los distintos mecanismos de interacción de los neutrones.

### 5.1. Dispersión elástica

Consideremos una colisión elástica entre un neutrón con energía cinética  $E_0$  y un núcleo blanco de número másico  $A$  inicialmente en reposo. Como la colisión es elástica, el neutrón cambia de dirección sin modificar el estado cuántico del núcleo blanco. Aunque se conserva la energía cinética en el sistema de referencia del centro de masas, la energía final  $E$  del proyectil es menor que  $E_0$  (tanto  $E_0$  como  $E$  están referidas al sistema de referencia del laboratorio). De hecho las colisiones elásticas son las principales responsables del frenado de los neutrones rápidos, proceso que se suele denominar *moderación*. Empleando las leyes de conservación de momento lineal y energía cinética es fácil ver que [40, 27]

$$\frac{E}{E_0} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta_{\text{cm}}}{(A + 1)^2}, \quad (120)$$

donde  $\theta_{\text{cm}}$  es el ángulo de dispersión del neutrón en el sistema de referencia del centro de masas; en esta sección las masas se expresan en unidades de la masa del neutrón.

Cuando no hay dispersión ( $\theta_{\text{cm}} = 0^\circ$ ) tenemos que  $E/E_0 = 1$ , como debe ser. La máxima pérdida de energía ocurre en colisiones frontales ( $\theta_{\text{cm}} = 180^\circ$ ), con lo que

$$\left(\frac{E}{E_0}\right)_{\text{min}} = \left(\frac{A - 1}{A + 1}\right)^2 \equiv \alpha. \quad (121)$$

En consecuencia los valores permitidos de  $E/E_0$  en una colisión están comprendidos en el intervalo  $(\alpha, 1)$ . Obsérvese que cuando la dispersión tiene lugar con un átomo de hidrógeno ( $A = 1$ ), el neutrón puede ceder toda su energía al protón (lo mismo sucede en un choque frontal de dos bolas de billar de igual masa). En general los mejores moderadores de neutrones son sustancias con  $A$  bajo (hidrógeno, deuterio, agua, agua pesada, grafito, parafina, etc.).

En el caso de neutrones con energías de unos 10 MeV e inferiores, la sección eficaz diferencial elástica en el sistema de referencia del centro de masas es prácticamente isótropa. Entonces la probabilidad  $dw_1$  de dispersión hacia el ángulo sólido  $d\Omega_{\text{cm}}$  es simplemente

$$dw_1 = \frac{d\Omega_{\text{cm}}}{4\pi} = \frac{2\pi \sin \theta_{\text{cm}} d\theta_{\text{cm}}}{4\pi} = \frac{1}{2} \sin \theta_{\text{cm}} d\theta_{\text{cm}}. \quad (122)$$

Derivando la ecuación (120) vemos que

$$\frac{dE}{E_0} = \frac{2A}{(A+1)^2} \sin \theta_{\text{cm}} d\theta_{\text{cm}}. \quad (123)$$

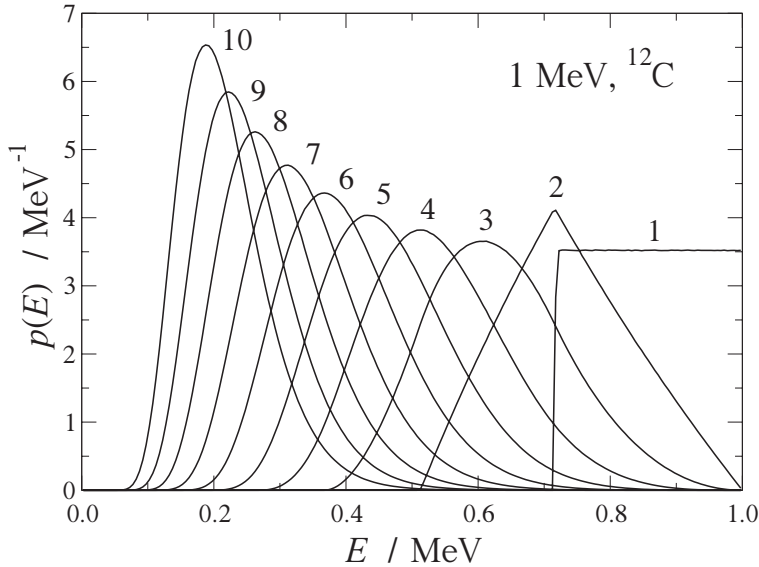
Combinando las ecuaciones (122) y (123) obtenemos

$$\frac{dw_1}{dE} = \frac{(A+1)^2}{4A} \frac{1}{E_0} = \frac{1}{(1-\alpha)E_0}, \quad (124)$$

luego los valores de  $E$  en una colisión están uniformemente distribuidos en el intervalo  $(\alpha E_0, E_0)$ . Este resultado puede ser utilizado para evaluar, de forma iterativa, la distribución de energía  $dw_n/dE$  después de  $n \geq 2$  colisiones; las expresiones analíticas para  $n = 2$  y 3 pueden encontrarse en la referencia [27]. Después de  $n$  colisiones los valores de  $E$  están comprendidos en el intervalo  $(\alpha^n E_0, E_0)$ .

En la figura 25 se han representado las distribuciones  $dw_n/dE$  de neutrones cuya energía inicial es de 1 MeV tras experimentar entre 1 y 10 colisiones elásticas con núcleos de  $^{12}\text{C}$ .





**Figura 25.** Distribuciones de energía de neutrones después de 1, 2, . . . , 10 colisiones elásticas con núcleos de  $^{12}\text{C}$  ( $\alpha = 0.716$ ). La energía inicial es  $E_0 = 1$  MeV.

Llegados a este punto surge la pregunta de cuántas colisiones elásticas hacen falta en promedio para reducir la energía de un neutrón desde  $E_0$  hasta un valor dado  $E_n$ . Este número de colisiones  $n$  se puede estimar fácilmente si primero definimos

$$\begin{aligned} \xi &\equiv \langle \ln(E_0/E) \rangle = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_{\text{cm}} \ln \left[ \frac{(A+1)^2}{A^2 + 1 + 2A \cos \theta_{\text{cm}}} \right] \\ &= \frac{1}{2} \int d(\cos \theta_{\text{cm}}) \ln \left[ \frac{(A+1)^2}{A^2 + 1 + 2A \cos \theta_{\text{cm}}} \right]. \end{aligned} \quad (125)$$

El resultado de esta integral es

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \left( \frac{A-1}{A+1} \right) = 1 + \frac{\alpha \ln \alpha}{1-\alpha}, \quad (126)$$

que no depende de la energía del neutrón. En cada colisión  $\langle \ln E \rangle$  decrece en  $\xi$ , y después de  $n$  colisiones será

$$\ln E_n = \ln E_0 - n\xi, \quad (127)$$

de donde obtenemos

$$n = \xi^{-1} \ln(E_0/E_n). \quad (128)$$

## 5.2. Dispersión inelástica. Reacciones nucleares y captura radiativa

Las colisiones inelásticas  $(n, n')$  dejan al núcleo en un estado excitado, que posteriormente puede decaer mediante la emisión de un fotón. Como el neutrón debe tener energía suficiente para excitar al núcleo, la sección eficaz es cero por debajo de una energía umbral del orden de 1 MeV.

Los neutrones también pueden interactuar con los núcleos mediante un amplio abanico de reacciones nucleares. Los procesos con mayor probabilidad son las reacciones de tipo  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, d)$ , etc., en las que el neutrón incidente arranca del núcleo blanco uno o más nucleones. Además son posibles reacciones  $(n, \gamma)$ , denominadas *captura radiativa*. Las secciones eficaces de estos procesos son en general proporcionales a  $v^{-1}$ , lo cual favorece tales mecanismos en el caso de neutrones con velocidad pequeña. A este comportamiento suave se le superpone un número variable de *resonancias*, intervalos de energía estrechos en los que la sección eficaz pasa por un máximo pronunciado. Estos picos están relacionados con la gran estabilidad del núcleo compuesto que se forma al ser absorbido el neutrón.

Por último, la  *fisión nuclear* por neutrones térmicos es viable para nucleidos con  $A$  muy elevado.

## Agradecimientos

Quiero expresar mi agradecimiento a Francesc Salvat, David Liljequist, Rafael Garcia-Molina, Isabel Abril y Santiago Heredia-Avalos por lo mucho que he aprendido de ellos sobre este apasionante tema. También deseo dar las gracias a Gloria González-Muñoz, David Bote y Antonio Brosed por sus comentarios a este texto.

## A Unidades atómicas

Las unidades atómicas se definen tomando

$$e = m_e = \hbar = 1 \quad (\text{adimensionales}). \quad (129)$$

Algunas unidades son [4]:

- i) Longitud: Radio de Bohr  $a_0 \equiv \hbar^2 / m_e e^2 \approx 0,529\ 177\ 208\ 59\ \text{Å}$ .
- ii) Velocidad: Velocidad de Bohr  $v_0 \equiv e^2 / \hbar = \alpha c \approx 2,187\ 691\ 2541 \times 10^8\ \text{cm/s}$ , donde  $\alpha \equiv e^2 / \hbar c \approx 1/137,035\ 999\ 679$  es la constante de estructura fina de Sommerfeld.
- iii) Energía: Energía de Hartree  $E_h \equiv m_e e^4 / \hbar^2 = \alpha^2 m_e c^2 \approx 27,211\ 383\ 86\ \text{eV}$ . Obsérvese que, a menudo, se utiliza la energía de Rydberg  $Ry$  en vez de la energía de Hartree, especialmente en la bibliografía más antigua; la relación entre ambas unidades es  $Ry \equiv m_e e^4 / 2\hbar^2 = E_h / 2 \approx 13,6\ \text{eV}$ .

## Referencias

- [1] PODGORSKAK E.B., *Radiation Physics for Medical Physicists* (Springer, Berlin, 2010) 2nd edition.
- [2] TURNER J.E., *Atoms, Radiation, and Radiation Protection* (Wiley-VCH, Darmstadt, 2007) 3rd edition.
- [3] LEROY C. and RANCOITA P.-G. , *Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection* (World Scientific, Singapore, 2009) 2nd edition.
- [4] MOHR P.J., TAYLOR B.N. and NEWELL D.B. , *Rev. Mod. Phys.* 80 (2008) 633. <http://physics.nist.gov/constants/>
- [5] BRANSDEN B.H. and JOACHAIN C.J., *Physics of Atoms and Molecules* (Longman, 2003) 2nd edition.
- [6] SALVAT F., FERNÁNDEZ-VAREA J.M. and WILLIAMSON JR. W., *Comput. Phys. Commun.* 90 (1995) 151.
- [7] FRIEDRICH H., *Theoretical Atomic Physics* (Springer, Berlin, 2006) 3rd edition.
- [8] SALVAT F. and FERNÁNDEZ-VAREA J.M., *Metrologia* 46 (2009) S112.
- [9] X-Ray Data Booklet: <http://xdb.lbl.gov/>
- [10] HUBBELL J.H., GIMM H.A. and ØVERBØ I., *J. Phys. Chem. Ref. Data* 9 (1980) 1023.
- [11] YEHE J.J. and LINDAU I., *At. Data Nucl. Data Tables* 32 (1985) 1.

- [12] CULLEN D.E., HUBBELL J.H. and KISSEL L., *EPDL97 The evaluated data library, '97 version*, Report UCRL-50400 vol. 6, rev. 5 (Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, 1997).
- [13] BERGER M.J. and HUBBELL J.H., *XCOM: Photon Cross Sections on a Personal Computer*. National Bureau of Standards Internal Report NBSIR 87-3597 (1987).  
  
BERGER M.J., HUBBELL J.H., SELTZER S.M., COURSEY J.S. and ZUCKER D.S., program xcom: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [14] JACKSON J.D., *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1999) 3rd edition.
- [15] HUBBELL J.H., VEIGELE WM.J., BRIGGS E.A., BROWN R.T., CROMER D.T. and HOWERTON R.J., *J. Phys. Chem. Ref. Data* 4 (1975) 471. Erratum: *ibid.* 6 (1977) 615.
- [16] BARÓ J., ROTETA M., FERNÁNDEZ-VAREA J.M. and SALVAT F., *Radiat. Phys. Chem.* 44 (1994) 531.
- [17] FFast tabulation:  
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/FFast/Text/cover.html>
- [18] KISSEL L., *Radiat. Phys. Chem.* 59 (2000) 185.  
<http://www-phys.llnl.gov/Research/scattering/RTAB.html>
- [19] BERGSTROM JR. P.M. and PRATT R.H., *Radiat. Phys. Chem.* 50 (1997) 3.
- [20] GAUTHIER N., *Eur. J. Phys.* 21 (2000) L17.
- [21] ICRU, *Elastic Scattering of Electrons and Positrons*, ICRU Report 77 (ICRU, Bethesda, MD, 2007).
- [22] INOKUTI M., *Rev. Mod. Phys.* 43 (1971) 297.
- [23] BOTE D., SALVAT F., JABLONSKI A. and POWELL C.J., *At. Data Nucl. Data Tables* 95 (2009) 871.
- [24] SELTZER S.M. and BERGER M.J., *At. Data Nucl. Data Tables* 35 (1986) 345.
- [25] KISSEL L., QUARLES C.A. and PRATT R.H., *At. Data Nucl. Data Tables* 28 (1983) 381.
- [26] SALVAT F., FERNÁNDEZ-VAREA J.M., SEMPAU J. and LLOVET X., *Radiat. Phys. Chem.* 75 (2006) 1201.
- [27] LEO W.R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer, Berlin, 1994) 2nd edition.

- [28] ICRU, *Radiation Dosimetry: Electron Beams with Energies between 1 and 50 MeV*, ICRU Report 35 (ICRU, Bethesda, MD, 1984).
- [29] FERNÁNDEZ-VAREA J.M., MAYOL R., BARÓ J. AND SALVAT F., *Nucl. Instrum. Meth. B* 73 (1993) 447.
- [30] ZIEGLER J.F., *J. Appl. Phys.* 85 (1999) 1249.
- [31] ICRU, *Stopping Powers for Electrons and Positrons*, ICRU Report 37 (ICRU, Bethesda, MD, 1984).
- [32] ICRU, *Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles*, ICRU Report 49 (ICRU, Bethesda, MD, 1993).
- [33] BERGER M.J., COURSEY J.S. AND ZUCKER M.A., programs ESTAR, PSTAR and ASTAR: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html>
- [34] ICRU, *Stopping of Ions Heavier Than Helium*, ICRU Report 73 (ICRU, Bethesda, MD, 2005).
- [35] ABRIL I., GARCIA-MOLINA R., DENTON C.D., PÉREZ-PÉREZ F.J. and ARISTA N.R., *Phys. Rev. A* 58 (1998) 357.
- [36] DESLATTES R.D., KESSLER JR. E.G., INDELICATO P., DE BILLY L., LINDROTH E. and ANTON J., *Rev. Mod. Phys.* 75 (2003) 35.
- [37] JENKINS R., MANNE R., ROBIN R. and SENEMAUD C., *Pure Appl. Chem.* 63 (1991) 735.
- [38] KRAUSE M.O., *J. Phys. Chem. Ref. Data* 8 (1979) 307.
- [39] PERKINS S.T., CULLEN D.E., CHEN M.H., HUBBELL J.H., RATHKOPF J. and SCOFIELD J., *Tables and graphs of atomic subshell and relaxation data derived from the LLNL evaluated atomic data library (EADL), Z = 1–100* Report UCRL-50400, vol. 30 (LLNL, Livermore, CA, 1991).
- [40] KRANE K.S., *Introductory Nuclear Physics* (Wiley, New York, 1988).

**Tema 2:**  
Magnitudes y unidades  
radiológicas de uso general

**Antonio Brosed**



# Magnitudes y unidades radiológicas de uso general

*A. Brosed  
Laboratorio de Metrología de Radiaciones Ionizantes  
CIEMAT  
antonio.brosed@gmail.com*

## Resumen

Se comentan y describen algunas magnitudes de uso general introducidas por la Comisión Internacional de Unidades y Medidas de la Radiación (ICRU). Se muestran las definiciones formales y unidades de las diferentes magnitudes, resaltando, cuando sea el caso, el sentido conceptual y la relación entre ellas. Por último, se comentan y describen las magnitudes que son específicas de algunas áreas de la radiofísica hospitalaria.

## 1. Consideraciones generales

Si es importante clarificar los conceptos y definir las magnitudes que intervienen en cualquier rama de la Física, probablemente lo es mucho más tratándose de la Física de las radiaciones. La historia de algunas disciplinas como la dosimetría y la radiactividad han estado plagadas de definiciones y conceptos que han inducido a la confusión. En especial esto ha ocurrido cada vez que se ha intentado establecer o mejorar la unidad de una magnitud que no estaba previamente definida. En el campo de la dosimetría se tiene un buen ejemplo en la historia del röntgen, la unidad especial, hoy antigua y obsoleta, de la magnitud exposición.

Hoy todo el mundo, incluyendo ICRU, opina que la clarificación de los conceptos y la definición de las magnitudes es lo fundamental, mientras que la elección de las unidades tiene menos importancia. Cuando la Conferencia General de Pesas y Medidas adoptó en 1960, el Sistema Internacional de unidades (SI) vino a ser obligatorio su uso en el campo de las radiaciones ionizantes.

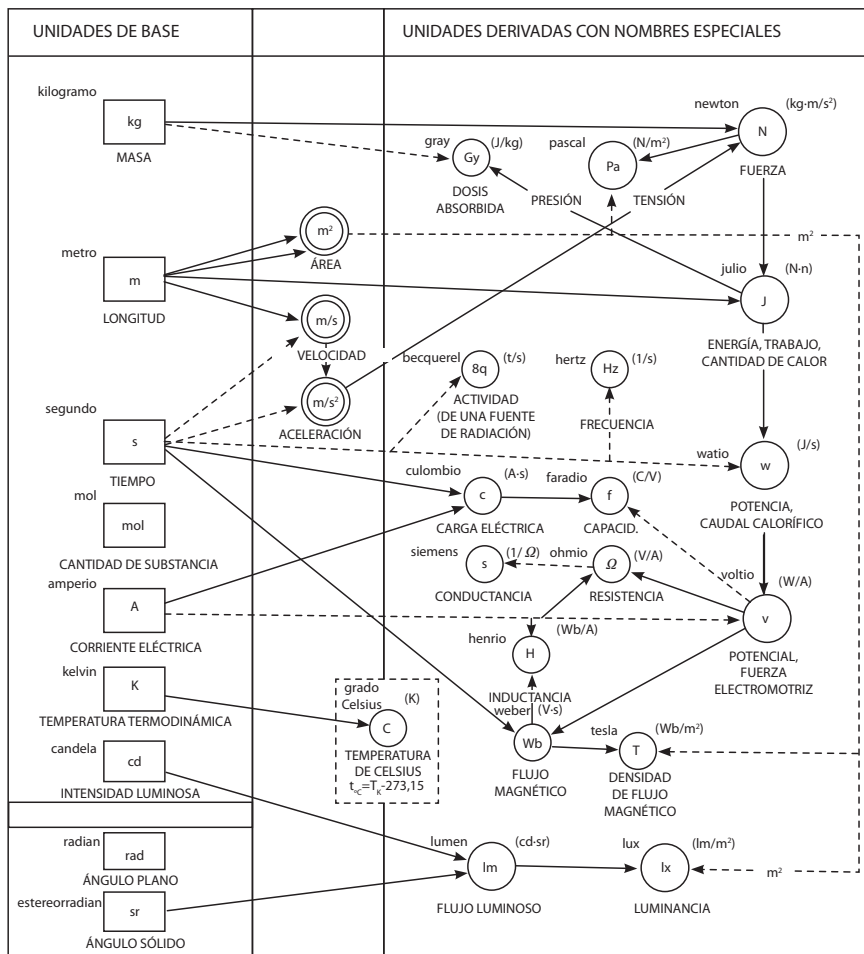


Es un sistema coherente y se funda en siete unidades “*de base*”, el metro, el kilogramo, el segundo, el kelvin, el amperio, la candela y el mol. Además el sistema SI incluye unidades “*derivadas*” que se expresan algebraicamente en función de las unidades de base. Como “*derivadas*” se incluyen también, las en otro tiempo denominadas “*suplementarias*”, como el radián y el estereorradián. Algunas unidades derivadas tienen nombres especiales como el julio y el culombio. Véase la figura 1.

En 1962 ICRU animó a utilizar el nuevo sistema mientras retenía de forma temporal las unidades especiales rad, röntgen y curio, aunque se preveía abandonarlas en 1985, después de un período de transición. Para facilitar el uso del sistema SI, ICRU recomendó en 1974 la adopción de nombres especiales para dos de las unidades en el nuevo sistema (gray para el julio por kilogramo y becquerel para el recíproco del segundo). Fueron adoptadas por la Conferencia General de Pesas y Medidas en 1975.

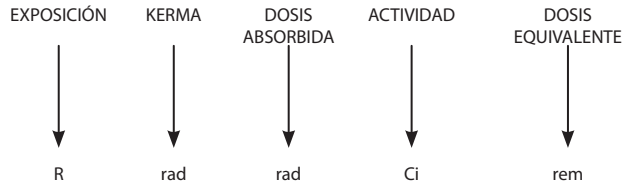
En el campo de la radioprotección ICRU y la Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP) propusieron conjuntamente, en 1977, el nombre especial de sievert para la unidad de la magnitud básica en radioprotección, de símbolo H, que había sido establecida, también conjuntamente por ambas Comisiones, en 1962. Fue adoptado por la Conferencia General de Pesas y Medidas en 1979.

ICRU recomendó que a partir de 1985 se abandonaran las unidades especiales röntgen, rad, rem y curio. La legislación europea prescribe que desde el 1 de enero de 1986 se utilicen en el campo de las radiaciones ionizantes las unidades SI. Véase la figura 2.

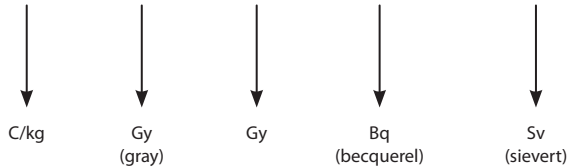


**Figura 1.** Relaciones entre las unidades SI que tienen nombre. En la primera columna se muestran los símbolos y los nombres de las unidades básicas y de algunas derivadas. En la tercera columna aparecen los símbolos de las unidades derivadas que tienen nombres especiales. En la segunda columna pueden verse las unidades derivadas que carecen de nombre especial pero que se utilizan en la construcción de las unidades que tienen nombres especiales. En el diagrama la forma de deducirse cada unidad se muestra mediante flechas que llevan hasta los numeradores (líneas continuas) o hasta los denominadores (líneas de trazos).

Entre 1953 y 1962 ICRU definió:



Entre 1975 y 1979 (Unidades SI)::



**Figura 2.** Ante la posibilidad de encontrarse con equipos de medida cuyos valores numéricos se expresan en unidades especiales, hoy obsoletas, se muestra el paso de ellas a las unidades del SI. Estas son obligatorias en la UE desde enero de 1986. A la magnitud de radioprotección, dosis equivalente, habría que añadir la magnitud básica, equivalente de dosis.

Como ya se ha dicho anteriormente, lo fundamental es definir correctamente las magnitudes. Conviene tener presente para ello algunos atributos de las magnitudes físicas. Deberían ser (ICRU, 1993):

- generales (muy aplicables en situaciones prácticas),
- inequívocas (no ambiguas y con ninguna condición oculta implicada: el nombre de una magnitud debería ser suficientemente específica de modo que no hubiera ninguna duda acerca de su naturaleza),
- necesarias (no redundantes),
- accesibles a la medida y al cálculo.

Una magnitud física puede considerarse como medible si se dispone de un método directo o indirecto de medida que conduzca al valor de la magnitud a medir, el mensurando. A un método de medida se le denomina directo si el valor del mensurando se obtiene directamente y no por la medida de otras magnitudes relacionadas funcionalmente con el mensurando (método indirecto de medida). Con frecuencia, aparatos de medida de esta última clase se calibran en unidades del mensurando. Por ejemplo: la magnitud dosis absorbida en agua se puede medir mediante la medida de la luz emitida por un dosímetro TL, previamente calibrado en condiciones especificadas.

## 2. Magnitudes estocásticas y no estocásticas. Formalismo

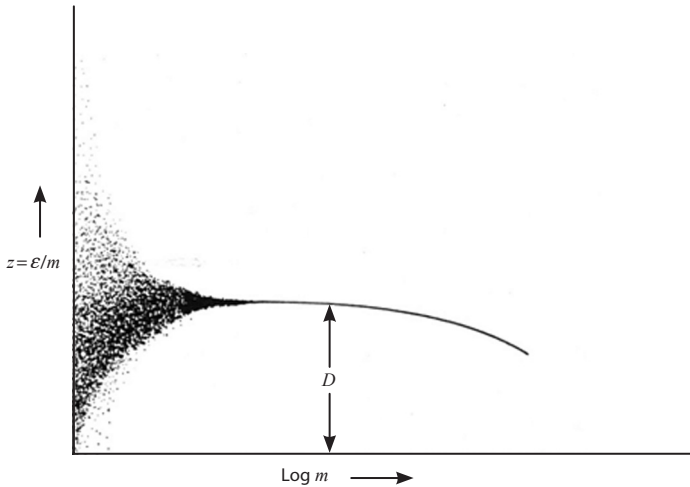
La energía asociada a las partículas individuales es tan grande para las radiaciones ionizantes que los efectos estadísticos pueden ser muy notables a veces, por lo que se necesita definir con un cuidado especial las magnitudes asociadas con la radiación.

Las fluctuaciones estadísticas entre observaciones repetidas son un fenómeno bien conocido en la física. En muchas ocasiones se considera el valor medio de una serie de observaciones. Se supone que a medida que aumenta el número de observaciones dicho valor medio tiende hacia el valor esperado de la magnitud de que se trate. El valor esperado también puede aparecer en este informe bajo el nombre de “valor medio” o “media”.

A menudo es importante tener en cuenta las fluctuaciones estadísticas asociadas con los sucesos de deposición de energía y en consecuencia tener en cuenta la distribución de valores de la magnitud asociada y su valor medio.

Una magnitud que está sujeta a fluctuaciones estadísticas se conoce como estocástica, pero su media es una magnitud no estocástica. Es clásico el ejemplo de la magnitud estocástica “energía específica,  $z$ ” y su magnitud asociada no estocástica “dosis absorbida,  $D$ ”, para ilustrar las diferencias entre magnitudes estocásticas y no estocásticas.

La “energía impartida,  $\varepsilon$ ” (véase 4.3.8) está sujeta a fluctuaciones aleatorias que se convierten en significativas si la masa del material de interés es pequeña, o si la fluencia de las partículas cargadas es baja. La magnitud estocástica “energía específica,  $z$ ” (véase 4.3.10), que es el cociente de la energía impartida,  $\varepsilon$ , por la masa específica,  $m$ , puede ser considerablemente diferente de la magnitud no estocástica asociada con ella “dosis absorbida,  $D$ ” (véase 4.3.11).



**Figura 3.** La energía específica,  $z$ , en función de la masa que sirve para determinarla. La línea horizontal cubre la región para la que puede determinarse la dosis absorbida mediante una lectura única. La zona sombreada representa el campo de medida en el que son importantes las fluctuaciones estadísticas (Rossi, 1968).

La figura 3 es una representación esquemática de varios valores de la energía específica  $z = \varepsilon/m$  que pueden ser observados en un volumen limitado de un material irradiado, a medida que varía el valor  $m$  de su masa. Se supone que el material es homogéneo, que la masa del material irradiado es por lo menos tan grande como el mayor de los valores de  $m$  que aparecen en la abscisa logarítmica y que se conoce el valor de la energía impartida a cada elemento másico del material.

Si se elige un punto de este medio y se le rodea mentalmente de una cierta masa variable, se puede determinar el valor del cociente  $\varepsilon/m$  para valores decrecientes de  $m$ .

En general se encontrará que, si la masa es grande, la razón varía cuando decrece la masa debido a que la fluencia de las partículas cargadas que imparten la energía no era uniforme. Por lo general esto se debe a la atenuación de las partículas indirectamente ionizantes (p. ej. los rayos x).

Al disminuir  $m$ , por lo general se encuentra una región en la que la irradiación ha sido suficientemente uniforme, de modo que el cociente  $\varepsilon/m$  permanece constante. En esta región y solamente en ésta el cociente  $\varepsilon/m$  representa la dosis absorbida. El valor máximo de  $m$  por debajo del cual se obtiene una constancia apreciable de la razón define el volumen que puede considerarse uniformemente irradiado.

En el otro extremo,  $m$  no puede ser tan pequeño que la deposición de energía se deba únicamente a unas pocas interacciones. Cuando  $m$  disminuye más allá de la región para la cual  $\varepsilon/m$  es constante, este cociente diverge. Esta divergencia comienza comúnmente como una variación de  $z$  alrededor de  $D$  y evoluciona aumentando el rango de las variaciones a medida que disminuye  $m$ . En el caso de que  $m$  sea muy pequeño, en la mayoría de los casos  $z$  se anula pero si no es así, alcanza valores extremadamente altos que pueden llegar a ser varios órdenes de magnitud mayores que la dosis absorbida<sup>1</sup>. Estas fluctuaciones ocurren porque las partículas cargadas pierden su energía en saltos discretos; de aquí que la energía específica en una masa pequeña depende de cuántas partículas cargadas, si es el caso, llegan a atravesar dicha masa y de cuánta energía pierden efectivamente al atravesarla. Por supuesto que fluctuaciones de este tipo ocurren por grande que sea la masa atravesada por la radiación; lo que pasa es que entonces su magnitud es muy pequeña en comparación con el total, así que se puede calcular  $D$  con toda la exactitud que se requiera.

Así pues, la magnitud no estocástica dosis absorbida tiene que definirse en el seno de una masa de tamaño apropiado de manera que sea lo bastante grande para que la media de  $\varepsilon/m$  esté determinada con exactitud suficiente (debe bastar una sola medida) y lo bastante pequeña para que la fluencia de las partículas cargadas sea uniforme sobre toda la extensión de su volumen. Este tipo de magnitudes se definen como función de punto y, en general, son continuas y diferenciables respecto del tiempo y del espacio y por tanto se puede hablar de su gradiente y de su tasa. Por la misma razón, se les denomina magnitudes macroscópicas.

Si la masa es pequeña o la fluencia es baja, aún es posible establecer una distribución experimental mediante medidas repetidas de  $z = \varepsilon/m$ . Esta distribución representa una estimación de la distribución de la probabilidad de  $z$  y su media es un estimador del valor esperado,  $\bar{z}$ . Cualquier magnitud estocástica, tal como  $z$  o  $\varepsilon$  está definida exclusivamente para entornos finitos. Sus valores varían de manera discontinua en el espacio y en el tiempo y en términos generales no se habla de su tasa de variación.

Una magnitud estocástica (tal como la energía específica,  $z$ ), tiene las siguientes características:

- a) Se define para entornos finitos. Sus valores varían de manera discontinua en el espacio y en el tiempo, y en términos generales no se habla de su tasa de variación.

---

<sup>1</sup> El valor mínimo de la energía específica, distinto de cero, se le comunicará a una "celda de material biológico" sensible a la radiación, por la energía asociada con la liberación de un único par de iones en su volumen. Se puede demostrar ( $\varepsilon = W/m$ ) que si la "celda" tiene 1  $\mu\text{m}$  de diámetro este valor es de 10 mGy.

- b) No se puede predecir un valor. Es posible establecer una distribución experimental mediante medidas repetidas. Esta distribución representa una estimación de la distribución de probabilidad de la magnitud y su media un estimador del valor esperado. En términos matemáticos se habla de la función de distribución y de la densidad de probabilidad de esa magnitud.

Una magnitud no estocástica (tal como la dosis absorbida,  $D$ ), tiene las siguientes características:

- c) Se define como función de punto y en general es continua y diferenciable respecto del tiempo y del espacio, y por lo tanto se puede hablar de su gradiente y de su tasa.
- d) Se puede estimar como el promedio de los valores observados de la magnitud estocástica asociada, en este caso,  $z$ . En una determinación experimental las incertidumbres de carácter no aleatorio (de tipo B), pueden ser mayores que la incertidumbre debida a las fluctuaciones estadísticas que aquí se consideran, pues estas últimas siempre existen. De ahí que conceptualmente se diga de una magnitud no estocástica y función de punto, como es la dosis absorbida, que se debe definir en el seno de una masa de tamaño apropiado de manera que sea lo bastante grande para que las fluctuaciones de la energía impartida sean pequeñas (debe bastar una sola medida) y lo bastante pequeña para que la fluencia de partículas cargadas sea uniforme sobre toda la extensión de su volumen y se le puede asignar el valor de la magnitud al centro de ese volumen.

El carácter de función de punto de una magnitud no estocástica tiene repercusiones prácticas en la instrumentación que mide este tipo de magnitudes. Al instrumento se le asigna un *"punto de referencia"*, y en él, el instrumento mide esa magnitud. El punto de referencia coincide generalmente con el centro del volumen sensible del detector y la situación de medida resulta tanto más óptima, bajo este punto de vista, cuanto más pequeño sea el volumen del detector y más uniforme sea a través de él la fluencia de la radiación a la que es sensible.

Las definiciones de las magnitudes no estocásticas que son funciones de punto se expresan en términos de diferenciales. Según es costumbre en física, se entenderá siempre que los argumentos de los cocientes de dos diferenciales son magnitudes no estocásticas. Por ejemplo, en la definición de la fluencia, el cociente diferencial  $dN/da$  aparece como: *"el cociente de  $dN$  por  $da$ , donde  $dN$  es el número de partículas que entran en*

una esfera de sección recta  $da''$  y se sobreentiende que  $dN$  es el diferencial de un valor esperado del número de partículas  $N$ .

La dosis absorbida es una magnitud de especial importancia práctica por lo que es deseable, según ICRU, dar su definición de una manera que no haga imprescindible referirse a las consideraciones que se acaban de hacer. Por eso se da en una forma ligeramente alterada en la que se expresa explícitamente que la diferencial que aparece en el numerador es la de un valor esperado (en este caso  $\bar{\epsilon}$ ).

### 3. ICRU y las magnitudes radiológicas en general

Cualquier evaluación numérica de la radiación ionizante requiere la formulación de magnitudes apropiadas. Esta ha sido y sigue siendo la tarea fundamental de ICRU. El informe 60 (ICRU, 1998a) es actualmente la última publicación que trata este tema. Este informe ha sido traducido recientemente al castellano por la SEFM (ICRU, 1998b). Como ya ha ocurrido en el pasado, la nueva versión es un desarrollo y revisión más que un cambio en el sistema, sistema que ha empleado ICRU durante varias décadas y que asigna magnitudes a diferentes categorías.

- **Magnitudes radiométricas.** Se refieren al número y energía de las partículas ionizantes, así como al producto de estas magnitudes junto con sus distribuciones espaciales y temporales.
- **Coefficientes de interacción.** Son el eslabón entre las magnitudes radiométricas y las magnitudes dosimétricas. Son especialmente importantes en los cálculos cuando la magnitud medida difiere de la magnitud que se desea determinar.
- **Magnitudes dosimétricas.** Concebidas para proporcionar una medida física que se correlacione con los efectos reales o potenciales de la radiación, son en esencia un producto de magnitudes radiométricas y coeficientes de interacción. Si bien se calculan de este modo, no se definen de la misma manera porque lo usual es que se midan directamente.
- **Radiactividad.** Magnitudes asociadas con el campo de radiación producido por las sustancias radiactivas.
- **Radioprotección.** Magnitudes que son específicas de esta área de aplicación.



## 4. Magnitudes radiológicas de uso general

Bajo este epígrafe se describirán, a través de sus definiciones, unidades y comentarios, aquellas magnitudes de uso general que si bien no son específicas de un campo de aplicación determinado, sí son dentro de las de uso general las más frecuentemente usadas. Se incluirán dentro de las categorías de radiométricas, coeficientes de interacción y dosimétricas.

### 4.1. Magnitudes radiométricas

Estas magnitudes tratan o con el número o con la energía de las partículas lo que se refleja en sus nombres, por ejemplo flujo de partículas o flujo de energía, etc. La palabra partícula puede ser substituída por otra más específica del ente de que se trate, por ejemplo flujo de neutrones, fluencia de electrones, etc. Del mismo modo se pueden usar flujo de energía de los neutrones, fluencia energética de electrones, etc.

#### 4.1.1. El número de partículas, $N$

Es el número de las que se emiten, transfieren o reciben.

Unidad: 1

#### 4.1.2. La energía radiante, $R$

Es la energía (excluída la de la masa en reposo) que se emite, transfiere o recibe.

Unidad: J

#### 4.1.3. El flujo (de partículas), $\dot{N}$

Es el cociente de  $dN$  por  $dt$ , donde  $dN$  es el incremento del número de partículas en el intervalo de tiempo  $dt$ .

$$\dot{N} = \frac{dN}{dt}$$

Unidad:  $s^{-1}$

#### 4.1.4. El flujo de energía, $\dot{R}$

Es el cociente de  $dR$  por  $dt$ , donde  $dR$  es el incremento de la energía radiante en el intervalo de tiempo  $dt$ .

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt}$$

Unidad: W

#### 4.1.5. La fluencia (de partículas), $\Phi$

Es el cociente de  $dN$  por  $da$ , donde  $dN$  es el número de partículas incidentes sobre una esfera de sección recta  $da$ .

$$\Phi = dN/da$$

Unidad:  $m^{-2}$

Esta magnitud es la misma que la  $nvt$  que se usa normalmente en la física de neutrones:

$$\Phi = n \cdot v \cdot t$$

$$(m^{-2}) = (\text{partículas} \cdot m^{-3}) (m \cdot s^{-1}) (s)$$

El área ha de ser perpendicular a todas las direcciones de la radiación. Cuando el campo es multidireccional, es evidente que un círculo plano fijo no puede ser atravesado perpendicularmente por cada uno de los rayos incidentes, y a menos que el campo de radiación sea isótropo, el número de los rayos que inciden sobre el plano dependerá de su orientación. Sin embargo, si se deja que el círculo gire libremente alrededor de su centro para que intercepte cada rayo incidente perpendicularmente se volverá a tener el número máximo posible de rayos contados. La circunferencia del círculo describe entonces una superficie esférica y los rayos que atraviesen el círculo también atravesarán la esfera. Esto sugiere una manera general de definir la fluencia (de partículas) y la fluencia de energía.

$\Phi$ ,  $\Phi_E$  y  $\Phi_\Omega$  caracterizan un campo de radiación en un punto.

$\Phi_E$  es la distribución de la fluencia en energía, y  $\Phi_\Omega$  es la distribución angular.

En radioprotección es frecuente simplificar la distribución angular mediante el uso de campos unidireccionales incidiendo en distintas orientaciones sobre el tronco humano o maniquí que le sustituya (campos AP, PA y LAT), amén de utilizar campos isótropos y rotacionales (campos IS y ROT).

#### 4.1.6. La fluencia de energía, $\Psi$

Es el cociente de  $dR$  por  $da$ , donde  $dR$  es la energía radiante incidente sobre una esfera de sección recta  $da$ .

$$\Psi = dR/da$$

Unidad:  $\text{J m}^{-2}$

#### 4.1.7. La tasa de fluencia (de partículas), $\dot{\Phi}$

Es el cociente de  $d\Phi$  por  $dt$ , donde  $d\Phi$  es el incremento de fluencia de partículas en el intervalo de tiempo  $dt$ .

$$\dot{\Phi} = d\Phi/dt = d^2N/da dt$$

Unidad:  $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$

Esta magnitud recibe también el nombre de densidad de flujo de partículas. Puesto que la palabra densidad tiene diferentes connotaciones es preferible el nombre de tasa de fluencia de partículas.

#### 4.1.8. La tasa de fluencia de energía, $\dot{\Psi}$

Es el cociente de  $d\Psi$  por  $dt$ , donde  $d\Psi$  es el incremento de la fluencia de energía en el intervalo de tiempo  $dt$ .

$$\dot{\Psi} = d\Psi/dt = d^2R/da dt$$

Unidad:  $\text{W m}^{-2}$

Esta magnitud se conoce también bajo el nombre de densidad del flujo de energía. Puesto que la palabra densidad tiene diferentes connotaciones, es preferible el nombre de tasa de fluencia de energía.

#### 4.1.9. Notas

En la práctica, para que sea posible caracterizar un campo de radiación y sus interacciones con la materia, algunas magnitudes se usan para radiaciones comprendidas dentro de un cierto rango de energías. Cuando es así puede definirse la distribución de una magnitud con respecto de otra. Por ejemplo, la *distribución integral*  $\Phi(E)$ , es la parte de la fluencia  $\Phi$  (véase 4.1.5) que se debe a

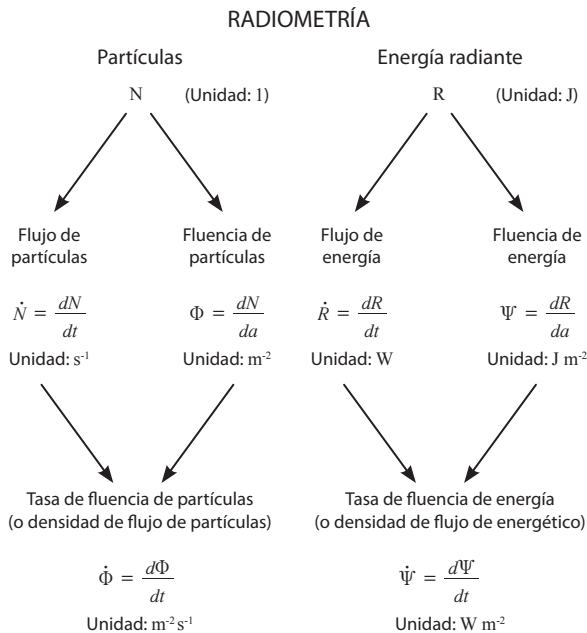
partículas cuya energía está comprendida entre 0 y  $E$ . La *distribución diferencial*  $\Phi_{E'}$  de la fluencia con respecto a la energía de las partículas,  $E$ , es la derivada de  $\Phi(E)$  con respecto a  $E$ .

$$\Phi_E = \frac{d\Phi(E)}{dE}$$

La integral de esta distribución diferencial para todas las energías de las partículas, desde cero a infinito es la fluencia,  $\Phi$ .

$$\Phi = \Phi(\infty) = \int_0^\infty \Phi_E dE$$

Para que se comprendan mejor las relaciones mutuas entre las magnitudes que se acaban de definir, en la figura 4 puede verse un diagrama que muestra sus nombres, símbolos y unidades.



N – es el número de partículas emitidas, transferidas o recibidas.  
R – es la energía de las partículas (excepto la energía de reposo) emitida, transferida o recibida.

**Figura 4.** Algunas magnitudes que se utilizan para describir un campo de radiación (Radiometría).

Nótese que las palabras flujo y tasa se asocian con la variación por unidad de tiempo, mientras que la palabra fluencia se usa cuando la asociación es con la unidad de área.

## 4.2. Coeficientes de interacción

Usualmente se dan para radiaciones específicas (a menudo también para energías específicas de la radiación), materiales específicos y, si es el caso, también para tipos específicos de interacciones. Estas especificaciones, si bien no se necesitan en las definiciones son esenciales para poder citar valores numéricos. Los coeficientes están relacionados con la sección eficaz a través del número de Avogadro y la masa molar del blanco de que se trate.

### 4.2.1. La sección eficaz, $\sigma$

De un blanco determinado, para una interacción producida por una partícula cargada o no cargada es el cociente de  $P$  por  $\Phi$ , donde  $P$  es la probabilidad de interacción para el blanco de que se trate cuando está sometido a una fluencia de partículas,  $\Phi$ .

$$\sigma = P/\Phi$$

Unidad:  $\text{m}^2$

La unidad especial de sección eficaz es el barn,  $b$ .

$$1b = 10^{-28} \text{ m}^2$$

La palabra *interacción* se refiere a procesos en los que se altera la energía, la dirección o ambas cosas de una partícula incidente. La interacción puede estar seguida por la emisión de una o varias partículas secundarias.

### 4.2.2. El coeficiente de atenuación másico, $\mu/\rho$

De un material para partículas ionizantes no cargadas, es el cociente de  $dN/N$  por  $\rho dl$ , donde  $dN/N$  es la fracción de las partículas que sufren alguna interacción al atravesar una distancia  $dl$  en un material de densidad  $\rho$ .

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho \cdot N} \frac{dN}{dl}$$

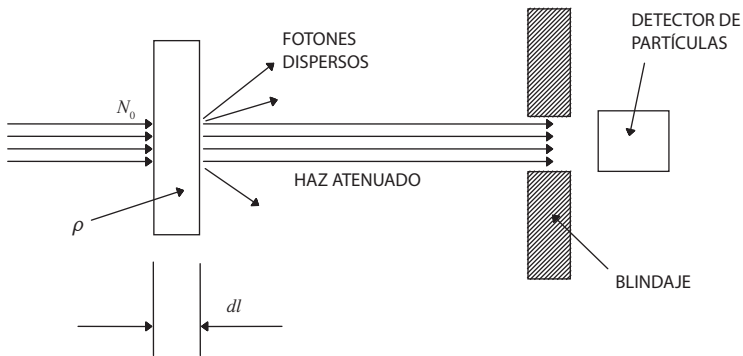
Unidad:  $\text{m}^2 \text{ kg}^{-1}$ .

$\mu$  es el coeficiente de atenuación lineal.

$\mu/\rho$  se da exclusivamente para *partículas ionizantes no cargadas* (fotones y neutrones). Es una constante del material para radiación de un tipo y de una energía determinados.

$\mu/\rho$  indica la *fracción de las partículas que sufren las interacciones con la materia, por unidad de masa superficial*.

Un haz paralelo y estrecho de fotones monoenergéticos  $N_0$ , incide perpendicularmente sobre una capa muy fina de sustancia, como aparece en la figura 5.



**Figura 5.** Atenuación de un haz estrecho.

El número de los fotones que llegan al detector,  $N'$ , se obtiene por:

$$N' = N_0 e^{-(\mu/\rho) \cdot x}$$

$$x = \rho \cdot dl$$

Esta ecuación representa la conocida ley de atenuación exponencial que aparece cuando se mide la atenuación de fotones monoenergéticos en "*condiciones de haz estrecho*," es decir, cuando solamente una fracción despreciable de los fotones dispersos puede alcanzar el detector. En esas condiciones se miden experimentalmente los coeficientes de atenuación másicos.

En el trabajo publicado en IJARI 33, 1982 (HUBBELL, 1982), pueden encontrarse los valores de  $\mu/\rho$  para diversos materiales y para fotones de 1 keV hasta 20 MeV.

### 4.2.3. El coeficiente de transferencia de energía másico, $\mu_{tr}/\rho$

De un material para partículas ionizantes no cargadas, es el cociente de  $dE_{tr}/E \cdot N$  por  $\rho dl$ , donde  $E$  es la energía de cada partícula (excluyendo la energía en reposo),  $N$  es el número de partículas y  $dE_{tr}/E \cdot N$  es la fracción de la energía de las partículas incidentes que se transfiere como energía cinética a las partículas cargadas producidas en las interacciones que ocurren cuando la radiación atraviesa una distancia  $dl$  en un material de densidad  $\rho$ .

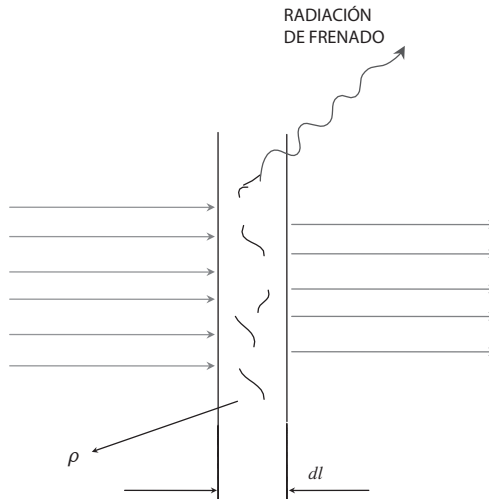
$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho \cdot E \cdot N} \frac{dE_{tr}}{dl}$$

Unidad:  $m^2 kg^{-1}$

$\mu_{tr}/\rho$  solamente se da para *partículas ionizantes no cargadas* (fotones y neutrones). Es una constante del material para radiación de un tipo y de una energía dadas.

$\mu_{tr}/\rho$  indica la fracción de la *energía* de las partículas incidentes *que se transfiere* a las partículas cargadas en forma de *energía cinética*, por unidad de masa superficial.

Las ecuaciones que se aplican a  $N$  fotones monoenergéticos de energía  $E$ , como en la figura 6, son:



**Figura 6.** Transferencia de energía desde la radiación.

$$\frac{dE_{tr}}{\rho \cdot dl} = E \cdot N \frac{\mu_{tr}}{\rho}$$

[Energía transferida por unidad de masa superficial]

$$\frac{dE_{tr}}{dm} = \Psi \frac{\mu_{tr}}{\rho}$$

[Energía transferida por unidad de masa]

Esta última ecuación define una magnitud dosimétrica muy importante, el kerma, que se describirá más adelante.

La energía disipada en forma de radiación de frenado se incluye en  $dE_{tr}$ .

#### 4.2.4. El coeficiente de absorción de energía másico, $\mu_{en}/\rho$

De un material para partículas ionizantes no cargadas, es el producto del coeficiente de transferencia de energía másico,  $\mu_{tr}/\rho$ , y de  $(1 - g)$ , donde  $g$  es la fracción de la energía de las partículas cargadas secundarias que se disipa en el material por efecto de la radiación de frenado.

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g)$$

Unidad:  $m^2 \text{ kg}^{-1}$

$\mu_{en}/\rho$  y  $\mu_{tr}/\rho$  pueden diferir apreciablemente cuando las energías cinéticas de las partículas cargadas secundarias son comparables con o mayores que sus energías correspondientes a las masas en reposo, en particular para interacciones con materiales de número atómico elevado. Por ejemplo,  $\mu_{en}/\rho$  puede ser del orden de 43% más bajo que  $\mu_{tr}/\rho$  para rayos gamma de 10 MeV en el plomo.

Para materiales de interés dosimétrico, como el agua, el aire o el carbono y para las energías de los fotones más corrientemente usados, los valores de  $g$  son inferiores a 0,5% (CCEMRI/85-18,1985).

hν (MeV)	agua	aire	carbono
≤ 0,4	< 10 <sup>-3</sup>	< 10 <sup>-3</sup>	< 10 <sup>-3</sup>
0,5	0,001	0,001	0,001
<sup>137</sup> Cs	0,001 <sub>5</sub>	0,002	0,001 <sub>5</sub>
1,0	0,002	0,002 <sub>5</sub>	0,002
<sup>60</sup> Co	0,003	0,003	0,002 <sub>5</sub>
1,5	0,003 <sub>5</sub>	0,004	0,003



En el trabajo publicado en IJARI 33, 1982 (HUBBELL, 1982), pueden encontrarse los valores de  $\mu_{en}/\rho$  para diversos materiales y para fotones de 1 keV hasta 20 MeV.

#### 4.2.5. El poder de frenado másico, $S/\rho$

De un material para partículas cargadas, es el cociente de  $dE$  por  $\rho \cdot dl$ , donde  $dE$  es la energía perdida por un partícula cargada al atravesar una distancia  $dl$  en el material de densidad  $\rho$ .

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dl}$$

Unidad:  $J m^2 kg^{-1}$

$E$  puede estar expresado en eV y entonces  $S/\rho$  se puede expresar en  $eV m^2 kg^{-1}$ .

$S$  es el poder de frenado lineal.

El poder de frenado másico se puede expresar como una suma de componentes independientes mediante:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{el} + \frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{rad} + \frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{nuc}$$

donde:

$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{el} = \frac{1}{\rho} S_{el}$$

es el poder de frenado másico electrónico (o de colisión) debido a las colisiones con electrones.

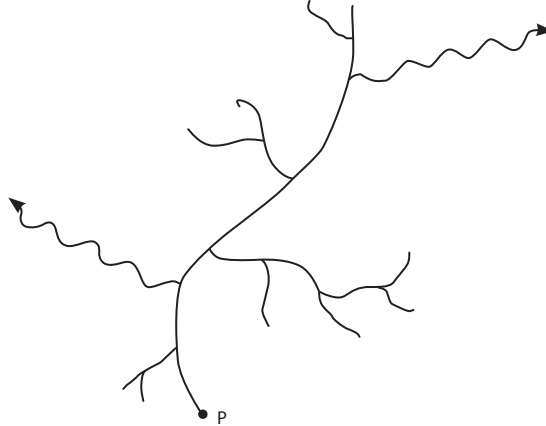
$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{rad} = \frac{1}{\rho} S_{rad}$$

es el poder de frenado másico radiativo debido a la emisión de radiación de frenado en los campos eléctricos de los núcleos atómicos o de los electrones atómicos.

$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{nuc} = \frac{1}{\rho} S_{nuc}$$

es el poder de frenado másico nuclear debido a las colisiones de Coulomb elásticas en las que la energía de retroceso se imparte a los átomos.

Adicionalmente se pueden considerar las pérdidas de energía debidas a procesos nucleares inelásticos.



**Figura 7.** Una partícula cargada primaria que se ha emitido en el punto P resulta frenada en el medio, dando origen a nuevas partículas, tanto partículas cargadas secundarias como partículas no cargadas. Las trazas de la partícula cargada primaria y de las partículas cargadas secundarias asociadas con ella están representadas mediante una ramificación de líneas continuas; las partículas no cargadas se representan mediante líneas onduladas. (A. Carlsson, 1981).

Para energías en las que puedan no tenerse en cuenta las posibles interacciones nucleares la separación del poder de frenado en estos componentes resulta útil porque la energía que se pierde en ionización y excitación de átomos del medio se absorbe bastante cerca de la trayectoria de la partícula, mientras que la mayor parte de la que se consume en forma de radiación de frenado se separa mucho de esa trayectoria antes de ser absorbida (véase figura 7). Esta distinción es importante cuando la atención se centra en la energía “transferida localmente” al medio a lo largo de la trayectoria más que en la energía perdida por la partícula. Para obtener una primera estimación de la energía transferida localmente es por consiguiente útil introducir un “poder de frenado por colisión restringido” que se define como la pérdida media de energía por unidad de longitud de la trayectoria recorrida, debida a excitaciones o ionizaciones en las que la energía transferida a los electrones secundarios no excede de cierto límite prefijado.

Los valores más recientes de  $S/\rho$  y de sus componentes para electrones y positrones se pueden encontrar en el ICRU informe número 37 (ICRU, 1984). Para protones y partículas  $\alpha$  en el ICRU informe número 49 (ICRU, 1993) y para iones pesados en el ICRU informe número 73 (ICRU, 2005).

Conceptualmente y para electrones como partículas cargadas:

- Poder de frenado másico electrónico (o de colisión) o poder de frenado másico electrónico sin restringir, significa pérdida de energía de un electrón, a lo largo de su trayectoria por unidad de longitud en un material de densidad dada.
- Cuando se considera un poder de frenado másico electrónico sin restringir, la pérdida de energía del electrón no significa que sea igual a la energía impartida o absorbida a lo largo de su trayectoria.
- Si ambas energías, en un momento dado, se consideran iguales, es tanto como suponer que no se crean electrones secundarios o si éstos se crean, como es el caso, se supone que se absorben (y por lo tanto su energía) en el lugar de producción. No hay transporte de energía a distancia.
- El poder de frenado másico sin restringir y sus tablas y valores, están basados en el proceso denominado de frenado continuo ó pérdidas de energía infinitesimales, descartando pérdidas discretas, como es el caso de la creación de electrones secundarios o rayos delta.

#### 4.2.6. La transferencia lineal de energía o poder de frenado lineal electrónico (o por colisión) restringido, $L_{\Delta}$

De un material para partículas cargadas, es el cociente de  $dE_{\Delta}$  por  $dl$ , donde  $dE_{\Delta}$  es la energía perdida por una partícula cargada debida a colisiones con electrones al atravesar la longitud  $dl$ , menos la suma de las energías cinéticas de todos los electrones liberados con energías cinéticas en exceso de  $\Delta$ , entonces:

$$L_{\Delta} = \frac{dE_{\Delta}}{dl}$$

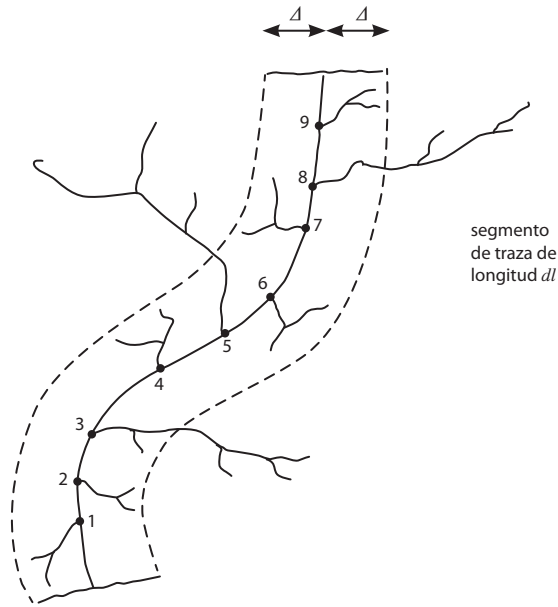
Unidad:  $J m^{-1}$ .

$E$  se puede expresar en eV y entonces  $L_{\Delta}$  se puede dar en  $eV m^{-1}$ , ó en cualquier submúltiplo o múltiplo convenientes como  $keV \mu m^{-1}$ .

El concepto de poder de frenado lineal o másico electrónico restringido [ $L_{\Delta}$  ó  $(L/\rho)_{\Delta}$ ] se introduce para calcular la energía transferida a una región de interés localizada.

Transferencia lineal de energía,  $L_{\Delta}$ , o poder de frenado  
lineal electrónico restringido

$$L_{\Delta} = S_{el} - \frac{dE_{ke,\Delta}}{dl}$$



**Figura 8.** Traza de una partícula cargada de longitud  $dl$  en un material, donde se han dibujado las trazas correspondientes a 9 electrones liberados y los límites del alcance aproximado correspondiente a la energía de corte,  $\Delta$ .

La transferencia lineal de energía,  $L_{\Delta}$ , se puede expresar mediante:

$$L_{\Delta} = S_{el} - \frac{dE_{ke,\Delta}}{dl}$$

donde  $S_{el}$  es el poder de frenado electrónico (o de colisión) lineal y  $dE_{ke,\Delta}$  es la suma de las energías cinéticas mayores de  $\Delta$ , de todos los electrones liberados por la partícula cargada al atravesar una distancia  $dl$ . (Véase figura 8).

La definición expresa el siguiente balance de energía: energía perdida por la partícula cargada primaria en colisiones con electrones, a lo largo de un segmento de la trayectoria,  $dl$ , menos la energía llevada fuera por electrones secundarios teniendo energías cinéticas mayores de  $\Delta$ . Esta diferencia iguala

a la energía considerada como “transferida localmente”, aunque la definición especifique un corte en la energía,  $\Delta$ , y no un corte en el alcance.

Esta definición difiere de la previamente dada (ICRU, 1980) en dos aspectos. Primero,  $L_{\Delta}$  incluye ahora la energía de enlace para todas las colisiones. Como una consecuencia,  $L_{\infty}$  se refiere a la energía perdida o disipada que no reaparece como energía cinética de los electrones liberados. Segundo, el umbral de la energía cinética de los electrones liberados es ahora  $\Delta$ , frente a  $\Delta$  menos la energía de enlace de antes.

Para simplificar la notación,  $\Delta$  se puede expresar en eV. Por lo tanto  $L_{100}$  significa que es la transferencia lineal de energía para un corte en la energía de 100 eV.  $L_{\infty}$ , que es igual a  $S_{el}$ , se puede reemplazar por  $L$  a la que en ocasiones se le denomina transferencia lineal de energía sin restringir.

#### 4.2.7. La energía media disipada en un gas por par de iones formado, $W$

Es el cociente de  $E$  por  $\bar{N}$ , donde  $\bar{N}$  es el número medio de pares de iones que se forman cuando la energía cinética inicial  $E$  de una partícula cargada se ha disipado por completo en el seno del gas.

$$W = \frac{E}{\bar{N}}$$

Unidad: J

$W$  se puede expresar en eV.

Como consecuencia de la definición se sigue que los iones producidos por la radiación de frenado o por cualquier otra radiación secundaria emitida por las partículas cargadas están incluidos en  $\bar{N}$ .

$W$  se define para *partículas cargadas*. Depende del gas, para determinada partícula y determinada energía.

Tratándose de electrones, el aire es el único gas para el que existe un número razonable de medidas absolutas de  $W$ . Si hay vapor de agua contenido en el aire, puede que el número de iones producidos sea un 0,3% mayor que para el aire seco.

Por el momento, para electrones producidos en aire seco por rayos X de hasta 50 MeV, se admite que  $W$  es constante y que su valor es de  $(33,97 \pm 0,06)$  eV (CCEMRI, 1985).

#### 4.2.8. Notas

- a) Si pueden desdeñarse las interacciones entre los entes que son irradiados y que están contenidos en un blanco de una especie atómica dada, todos los coeficientes de interacción se pueden expresar en función de las secciones eficaces correspondientes.
- b) Los coeficientes de interacción, como por ejemplo el poder de frenado másico, el coeficiente de absorción de energía másico o el coeficiente de atenuación másico, son funciones de la energía de la partícula. Para un campo de radiación que tenga un espectro complejo de energías pueden ser útiles los valores medios ponderados de acuerdo con la distribución espectral de la magnitud de interés, como  $\overline{\mu_{en}/\rho}$ ,  $\overline{\mu/\rho}$ ,  $\overline{S/\rho}$ . Por ejemplo:

$$\overline{\mu/\rho} = \frac{\int_0^\infty (\mu/\rho)\Phi_E dE}{\int_0^\infty \Phi_E dE} = \frac{1}{\Phi} \int_0^\infty (\mu/\rho)\Phi_E dE$$

$$\overline{\mu_{en}/\rho} = \frac{\int_0^\infty (\mu_{en}/\rho)\Psi_E dE}{\int_0^\infty \Psi_E dE} = \frac{1}{\Psi} \int_0^\infty (\mu_{en}/\rho)\Psi_E dE$$

son los valores medios,  $\overline{\mu/\rho}$  y  $\overline{\mu_{en}/\rho}$ , ponderados por la fluencia y por la fluencia de energía respectivamente.

- c) Las partículas cargadas pierden su energía de una manera que difiere claramente de la que corresponde a las radiaciones no cargadas. Un fotón o un neutrón que incidan sobre una lámina de un material pueden atravesarla sin producir en ella interacción alguna o bien pueden interactuar y en ese caso pueden perder su energía en uno o en unos pocos sucesos "catastróficos".

Muy al contrario, una partícula cargada interacciona con uno o más electrones o con el núcleo de casi cualquier átomo por cuya proximidad pase. Típicamente, una partícula cargada de 1 MeV sufre  $\approx 10^5$  interacciones hasta que pierde toda su energía cinética. Desde un punto de vista estocástico es imposible predecir hasta donde pueden penetrar en la materia un fotón o un neutrón determinados, puesto que bastan una o unas pocas interacciones, que ocurren al azar, para que se disipe toda su energía cuántica o cinética. En cambio, las partículas cargadas se pueden caracterizar por un alcance común, al menos en primera

aproximación, marcado por las trayectorias de la mayoría de dichas partículas, de un tipo y de una energía determinados y en un medio dado. Debido a que en la desaceleración de cada partícula cargada ocurre una multitud de interacciones, su trayecto tiende hacia el valor esperado que se observaría como valor medio para una población muy numerosa de partículas idénticas. Dicho valor esperado se llama su *alcance*.

Existen varias definiciones del alcance de las partículas cargadas; las de los electrones son las que más difieren entre sí, porque los electrones experimentan una pérdida de energía sujeta a una dispersión estadística considerable y lo mismo ocurre con sus ángulos de desviación. El alcance que se utiliza con mayor frecuencia es el *alcance csda* (de la sigla que resulta de la expresión inglesa para la aproximación de frenado continuo: continuous slowing down approximation). Se define como:

$$r = \int_0^{T_0} S^{-1} dT$$

Donde  $T_0$  es la energía inicial de la partícula y  $S$  es el poder de frenado lineal. Para electrones y para medios de bajo valor de  $Z$ ,  $r$  es comparable con la profundidad de máxima penetración. Por similitud con la penetración de partículas cargadas en la materia, a veces se usa para las partículas no cargadas el concepto de "*recorrido libre medio*" ( $1/\mu$ ). Se trata del valor medio de la distancia recorrida por cada miembro individual de una gran población homogénea de partículas antes de que sufra su primera interacción. Sea  $N_0$  el número de las partículas incidentes y  $N_x$  el de las que atraviesan sin interacción una lámina de espesor  $x$ ; cuando  $x = 1/\mu$  entonces  $N_x = N_0/e$ .

### 4.3. Magnitudes dosimétricas

La radiación interactúa con la materia en una serie de pasos en los que la energía se convierte, siendo la dosis absorbida el resultado de todos esos pasos. El resultado es que la energía que transporta el campo de radiación se deposita finalmente en la materia. Atendiendo, en esencia, a esta consideración, ICRU engloba las magnitudes dosimétricas en dos secciones tratando con la *conversión de energía* y con el *depósito de energía*. Entre las primeras consideraremos solamente el kerma, la exposición y el cema y entre las segundas el depósito de energía, la energía impartida, energía lineal, energía específica y dosis absorbida.

### 4.3.1. Kerma

El kerma,  $K$ , es el cociente de  $dE_{tr}$  por  $dm$ , donde  $dE_{tr}$  es la suma de las energías cinéticas iniciales de todas las partículas ionizantes cargadas liberadas por las partículas ionizantes no cargadas en un material especificado de masa  $dm$ .

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

Unidad:  $J \text{ kg}^{-1}$

El nombre especial para la unidad de kerma es gray (Gy).

En cálculos dosimétricos el kerma,  $K$ , se expresa usualmente en función de la distribución de fluencia energética en energía,  $\Psi_{E'}$  o de la distribución de fluencia en energía,  $\Phi_{E'}$  de las partículas no cargadas,

$$K = \int_E \Psi_E \frac{\mu_{tr}(E)}{\rho} dE = \int_E E \Phi_E \frac{\mu_{tr}(E)}{\rho} dE$$

donde  $\mu_{tr}(E)/\rho$  es el coeficiente de transferencia de energía másico de esas partículas no cargadas en el material especificado.

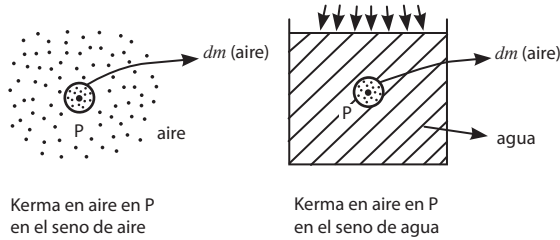
Para partículas no cargadas de energía,  $E$ , y en un material especificado, se denomina *coeficiente de kerma* a la expresión:

$$\frac{K(E)}{\Phi(E)} = \frac{\mu_{tr}(E)}{\rho} E$$

Para el kerma por unidad de fluencia, se usa ahora el término coeficiente de kerma en lugar del factor de kerma, usado anteriormente, ya que la palabra coeficiente implica una dimensión física y no el término factor.

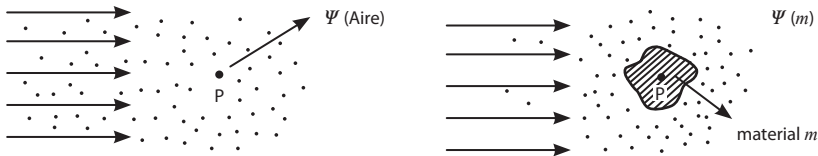
El coeficiente de kerma es de uso corriente en física de neutrones. El hecho de definirse el kerma en función de  $\Psi_E$  y  $\mu_{tr}(E)/\rho$  permite referirnos al valor de un kerma o de una tasa de kerma en un material especificado, bien sea en aire libre o en el interior de un material. En consecuencia cabe hablar por ejemplo del kerma en aire en el seno de (un maniquí de) agua. (Véase la figura 9).





**Figura 9.** Colocando una pequeña cantidad de un material especificado en el seno de otro, da lugar, por ejemplo, a la expresión “kerma en aire en el seno de agua”.

Para medir el kerma, el elemento de masa debería ser tan pequeño que su introducción no perturbara de manera apreciable el campo de partículas ionizantes no cargadas. Esta condición resulta crítica si el material en que se desea medir el kerma es diferente del medio que lo rodea. Si la modificación del campo fuera apreciable, se debería aplicar un factor de corrección.



**Figura 10.** Paso del kerma en aire en el seno de aire al kerma en un material.

Suponiendo que se conociera el valor del kerma en un punto P, en el seno del aire,  $K_{air}$ , podría situarse en y alrededor de dicho punto un cierto volumen de material diferente del aire y designado como  $m$ . De la relación mencionada se obtiene la ecuación:

$$K_m = K_{air} \left( \frac{(\overline{\mu_{tr}/\rho})_m}{(\overline{\mu_{tr}/\rho})_{air}} \right)$$

cuyo uso implica necesariamente la condición  $\Psi(m) = \Psi(air)$ .

Puesto que en la definición de kerma,  $dE_{tr}$  es la suma de las energías cinéticas iniciales de las partículas ionizantes cargadas liberadas por las partículas ionizantes no cargadas, también se incluye en ella la energía que dichas partículas cargadas disipan en forma de radiación de frenado.

Dado que el kerma incluye energía cinética recibida por las partículas cargadas, lo mismo cuando esté destinada a ser disipada por los electrones en

interacciones de colisión como si son de tipo radiativo, algunos autores subdividen  $K$  en dos partes, según que la energía se disipe en las cercanías para crear excitaciones o ionizaciones ( $K_c$ ) o que sea transportada más lejos por los fotones (radiación de frenado), ( $K_r$ ):

$$K = K_c + K_r$$

donde los subíndices denotan interacciones "de colisión" o "radiativas" respectivamente.

Para fotones monoenergéticos, de energía  $E$ , el kerma de colisión se puede expresar como:

$$K_c = \Psi(\mu_{en}/\rho) = K(1 - g)$$

Conceptualmente:

- El kerma se define para radiación ionizante no cargada (fotones y neutrones). Es una magnitud no estocástica y función de punto.
- Cuando se exprese un valor numérico es necesario señalar el material y, en ocasiones, y adicionalmente, el material que le rodea.
- El kerma sirve para caracterizar indirectamente un campo de fotones o de neutrones en un material dado.
- El kerma es una magnitud representativa de la energía transferida por unidad de masa a un punto de un material (fuente de energía). Conceptualmente difiere de la energía absorbida por unidad de masa al punto de ese material (sumidero de energía).
- La igualdad de la dosis absorbida y el kerma es tanto más real cuanto mejor se obtenga un equilibrio de partículas cargadas, sea despreciable la producción de radiación de frenado y la energía de las partículas no cargadas sea grande comparada con la energía de enlace de las partículas cargadas liberadas.
- En un punto existe equilibrio de partículas cargadas cuando la fluencia de éstas es constante dentro de distancias iguales al alcance máximo de la partícula cargada.
- En ocasiones, esencialmente en el cálculo, el kerma se usa como un sustituto de la dosis absorbida. Esta práctica resulta correcta siempre y cuando no se requiera una resolución espacial mejor que el alcance de las partículas cargadas.

#### 4.3.2. Tasa de kerma

La tasa de kerma,  $\dot{K}$ , es el cociente de  $dK$  por  $dt$ , donde  $dK$  es el incremento de kerma en el intervalo de tiempo  $dt$ .

$$\dot{K} = dK / dt$$

Unidad:  $\text{J kg}^{-1} \text{s}^{-1}$

El nombre especial para la unidad de tasa de kerma es gray por segundo ( $\text{Gy s}^{-1}$ ).

#### 4.3.3. Exposición

La exposición,  $X$ , es el cociente de  $dQ$  por  $dm$ , donde  $dQ$  es el valor absoluto de la carga total de los iones de un mismo signo producidos en el aire cuando todos los electrones (negatrones y positrones) liberados por los fotones en una masa  $dm$  de aire han sido detenidos por completo en el seno de aire.

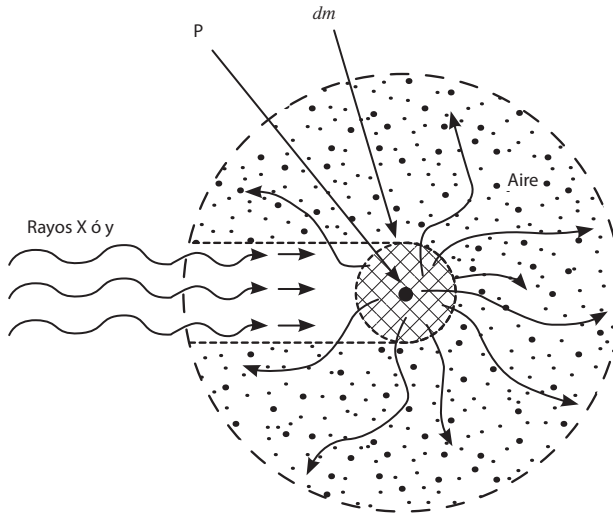
$$X = dQ / dm$$

Unidad:  $\text{C kg}^{-1}$

Deben excluirse de  $dQ$  tanto la ionización que se deba a la reabsorción de la radiación de frenado (sólo significativa en energías altas), como la que procede de los fotones dispersos (se aplica un factor de corrección).

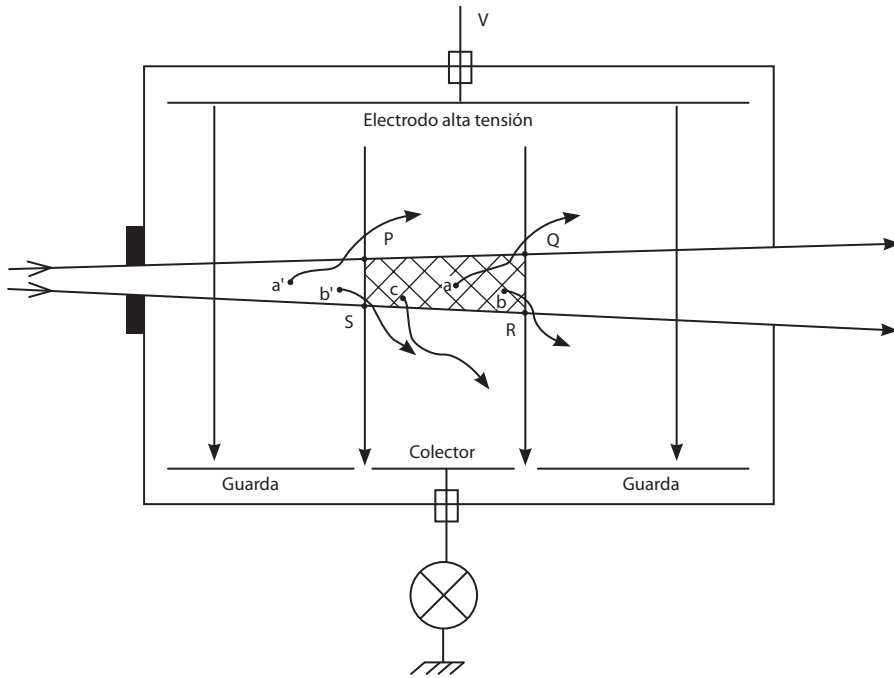
La definición de la exposición implica una situación ideal en la que las medidas serían imposibles a menos que estuviera establecido un equilibrio de partículas cargadas en el volumen en el que se debe medir, al menos con aproximación suficiente. Se transcribe aquí una excelente descripción del sentido de la definición y de su medición asociada, (KEMP, 1974):

“Se nos manda irradiar una masa conocida de aire y medir la ionización que se produce cuando los electrones que se producen en la irradiación disipan su energía en el aire circundante. Deben excluirse tanto la ionización que se debe a la absorción de la radiación de frenado emitida por los electrones como la que procede de los fotones dispersos. Estos requisitos conceptuales se ilustran en la figura 11.



**Figura 11.** Descripción del sentido de la definición de exposición y de su medición asociada.

Por decirlo de algún modo, tendríamos que introducir los fotones vía un túnel infinitamente estrecho "excavado" en el aire que rodea el elemento de volumen del aire en que se produce la interacción (de masa  $dm$ ) centrado en el punto  $P$ . Después habría que proporcionar a los electrones secundarios generados en  $dm$  una distancia igual a su alcance máximo dentro del aire circundante, y medir la carga  $dQ$  que se produciría. También habría que evitar que los fotones que no hubieran interactuado dentro de  $dm$  lo hicieran más allá, quizá proporcionándoles otro túnel infinitamente estrecho y vacío para su salida. Por último, si la radiación de frenado que pudieran generar los electrones secundarios fuese importante, habría que tenerla en cuenta. En la práctica, al entrar y al salir del volumen de interacción, el haz de fotones tiene que atravesar el aire que lo rodea y al interactuar con él produce electrones secundarios y fotones dispersos, todos los cuales contribuyen inevitablemente a la ionización que se observa. Se puede corregir por la presencia de los fotones dispersos; pero cuando hay que tener en cuenta la contribución de los electrones secundarios espúreos hay que invocar el principio del equilibrio de partículas cargadas o electrónico. De ese modo, pasando de la situación conceptual a la práctica, la que existe en las *cámaras de ionización de paredes de aire*, o *cámaras de aire libre*, se tiene la situación que aparece en la figura 12.



**Figura 12.** Cámara de ionización de placas plano-paralelas y paredes de aire. Principio de funcionamiento.

Un pincel de fotones pasa por el centro del sistema de electrodos plano-paralelos, que está formado por un electrodo de alta tensión situado frente a un conjunto de tres placas coplanares que consta de un electrodo colector central dotado de electrodos de guarda a cada uno de sus lados. Se supone que el campo eléctrico que se asocia al electrodo colector carece de distorsión longitudinal. La separación entre electrodos ha de ser tal que virtualmente permita a los electrones secundarios recorrer su máximo alcance y la anchura de la placa de guarda ha de bastar para impedir que los electrones secundarios emitidos en el diafragma de entrada alcancen el volumen de colección. Por supuesto, si todos los iones fuesen formados, por así decir, "a domicilio" por la acción directa de los fotones, entonces podría afirmarse sin más distinguos que el volumen de aire que interacciona está formado por el cono truncado PQRS indicado por la zona rayada. Sin embargo, debido a que en realidad los electrones secundarios del tipo de a y de b disipan parte de su energía en formar pares de iones fuera de ese volumen colector, hay que admitir que funciona un principio de emparejamiento compensatorio por el que por cada electrón del tipo a, que se lleva fuera del volumen colector una parte de su energía, ha-

brá otro electrón secundario correspondiente a', originado "corriente arriba" del haz, que transportará hacia dentro del volumen colector una cantidad exactamente compensatoria de energía; y lo mismo para los electrones secundarios b y b'. No hace falta postular ningún emparejamiento compensatorio para los electrones del tipo c, puesto que éstos sí disipan toda su energía dentro del volumen colector. Intuitivamente parece un poco improbable que de haber muchos pares compensándose mutuamente, la compensación pueda ser exacta y desde luego, según ROESCH (1958), en rigor sólo puede alcanzarse con un emisor  $\beta$  distribuido uniformemente. Roesch estudió varios casos prácticos, incluyendo la cámara de aire libre, para establecer el grado de falta de equilibrio que se debe a la atenuación exponencial de los fotones y al efecto de la ley del cuadrado de la distancia.

El análisis de Roesch equivalente a una deducción rigurosa de la teoría usual de la cámara de aire libre, básicamente conduce al resultado que corrientemente se acepta, es decir, que el volumen de aire que verdaderamente interacciona se puede considerar como un cilindro recto circular de longitud igual a la longitud efectiva de la placa colectora y cuya sección recta es igual a la superficie de la apertura del diafragma de entrada a la cámara y que este volumen ha de considerarse situado en la posición del plano de definición de dicho diafragma". En consecuencia, hay que admitir que la medida de la exposición requiere condiciones de equilibrio electrónico dentro del volumen de medida.

Mediante las técnicas actuales es difícil medir la exposición para energías inferiores a unos pocos keV. Cuando la energía es baja, la condición de equilibrio electrónico necesita que los volúmenes PQRS sean extremadamente pequeños y eso implica que las corrientes de ionización sean extremadamente bajas y que no se puedan medir con la exactitud requerida. A medida que aumenta la energía de los fotones aumenta también el alcance de los electrones secundarios hasta que vuelve a alcanzarse una situación en la que el uso de la cámara de aire libre se hace cada vez más difícil. Para que los electrones secundarios de elevada energía puedan disponer de todo su alcance dentro de la cámara, hay que distanciar más y más los electrodos lo que, en la práctica, no puede continuar indefinidamente. Para fotones de más de 500 keV, la medida absoluta de la exposición se hace mediante la ionización producida en un volumen pequeño de aire, bien determinado, y encerrado en paredes de grafito con espesor suficiente para que dentro de dichas paredes haya equilibrio electrónico (cámara de cavidad). En ese caso, basta aplicar el principio de Bragg-Gray y la teoría de la cámara de cavidad para determinar la exposición. Para fotones de energías comprendidas entre 2 y 3 MeV y más elevadas, la exposición se determina con menor exactitud porque deja de ser enteramente válida la relación establecida entre  $D$  y  $K_c$  (véase el tema 4). En consecuencia, la exposición va perdiendo cada vez más interés a medida que aumenta la ener-

gía. Debe recordarse que el papel de la exposición en dosimetría ha sido servir de punto de partida para llegar a la dosis absorbida que es la magnitud que verdaderamente interesa.

La exposición se puede expresar en términos de la distribución de la fluencia energética en energía,  $\Psi_{E'}^r$  o de la distribución de fluencia en energía,  $\Phi_{E'}^r$ , del campo de fotones y del coeficiente de absorción de energía másico,  $\mu_{en}(E)/\rho$ , para el aire.

$$X = \frac{e}{W} \int_E \Psi_E \frac{\mu_{en}(E)}{\rho} dE = \frac{e}{W} \int_E E \Phi_E \frac{\mu_{en}(E)}{\rho} dE$$

siendo  $e$  la carga elemental y  $W$  la energía media disipada en aire por par de iones formado.

Teniendo en cuenta que:

$$\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} = \frac{\mu_{tr}(E)}{\rho} (1 - g_{air})$$

y considerando que  $g_{air} = 0$  (valor en aire, sólo significativamente diferente de cero en energías altas) resulta que:

$$X = \frac{e}{W} K_{air}$$

o en otras palabras, la exposición con la aproximación descrita, es el equivalente en iones del kerma en aire.

Como en el caso del kerma, puede resultar conveniente referirse bien sea a la exposición o a su tasa en el aire libre, o en un punto en el interior de un material diferente. Por lo tanto se puede hablar, por ejemplo, de la exposición en un punto en el interior de un maniquí de agua.

Para medir la exposición, la masa de aire debería ser tan pequeña que su introducción no perturbara de manera apreciable el campo de fotones. Esta perturbación podría ser importante si el medio que le rodea no fuera aire. Si fuera importante, se debería aplicar una corrección apropiada.

Conceptualmente:

- La exposición se define exclusivamente para fotones (radiación X y gamma) y en un medio específico como es el aire. En consecuencia su aplicación es más restrictiva que la del kerma. Como ella, es una magnitud no estocástica y función de punto.

- La exposición es esencialmente una medida del poder ionizante en aire de un campo o haz de fotones. Históricamente ha sido siempre una magnitud de paso hacia la magnitud de interés permanente que no es otra que la dosis absorbida en un material de interés,  $m$ . La secuencia de paso ha sido la clásica:

$$X \rightarrow K_{air} \rightarrow K_m \rightarrow D_m$$

- Su definición implica una situación ideal, de modo que su medida sería imposible a menos que estuviera establecido un equilibrio de partículas cargadas (equilibrio electrónico) en el volumen correspondiente a la masa de aire objeto de la definición, al menos con aproximación suficiente. El patrón primario que conceptualmente mejor explica este requerimiento es la cámara de placas plano-paralelas y paredes de aire.
- El requerimiento de existencia de equilibrio electrónico en el volumen de medida se extiende por supuesto a cualquier instrumento de campo basado en una cámara de ionización y mida carga o corriente (pared o espesor suficiente de equilibrio). Este requerimiento no reza por supuesto con el instrumento basado en un detector de fluencia de fotones, que es susceptible de ser calibrado también en unidades de exposición, ya que esta magnitud es también proporcional a la fluencia existente en un punto.
- La exposición es la más antigua de las magnitudes no estocásticas de la física radiológica. Una gran parte de las vicisitudes experimentadas hasta 1962 por la definición y la unidad de esta magnitud nacen de que la unidad histórica, el röntgen, fuera definida antes de que se comprendiera claramente la verdadera naturaleza de la magnitud. La equivalencia exacta, establecida por ICRU, entre la antigua y hoy obsoleta unidad,  $R$ , y la unidad SI, es:

$$1 R = 2,58 \cdot 10^{-4} C/kg \text{ lo que supone que } 1 C/kg \approx 3876 R$$

- La dificultad que representa el empleo de la unidad SI, el carácter de ser menos universal en su aplicación que otras magnitudes y sobre todo la existencia de magnitudes alternativas de mayor campo de aplicación, ha hecho que el uso de la exposición haya ido decreciendo. En niveles de terapia, por ejemplo, el interés se ha desplazado hacia el kerma en aire (recuérdese la equivalencia con la exposición a través de dos constantes esencialmente) y hacia la dosis absorbida en agua y en niveles de protección hacia la magnitud básica equivalente de dosis y sus magnitudes derivadas.



#### 4.3.4. Tasa de exposición

La tasa de exposición,  $\dot{X}$ , es el cociente de  $dX$  por  $dt$ , donde  $dX$  es el incremento de exposición en el intervalo de tiempo  $dt$ .

$$\dot{X} = dX/dt$$

Unidad:  $C\ kg^{-1}\ s^{-1}$

#### 4.3.5. Cema

El cema,  $C$ , es el cociente de  $dE_C$  por  $dm$ , donde  $dE_C$  es la energía impartida por las partículas cargadas, excepto los electrones secundarios, debido a las colisiones con electrones en una masa  $dm$  de un material.

$$C = \frac{dE_C}{dm}$$

Unidad:  $J\ kg^{-1}$

El nombre especial para la unida de cema es gray (Gy).

La energía perdida por las partículas cargadas en colisiones con electrones incluye la energía empleada en romper los enlaces y cualquier energía cinética de los electrones liberados, definidos como electrones secundarios. Por lo tanto, la subsecuente pérdida de energía de todos los electrones secundarios se excluye de  $dE_C$ .

Conceptualmente:

- El cema se define para radiación ionizante cargada (p. ej. electrones, protones, partícula alfa) y guarda relación con la energía perdida por las partículas cargadas en colisiones con electrones atómicos. Es una magnitud no estocástica, función de punto y por definición incluye las energías de enlace.
- El kerma se relaciona con la energía cinética inicial de las partículas cargadas liberadas por las partículas no cargadas (fotones y neutrones); la energía empleada en romper los enlaces, una componente relativamente pequeña, no está incluida en la definición. El kerma considera pues la energía transferida a las partículas cargadas que nacen en  $dm$  en tanto que el cema considera las energías disipadas o perdidas en colisiones electrónicas por las partículas cargadas existentes en  $dm$ .

- El cema,  $C$ , se puede expresar en función de la distribución de la fluencia de partículas cargadas en energía,  $\Phi_E$ . De acuerdo con la definición de cema, la distribución  $\Phi_E$  no incluye la contribución de los electrones secundarios a la fluencia. El cema,  $C$  viene dado por:

$$C = \int \Phi_E \frac{S_{el}}{\rho} dE = \int \Phi_E \frac{L_\infty}{\rho} dE$$

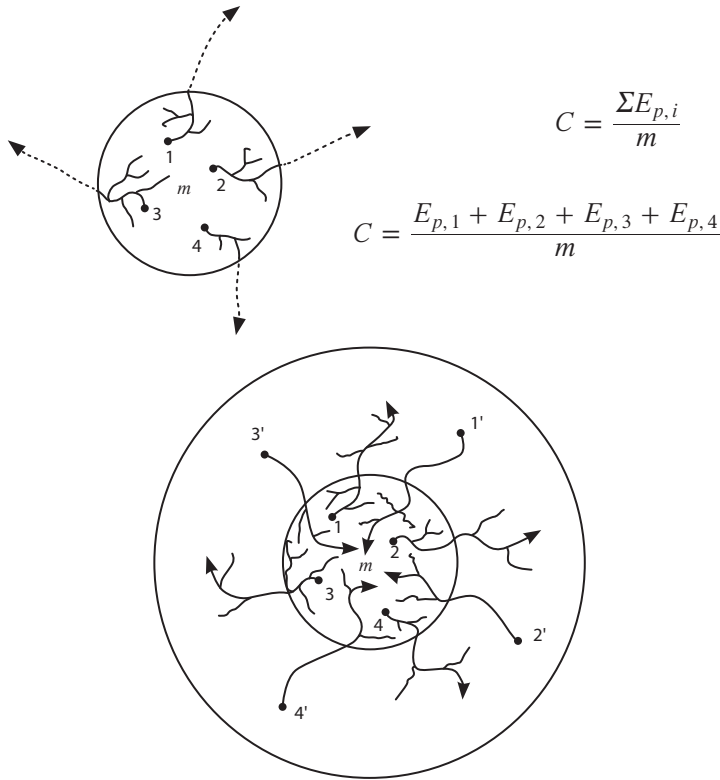
donde  $S_{el}$  es el poder de frenado lineal por colisión o electrónico de un material especificado para partículas cargadas de energía  $E$  y  $L_\infty$  es la transferencia lineal de energía sin restringir.

Para partículas cargadas de alta energía, puede ser indeseable el prescindir o pasar por alto la energía transportada por los electrones secundarios de todas las energías. Se define entonces un concepto modificado, cema restringido,  $C_\Delta$ , como:

$$C_\Delta = \int \Phi'_E \frac{L_\Delta}{\rho} dE$$

donde la integral difiere de la anterior en que  $L_\infty$  se reemplaza por  $L_\Delta$  y que la distribución  $\Phi'_E$  incluye ahora electrones secundarios con energías cinéticas mayores que  $\Delta$ . Para  $\Delta = \infty$  el cema restringido se identifica con el cema.

- Del mismo modo que para la exposición y el kerma, el hecho de que el cema se pueda expresar en función de la fluencia hace que uno pueda referirse a sus valores para un material diferente. Se puede hablar, entonces y por ejemplo, del cema en tejido y en el seno de aire, del mismo modo que se puede hablar de la exposición en un punto y en el seno de un maniquí de agua o del kerma en aire en el seno de un maniquí de material equivalente a tejido.



**Figura 13.** Ilustración del cema y de su igualdad con la dosis absorbida cuando existe equilibrio de electrones secundarios y son despreciables las pérdidas radiativas.

- Las magnitudes cema y cema restringido se pueden usar como aproximaciones de la dosis absorbida producida por partículas cargadas. La igualdad de la dosis absorbida y el cema es tanto más aproximada cuanto mejor sea el grado de existencia de equilibrio de electrones secundarios y sean despreciables las pérdidas radiativas y aquellas debidas a colisiones nucleares elásticas. Véase la figura 13. El equilibrio señalado se alcanza en un punto si la fluencia de electrones secundarios se mantiene constante dentro de distancias iguales a sus alcances máximos. Para el cema restringido solo se requiere alcanzar un equilibrio parcial de electrones secundarios hasta una energía cinética de  $\Delta$ .

Conceptualmente y para un haz de fotones como radiación indirectamente ionizante:

- El kerma da cuenta de las energías cinéticas iniciales de los electrones (nacidos al interaccionar los fotones con un material) por unidad de masa de ese material. Los electrones así nacidos se denominan electrones primarios.
- El poder de frenado da cuenta de la energía perdida por un electrón por unidad de longitud, a lo largo de su trayectoria.
- El cema da cuenta de la energía perdida por los electrones primarios en un material (debido a colisiones con electrones del material) por unidad de masa de ese material.
- Para un electrón primario, el cema da cuenta de la energía perdida en romper enlaces y en suministrar energía cinética a electrones secundarios.
- El cema no se ocupa de cómo pierden su energía cinética los electrones secundarios nacidos, lo que equivale a decir que todo ocurre como si los electrones secundarios se absorbieran en el lugar de producción.
- Para una distribución de fluencia de electrones primarios en energía en el seno de un material, la energía perdida (debida a colisiones con electrones del material) por unidad de masa es la integral para todas las energías del producto de esa distribución de fluencia y el poder de frenado másico electrónico del material para los electrones de esas energías.

$$C = \int \Phi_E \frac{S_{el}}{\rho} dE = \int \Phi_E \frac{L_{\infty}}{\rho} dE$$

- Si las condiciones son más realistas y no se puede ignorar como transportan y pierden su energía cinética los electrones secundarios de diferentes energías (al estar presentes electrones primarios de energías altas), se puede dar cuenta de la energía perdida (debido a colisiones con electrones del material) por los electrones primarios y por los secundarios de energía superior a  $\Delta$ , por unidad de masa del material, usando el concepto de cema restringido. En este caso, se usa el poder de frenado másico electrónico restringido que considera la energía perdida o transferida de manera local o, en otras palabras, no tiene en cuenta las energías cinéticas perdidas de los electrones secundarios mayores de  $\Delta$ .

$$C_{\Delta} = \int \Phi'_E \frac{L_{\Delta}}{\rho} dE$$

- El cema (energía perdida por unidad de masa) y la dosis absorbida (energía impartida por unidad de masa) serán tanto más iguales cuanto más perfecto sea el equilibrio de electrones secundarios y cuanto más despreciables sean las pérdidas radiativas (radiación de frenado) y las debidas a colisiones nucleares elásticas.

#### 4.3.6. Tasa de cema

La tasa de cema,  $\dot{C}$ , es el cociente de  $dC$  por  $dt$ , donde  $dC$  es el incremento de cema en el intervalo de tiempo  $dt$ .

$$\dot{C} = \frac{dC}{dt}$$

Unidad:  $\text{J kg}^{-1} \text{s}^{-1}$

Si se usa el nombre especial gray, la unidad de tasa de cema es gray por segundo ( $\text{Gy s}^{-1}$ ).

#### 4.3.7. Depósito de energía

El depósito de energía,  $\varepsilon_i$ , es la energía depositada en una única interacción,  $i$ , luego,

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{in} - \varepsilon_{out} + Q$$

donde:

- $\varepsilon_{in}$  es la energía de la partícula ionizante que incide (excluyendo la energía en reposo).
- $\varepsilon_{out}$  es la suma de las energías de todas las partículas ionizantes que abandonan la interacción (excluyendo la energía en reposo).
- $Q$  es el cambio en las energías en reposo de los núcleos y de todas las partículas envueltas en la interacción ( $Q > 0$ : decrecimiento de la energía en reposo;  $Q < 0$  incremento de la energía en reposo).
- Unidad: J
- $\varepsilon_i$  se puede expresar también en eV.
- $\varepsilon_i$  se puede considerar como la energía depositada en el punto de interacción, el cual se denomina punto de transferencia, es decir, el lugar donde una partícula ionizante pierde energía cinética.

Los depósitos de energía y los puntos de transferencia, sin detalles posteriores de las interacciones que los causa, son suficientes para describir la distribución espacial de la deposición de energía producida por partículas ionizantes.

#### 4.3.8. Energía impartida

La energía impartida,  $\varepsilon$ , a la materia en un volumen dado, es la suma de todos los depósitos de energía en ese volumen, luego:

$$\varepsilon = \sum_i \varepsilon_i$$

donde el sumatorio se aplica sobre todos los depósitos de energía,  $\varepsilon_i$ , en ese volumen.

Unidad : J

$\varepsilon$  se puede expresar también en eV.

Los depósitos de energía sobre los cuales se realiza el sumatorio pueden pertenecer a uno o más sucesos de deposición de energía procedentes, por ejemplo, de una o más trazas de partículas estadísticamente independientes.

El término "suceso de deposición de energía" significa la impartición de energía a la materia en un volumen dado por partículas correlacionadas estadísticamente (ejemplos: un protón y sus electrones secundarios, un par electrón-positrón o las partículas primarias y secundarias en reacciones nucleares).

Si la energía impartida a la materia en un volumen dado es debida a un único suceso, es igual a la suma de los depósitos de energía en el volumen asociado con ese suceso. Si la energía impartida a la materia en un volumen dado es debida a varios sucesos, es igual a la suma de las energías impartidas individuales a la materia en el volumen, debidas a cada suceso.

La energía impartida media,  $\bar{\varepsilon}$ , a la materia en un volumen dado es igual a la energía radiante,  $R_{in}$ , de todas las partículas ionizantes cargadas y no cargadas que entran en el volumen menos la energía radiante,  $R_{out}$ , de todas aquellas partículas ionizantes cargadas y no cargadas que abandonan el volumen, más la suma,  $\Sigma Q$ , de todos los cambios de la energía en reposo de núcleos y partículas elementales que ocurren en el volumen ( $Q > 0$  si decrece la energía en reposo ;  $Q < 0$  si incrementa la energía en reposo), luego,

$$\bar{\varepsilon} = R_{in} - R_{out} + \Sigma Q$$

#### 4.3.9. Energía lineal

La energía lineal,  $y$ , es el cociente de  $\varepsilon_s$  por  $\bar{l}$ , donde  $\varepsilon_s$  es la energía impartida a la materia en un volumen dado por un suceso de deposición de energía y  $\bar{l}$  es la longitud de la cuerda media en ese volumen.

$$y = \varepsilon_s / \bar{l}$$

Unidad:  $\text{J m}^{-1}$

$\varepsilon_s$  es la suma de los depósitos de energía  $\varepsilon_i$  en un volumen dado procedentes de un único suceso.

$\varepsilon_s$  se puede expresar en eV y  $\bar{l}$  en algún submúltiplo conveniente del  $m$ . Entonces,  $y$ , se puede expresar, por ejemplo, en  $\text{keV } \mu\text{m}^{-1}$ .

La longitud de la cuerda media en un volumen es la longitud media de las cuerdas orientadas aleatoriamente en ese volumen. Para un cuerpo convexo la longitud de la cuerda media,  $\bar{l}$ , es igual a  $4V/A$ , siendo  $V$  el volumen y  $A$  el área superficial.

Es muy útil considerar la distribución de probabilidad de  $y$ . El valor de la "función de distribución",  $F(y)$ , es la probabilidad de que la energía lineal debida a un suceso único de deposición de energía sea igual o menor que  $y$ . La "densidad de probabilidad",  $f(y)$ , es la derivada de  $F(y)$ :

$$f(y) = \frac{dF(y)}{dy}$$

$F(y)$  y  $f(y)$  son independientes de la dosis absorbida y de la tasa de dosis absorbida.

#### 4.3.10. Energía específica

La energía específica (impartida),  $z$ , es el cociente de  $\varepsilon$  por  $m$ , donde  $\varepsilon$  es la energía impartida por la radiación ionizante a un material de masa,  $m$ .

$$z = \varepsilon / m$$

Unidad:  $\text{J kg}^{-1}$

El nombre especial de la unidad de energía específica es gray (Gy).

La energía específica, al igual que la energía impartida, se puede deber a uno o más sucesos de deposición de energía. La función de distribución,  $F(z)$ , es la probabilidad de que la energía específica sea igual o menor que  $z$ . La densidad de probabilidad,  $f(z)$ , es la derivada de  $F(z)$ :

$$f(z) = \frac{dF(z)}{dz}$$

$F(z)$  y  $f(z)$  dependen de la dosis absorbida. La densidad de probabilidad  $f(z)$  incluye una componente discreta (una "función delta de Dirac") en  $z=0$  para la probabilidad de no deposición de energía. La función de distribución de la energía específica depositada en un único suceso,  $F_1(z)$ , es la probabilidad condicional de que una energía específica, menor o igual a  $z$ , se deposite si un único suceso ha ocurrido.

La densidad de probabilidad  $f_1(z)$ , es la derivada de  $F_1(z)$ :

$$f_1(z) = \frac{dF_1(z)}{dz}$$

Para volúmenes convexos, la energía lineal,  $y$ , y el incremento,  $z$ , de energía específica debida a un único suceso de deposición de energía, están relacionados por:

$$y = \frac{\rho A}{4} z$$

donde  $A$  es el área superficial del volumen, y  $\rho$  es la densidad de materia en ese volumen.

Conceptualmente:

- $z$  es una magnitud estocástica. Para un suceso único de deposición de energía, la energía lineal está relacionada con el incremento de  $z$ .



#### 4.3.11. Dosis absorbida

La dosis absorbida,  $D$ , es el cociente de  $d\bar{\varepsilon}$  por  $dm$ , donde  $d\bar{\varepsilon}$  es la energía media impartida por la radiación ionizante a un material de masa  $dm$ .

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm}$$

Unidad:  $\text{J kg}^{-1}$

El nombre especial para la unidad de dosis absorbida es gray (Gy).

La energía específica media,  $\bar{z}$ , en un volumen dado de masa,  $m$ , es:

$$\bar{z} = \int_0^{\infty} z f(z) dz$$

$\bar{z}$  es una magnitud no estocástica que se puede usar para dar una definición alternativa de  $D$ . Para un pequeño dominio que va decreciendo, el límite de  $\bar{z}$  (o lo que es lo mismo, de  $\bar{\varepsilon}/m$ ) es igual a  $D$ .

Conceptualmente:

- La dosis absorbida, magnitud no estocástica y función de punto, es la más importante de las magnitudes dosimétricas. Es válida para partículas de todo tipo.
- Cuando se da un valor de  $D$ , es menester especificar la clase de material al que se aplica.

#### 4.3.12. Tasa de dosis absorbida

La tasa de dosis absorbida,  $\dot{D}$ , es el cociente de  $dD$  por  $dt$ , donde  $dD$  es el incremento de dosis absorbida en el intervalo de tiempo  $dt$ :

$$\dot{D} = dD/dt$$

Unidad:  $\text{J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$

El nombre especial para la unidad de tasa de dosis absorbida es gray por segundo ( $\text{Gys}^{-1}$ ).

### 4.3.13. Tipos conceptuales de energía

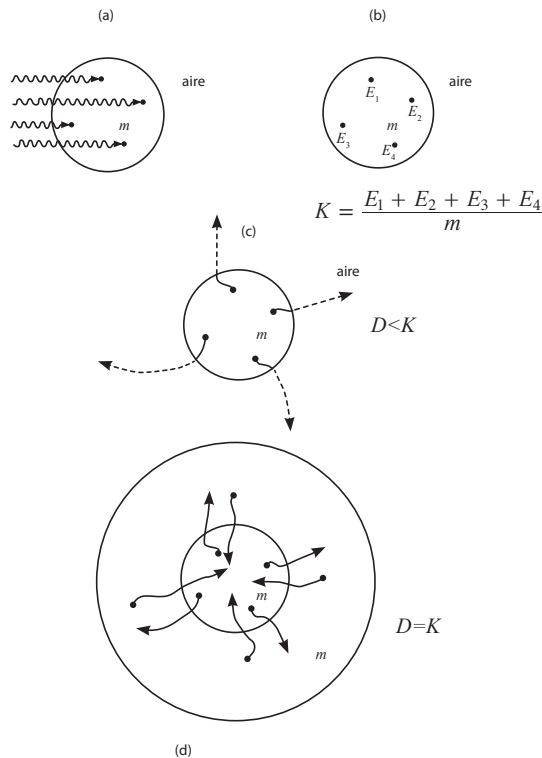
Cuando un campo de partículas no cargadas incide sobre un material, es esencial distinguir entre:

- a) *energía radiante*, representada por  $\Psi$  (fluencia de energía).
- b) *energía transferida*, representada por  $K$  (kerma).

Si se trata de fotones y la radiación de frenado no se reabsorbe en el volumen de interés, hay que añadir:

- c) *transferencia neta de energía*, representada por  $K_C$  (kerma de colisión).
- d) *energía impartida*, representada por  $D$  (dosis absorbida).

El kerma y la dosis absorbida se parecen tanto más cuanto mejor establecido está el equilibrio de partículas cargadas y cuanto menos importante es la producción de radiación de frenado. Véase en la figura 14 una versión simplificada.



**Figura 14.** Ilustración simplificada de los conceptos de kerma (energía transferida) (a) (b) y de dosis absorbida (energía impartida) y de su relación (c) (d).

#### 4.3.14. La constante de tasa de kerma en aire, $\Gamma_\delta$

De un radionucleido que emita fotones, es el cociente de  $l^2 \dot{K}_\delta$  por  $A$ , donde  $\dot{K}_\delta$  es la tasa de kerma en el aire debida a fotones de energía superior a  $\delta$ , a una distancia  $l$  en vacío y desde una fuente puntual de este nucleido, cuya actividad sea  $A$ .

$$\Gamma_\delta = \frac{l^2 \cdot \dot{K}_\delta}{A}$$

Unidad:  $\text{m}^2 \text{J kg}^{-1}$

Cuando se usan los nombres especiales gray (Gy) y becquerel (Bq),  $\text{m}^2 \text{J kg}^{-1}$  se convierte en  $\text{m}^2 \text{Gy Bq}^{-1} \text{s}^{-1}$ .

Los fotones que aparecen en la definición pueden ser rayos gamma, rayos X característicos y radiación de frenado interno.

Esta magnitud, que es característica de un radionucleido, se define para una *fente puntual ideal*. En una fuente de tamaño finito se producen dispersiones y aniquilaciones y pueden aparecer radiaciones de aniquilación y de frenado externo. En algunos casos hay que introducir correcciones importantes para tener en cuenta esos procesos.

Cualquier medio interpuesto entre la fuente y el punto de medida producirá absorciones y dispersiones para las que se requieren correcciones.

El valor de  $\delta$  se elige a medida de cada aplicación. Para simplificar la notación y asegurar la uniformidad se recomienda expresar  $\delta$  en keV.

Para una fuente radiactiva puntual que emita radiación gamma con una actividad  $A$ , la tasa de kerma en aire que se debe a fotones "en vacío" de energía mayor que  $\delta$ ,  $\dot{K}_{air,\delta}$  a una distancia  $l$ , viene dada por:

$$\dot{K}_{air,\delta} = \Gamma_\delta A / l^2$$

Con anterioridad a la constante de tasa de kerma en aire, se había definido la constante de tasa de exposición,  $\Gamma_{\delta}^*$ , de manera similar. A modo de ejemplo, se muestra en la tabla que sigue valores de ambas constantes para algunos nucleidos usados en los años 80 en braquiterapia, pero en desuso buena parte de ellos en la actualidad. Conviene señalar además, que el uso de estas constantes en braquiterapia es cada vez menor.

CONSTANTES DE LA TASA DE KERMA EN AIRE,  $\Gamma_{\delta}$ , Y DE LA TASA DE EXPOSICIÓN,  $\Gamma_{\delta}^*$ , PARA ALGUNAS FUENTES RADIOACTIVAS EMISORAS DE RADIACIÓN GAMMA<sup>(1)</sup>

NUCLEIDO	PERÍODO	ENERGÍA MÁXIMA <sup>(2)</sup> ENERGÍA MEDIA <sup>(3)</sup> (MeV)		$\Gamma_{\delta}$ <sup>(4)</sup>	$\Gamma_{\delta}^*$ <sup>(4)</sup>
				( $\mu\text{Gy} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{MBq}^{-1} \cdot \text{m}^2$ )	( $\text{R} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{mCi}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ )
<sup>60</sup> Co	5,271 ± 0,002a	1,17 y 1,33 1,25		0,309 ± 0,005	13,10 ± 0,15
<sup>137</sup> Cs	30,18 ± 0,05a	0,662 0,615		0,0791 ± 0,0027	3,35 ± 0,10
<sup>192</sup> Ir	74,02 ± 0,18d	0,612 0,35		0,1157 ± 0,0052	4,9 ± 0,2
<sup>198</sup> Au	2,695 ± 0,002d	0,676 0,41		0,0548 ± 0,0014	2,32 ± 0,05
<sup>226</sup> Ra <sup>(5)</sup>	1600 ± 7a	2,45 0,8		0,197 ± 0,004	8,34 ± 0,15 <sup>(6)</sup>

(1) CFMRI núm. 1 (1983)

(2) La más alta de las energías cuya intensidad relativa  $a_i > 1\%$

(3) Media ponderada que se obtiene usando como pesos las intensidades relativas de las energías:  $(\sum a_i E_i) / (\sum a_i)$

(4) Se han excluido las contribuciones a estas constantes de los fotones por debajo de  $\delta = 20 \text{ keV}$

(5) Para una cápsula de platino de 0,5 mm de espesor radial

(6) Expresada en  $\text{R} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{mg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ , esta constante vale  $8,25 \pm 0,10$

## 5. Magnitudes específicas en algunas áreas de la Radiofísica hospitalaria

### 5.1. Braquiterapia

#### 5.1.1. Tasa de kerma de referencia en aire (*TKRA*)

Es la tasa de kerma en aire, en el seno de aire, a la distancia de referencia de 1 *m* y corregida esa tasa por la atenuación y dispersión en el aire.

La distancia se establece desde el centro de la fuente y la dirección desde ese centro al punto de referencia, debe ser perpendicular al eje mayor de la fuente. La unidad SI de la *TKRA* es  $\text{Gy s}^{-1}$ . Unidades prácticas en este campo son  $\mu\text{Gy h}^{-1}$  (Fuentes de baja tasa) y  $\mu\text{Gy s}^{-1}$  y  $\text{mGy h}^{-1}$  (Fuentes de alta tasa). La *TKRA* es la magnitud recomendada por ICRU para caracterizar fuentes emisoras de radiación gamma.

#### 5.1.2. Tasa de dosis absorbida de referencia en agua

Es la magnitud recomendada para caracterizar fuentes beta usadas en braquiterapia. Es la tasa de dosis absorbida en agua a una distancia de referencia desde la fuente. La distancia de referencia difiere de una fuente a otra y se establece desde la superficie o desde el centro de la fuente, dependiendo del tipo de fuente (IAEA, 2002).

#### 5.1.3. Magnitudes antiguas y fuera de uso

Un motivo de confusión y de posibles errores es el empleo de otras magnitudes antiguas para caracterizar fuentes emisoras de radiación gamma tales como la "masa de radio equivalente" y la "actividad aparente, efectiva, o equivalente". Esta última, en particular, es usada a menudo por los fabricantes para la caracterización de fuentes o se emplea en muchos sistemas de planificación como magnitud de entrada, aún cuando en ocasiones hablen simplemente de actividad. Definida como la actividad de una fuente puntual y desnuda del mismo radionucleido que produjera la misma tasa de kerma en aire a 1 *m* desde la fuente, la obtención de su valor numérico exige el empleo de la constante de tasa de kerma en aire del radionucleido en cuestión. Esta constante, de difícil determinación, en especial cuando se trata de fuentes de espectro complejo, depende para un radionucleido determinado de la construcción de la fuente y de su encapsulamiento. Aparece frecuentemente en la literatura con valores numéricos ligeramente diferentes y casi nunca acompañada de la correspondiente incertidumbre. Si como es el caso generalizado, la calibración de las

fuentes se ha obtenido a partir de la *TKRA*, la obtención de la “actividad aparente” se traduce en un cálculo numérico a través del uso de un valor fijado por convención de la constante de tasa de kerma en aire, por lo que la recomendación usual para evitar errores es emplear el valor de la constante especificada por el fabricante en su certificado.

## 5.2. Radiodiagnóstico

### 5.2.1. Kerma en aire en la superficie de entrada (*ESAK*)

Es el kerma en aire en el seno de aire, en un punto del espacio correspondiente a la intersección de la superficie de entrada del objeto irradiado y el eje del haz de radiación. Se define en consecuencia en ausencia del objeto irradiado y no incluye por lo tanto la retrodispersión producida en ese objeto.

### 5.2.2. Dosis absorbida en aire en la superficie de entrada (*DSE*)

Es la dosis absorbida en aire, incluyendo la contribución de la radiación retrodispersa, medida en la superficie del objeto irradiado, usualmente en el eje del haz de radiación.

En condiciones de equilibrio electrónico es igual al producto del kerma en aire en la superficie de entrada (*ESAK*) y el factor de retrodispersión (*F*). Este último depende del material de que está constituido el objeto, de la calidad del haz y del tamaño del campo de radiación.

### 5.2.3. Dosis absorbida en tejido (o en músculo) a la entrada (*D<sub>e</sub>*)

Es la dosis absorbida en un tejido blando, medida en la superficie de un objeto del mismo material, usualmente en el eje del haz de radiación.

Para un material equivalente como el agua, se puede obtener mediante cálculo, a partir de la expresión:

$$D_e = DSE \frac{(\overline{\mu_{en}/\rho})_{agua}}{(\overline{\mu_{en}/\rho})_{aire}} = (ESAK) F_{agua} \frac{(\overline{\mu_{en}/\rho})_{agua}}{(\overline{\mu_{en}/\rho})_{aire}}$$

El uso de esta expresión implica que existan condiciones de equilibrio electrónico y que la radiación de frenado sea despreciable, lo que es el caso en radiodiagnóstico.

#### 5.2.4. Dosis glandular media (*DG*)

Es la dosis absorbida promediada en el tejido glandular, excluyendo la piel, de una mama comprimida uniformemente con una composición de un 50% de tejido adiposo y un 50% de tejido glandular, o con otras composiciones diferentes. Se debe especificar el grosor y la composición de la mama.

### 5.3. Radioprotección (contaminación)

#### 5.3.1. Actividad superficial

Actividad de una muestra de un radionucleido dado, dividido por la superficie que presenta esa muestra. La unidad SI es  $\text{Bq m}^{-2}$ . La unidad práctica en este campo es  $\text{Bq cm}^{-2}$ .

#### 5.3.2. Tasa de emisión superficial de una fuente

Es el número de partículas de un tipo dado por encima de una energía dada, que emergen de la cara frontal de una fuente o de su ventana, por unidad de tiempo. La unidad SI es  $\text{s}^{-1}$ .

Ejemplo: para una fuente extensa beta de  $^{90}\text{Sr}$  de un determinado tipo o modelo y para una fecha y hora determinadas, la tasa de emisión superficial es de  $5000 \text{ s}^{-1}$  en un ángulo sólido de  $2 \pi \text{ sr}$ .

## Referencias

- [1] CARLSSON G. (1981) *"Absorbed dose equations. On the derivation of a general absorbed dose equation and equations valid for different kinds of radiation equilibrium"*. Radiat. Res. 85, 219.
- [2] CCEMRI(I) (1985). Comité Consultatif pour les étalons de mesure des rayonnements ionisants. Section I. Report 18 *"Values of  $g$  in air for BIPM radiation qualities"*. M. Boutillon.
- [3] CCEMRI(I) (1985). Comité Consultatif pour les étalons de mesure des rayonnements ionisants. Section I. *"Effect of a change of stopping-power values on the  $W$  values recommended by ICRU for electrons in dry air"*. M. Boutillon, A.M. Perroche.
- [4] HUBBELL J.H. (1982). *"Photon mass attenuation and energy absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV"*. Int. J. Appl. Radiat. Isot. 33, 1269.
- [5] IAEA (2002). *"Calibration of photon and beta rays sources used in brachytherapy"*. IAEA-TECDOC-1274. International Atomic Energy Agency.
- [6] ICRU(1980). International Commission on Radiation Units and Measurements. *"Radiation quantities and units"*. ICRU Report 33 (ICRU, Bethesda, Maryland).
- [7] ICRU (1984). International Commission on Radiation Units and Measurements. *"Stopping powers for electrons and positrons"* ICRU Report 37 (ICRU, Bethesda, Maryland).
- [8] ICRU (1986). International Commission on Radiation Units and Measurements. *The Quality Factor in Radiation Protection*, ICRU Report 40 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
- [9] ICRU (1993a). International Commission on Radiation Units and Measurements. *Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry*, ICRU Report 51 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
- [10] ICRU (1993b). International Commission on Radiation Units and Measurements, *"Stopping powers and ranges for protons and alpha particles"*, ICRU Report 49. (International Commission Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
- [11] ICRU (1998a). International Commission on Radiation Units and Measurements, *"Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation"*, ICRU Report 60. (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).



- [12] ICRU (1998b). Comisión Internacional para las Unidades y Medidas de la Radiación, "*Magnitudes y Unidades Fundamentales para la Radiación Ionizante*", ICRU Report 60. Versión Oficial Española de la SEFM. Junio 2003.
- [13] ICRU (2005). International Commission on Radiation Units and Measurements, "Stopping of ions heavier than helium", ICRU Report 73. (International Commission Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
- [14] KEMP L.A.W.E. (1974) "*The concept and practical realization of the unit of X-ray exposure*". International Course on Ionization Radiation Metrology. Villa Monastero, Varenna.
- [15] ROESCH W.C. (1958). "*Dose for nonelectronic-equilibrium conditions*". Radiat. Res. 9, 399.
- [16] ROSSI H.H. (1968). "*Microscopic energy distribution in irradiated matter*". In "*Radiation Dosimetry* (F.H. Attix, W.C. Roesch and E. Tochilin, eds)" 2<sup>nd</sup> Ed., Vol. 1, pp 43-92. Academic Press, New York.

# **Tema 3:** Radiactividad

**José María Fernández-Varea**



# Radiactividad

*José M. Fernández-Varea  
Facultat de Física (ECM), Universitat de Barcelona.  
Diagonal 647, E-08028 Barcelona.  
jose@ecm.ub.es*

## 1. Introducción

El descubrimiento de la radiactividad a finales del siglo XIX trajo consigo una gran actividad investigadora para entender los nuevos fenómenos y también para aplicarlos en diferentes campos. Muy pronto comenzaron a emplearse los radionucleidos (núcleos inestables) con fines terapéuticos. Hoy en día seguimos recurriendo a numerosos emisores  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$  tanto en medicina nuclear como en diversas modalidades de radioterapia.

El uso intensivo (¡y creciente!) de radionucleidos en física médica [1] hace necesario entender la fenomenología básica del decaimiento de los núcleos inestables. El objetivo de este tema es precisamente repasar los principales conceptos involucrados. Por supuesto disponemos de excelentes libros de texto donde profundizar en los aspectos fundamentales de la física nuclear. Destacamos aquí el de Krane [2], que se ha convertido en referencia estándar de esta materia. Personalmente encuentro el libro de Wong [3] sumamente interesante. En estas u otras obras, por ejemplo [4], el lector puede encontrar capítulos dedicados a la radiactividad. El texto de Podgorsak [5] presenta el tema de la radiactividad de manera novedosa. Libros dedicados a los detectores de radiación [6] también abordan, aunque más superficialmente, los procesos nucleares que conducen a la emisión de radiaciones ionizantes.

La información disponible en internet es muy abundante. Por ejemplo, en la referencia [7] se da una concisa pero muy completa descripción de los procesos radiactivos. La base de datos elaborada por el grupo de trabajo Decay Data Evaluation Project, con información extensa sobre el decaimiento de más de 160 radionucleidos, puede descargarse en forma de documentos pdf [8] o generarse mediante el software asociado `nucleide` [8]. Por otro lado, el Lawrence Berkeley National Laboratory (EE UU) y la Universidad de Lund

(Suecia) hospedan páginas web con bases de datos relacionados con la estructura y propiedades nucleares, el decaimiento de radionucleidos, etc. [9]. A su vez, el National Nuclear Data Center (EE UU) mantiene un conjunto similar de bases de datos [10], entre las que destacamos NuDat 2.5; pueden descargarse ficheros ps o pdf con la información sobre el decaimiento nuclear en formato MIRD (Medical Internal Radiation Dose).

## 2. Radiactividad

### 2.1. Estructura nuclear

Los núcleos atómicos son agregados de nucleones, i.e. protones y neutrones. Podemos identificar cada especie nuclear o nucleido por el número  $Z$  de protones y el número  $N$  de neutrones que lo constituye. A menudo conviene más dar los valores de  $Z$  y de  $A = Z + N$ . Denotaremos los nucleidos con la notación  ${}^A_Z X_N$ , donde  $X$  es la especie química, o  ${}^A X$ , ya que no hay ambigüedad posible. Se denominan *isótopos* a los nucleidos que pertenecen a un mismo elemento químico pero tienen distintos valores de  $A$ .

Las fuerzas nucleares de corto alcance mantienen a los nucleones confinados en un pequeño volumen aproximadamente esférico de radio

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (1)$$

con  $r_0 = 1.2$  fm. Los núcleos, como sistemas ligados cuánticos que son, tienen un espectro de energías formado por niveles discretos (estado fundamental y niveles excitados) y un continuo. Los niveles nucleares suelen “etiquetarse” como  $I^\pi$ , siendo  $I$  el spin nuclear (i.e. el momento angular total) y  $\pi$  la paridad (par o impar). Las propiedades nucleares se pueden entender recurriendo a modelos como el de la gota líquida o el modelo de capas [2–4].

Determinadas combinaciones de  $Z$  y  $N$  dan lugar a núcleos estables, típicamente con  $N \gtrsim Z$ . En cambio otros números de neutrones y protones no forman sistemas estables. La estabilidad nuclear puede entenderse a partir de la energía de ligadura  $E_B(Z, N)$ , definida como la energía requerida para extraer los  $Z$  protones y  $N$  neutrones del núcleo. Despreciando las energías de ligadura de los electrones atómicos,  $E_B$  está dada por [2, 4]

$$E_B(Z, N) = [ZM_H + Nm_n - M(Z, N)]c^2, \quad (2)$$

donde  $M(Z, N)$  es la masa del átomo neutro, mientras que  $M_H$  y  $m_n$  son las masas del átomo de hidrógeno y del neutrón libre, respectivamente. En el caso de los nucleidos estables,  $E_B$  crece linealmente con  $A$  si se trata de núcleos ligeros (debido al alcance finito de las fuerzas nucleares), llega a un valor máximo de

aproximadamente 8.5 MeV/nucleón en  $A \approx 56$  y decrece suavemente para  $A > 56$  (debido a la repulsión coulombiana entre los protones). Basándose principalmente en el modelo de la gota líquida, von Weizsäcker propuso la fórmula semiempírica<sup>1</sup> [2, 4]

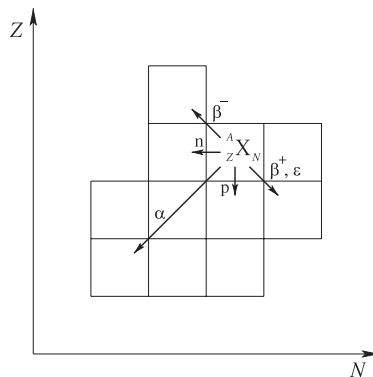
$$E_B(Z, N) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta \quad (3)$$

con

$$\delta = \begin{cases} +a_p A^{-3/4} & \text{si } Z \text{ y } N \text{ son pares,} \\ 0 & \text{si } A \text{ es impar,} \\ -a_p A^{-3/4} & \text{si } Z \text{ y } N \text{ son impares.} \end{cases} \quad (4)$$

Los parámetros de esta expresión toman los valores [4]  $a_v = 15,75$  MeV,  $a_s = 17,8$  MeV,  $a_c = 0,71$  MeV,  $a_a = 23,7$  MeV y  $a_p = 33,5$  MeV.

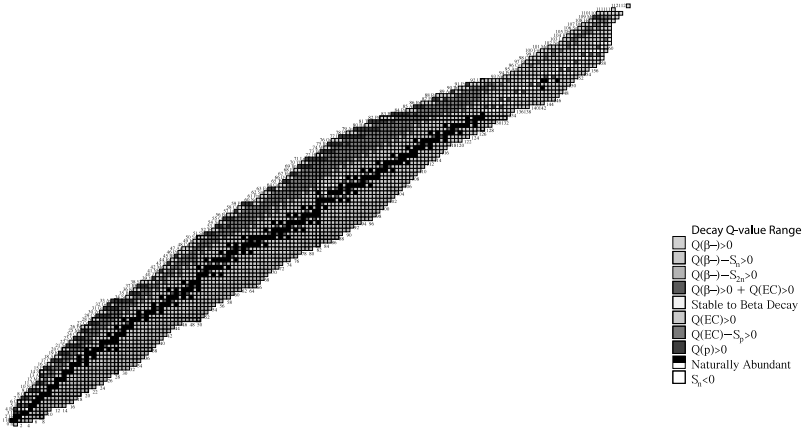
Los núcleos inestables se denominan *nucleidos radiactivos* o *radionucleidos* y tienden a transformarse en una descendencia estable o inestable. Los radionucleidos se transforman, incluyéndose las desintegraciones, mediante uno o varios mecanismos que se detallarán más adelante. En la figura 1 se muestran aquellos por los que los radionucleidos pueden desintegrarse. El "mapa de los nucleidos" (*chart of the nuclides* en inglés) es una representación ( $N, Z$ ) más elaborada (¡y muy decorativa!), con información en colores de la estabilidad de los nucleidos y los modos de desintegración; podemos descargar una versión pdf de [11] o generar un fichero ps con el software *chartist* [12] (ver figura 2).



**Figura 1.** Representación esquemática de cómo cambian  $N$  y  $Z$  en los modos de desintegración más comunes.

<sup>1</sup> El término de Coulomb a veces se escribe  $-a_c Z(Z-1)/A^{1/3}$  para contabilizar correctamente la repulsión entre los  $Z$  protones.

### Experimental Chart of Nuclides



**Figura 2.** Mapa de los nucleidos. Se han resaltado los nucleidos con  $N$  o  $Z$  igual a los números mágicos 2, 8, 20, 28, 50, 82 y 126. (Figura generada con *chartist* [12].)

El término *radiactividad* se refiere a aquellas transformaciones espontáneas que involucran cambios en el núcleo de los átomos. La energía liberada en esas transformaciones se emite en forma de varios tipos de radiación, tanto ionizante (fotones, electrones, etc.) como no ionizante (neutrinos). La radiactividad es un proceso estocástico. Todo el átomo se ve involucrado en él ya que las transformaciones nucleares pueden afectar también a la estructura electrónica del átomo y provocar la emisión de radiación fluorescente.

## 2.2. Actividad

La actividad,  $\mathcal{A}$ , de una cantidad de radionucleido en un estado particular de energía<sup>2</sup> en un instante determinado es el cociente entre  $dN$  y  $dt$ , donde  $dN$  es el valor esperado del número de transformaciones nucleares espontáneas que parten de ese estado de energía en el intervalo de tiempo  $dt$  [13]. Por tanto

$$\mathcal{A} = \left| \frac{dN}{dt} \right|. \quad (5)$$

### Unidades

becquerel (SI):  $1 \text{ Bq} \equiv 1 \text{ s}^{-1}$  (i.e. 1 transformación nuclear/s).

curie (obsoleto):  $1 \text{ Ci} \equiv$  actividad de 1 g de Ra;  $1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$  (exactamente).

Múltiplos y submúltiplos: kBq, MBq, GBq,... ;  $\mu\text{Ci}$ , mCi,...

<sup>2</sup> Si no se dice lo contrario se trata del estado fundamental.

### 2.3. Constante de decaimiento

La *constante de decaimiento* o *decadencia*,  $\lambda$ , de un radionucleido en un estado particular de energía es el cociente entre  $dp$  y  $dt$ , donde  $dp$  es la probabilidad de que un núcleo determinado experimente una transformación nuclear espontánea desde dicho estado de energía en el intervalo de tiempo  $dt$  [13]. Por tanto

$$\lambda = \frac{dp}{dt}. \quad (6)$$

Unidad:  $s^{-1}$ .

La constante de decaimiento puede determinarse experimentalmente. También es posible calcularla a partir de modelos teóricos empleando la *regla de oro de Fermi*, que da la probabilidad de transición por unidad de tiempo desde un estado inicial a un estado final.

Dado un conjunto de radionucleidos idénticos, el tiempo  $T_{1/2}$  que debe transcurrir para que su número se reduzca a la mitad se llama *período*. Como veremos más adelante, su relación con la constante de decaimiento es

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (7)$$

### 3. Modos de decaimiento radiactivo

A continuación se resumen los diversos modos por los que los radionucleidos decaen. En la medida de lo posible, los ejemplos ilustrativos de cada proceso descrito estarán relacionados con la física médica.

Para un radionucleido dado, la información completa de su esquema de decaimiento incluye niveles nucleares (energía, momento angular total, paridad), probabilidades de cada canal de decaimiento, probabilidades y energías de los diferentes tipos de radiación emitidos (partículas alfa, electrones, positrones, fotones, etc.), así como las probabilidades y energías de las radiaciones fluorescentes que emita a continuación el átomo descendiente. Como ya se ha comentado, en [8–10] podemos encontrar información exhaustiva sobre el decaimiento de muchos radionucleidos.

Para entender las consideraciones energéticas que hacen posible o prohíben un determinado proceso de decaimiento, conviene introducir el valor  $Q$  del mismo. Dado un proceso o reacción

$$1 + 2 \longrightarrow 3 + 4 + \dots, \quad (8)$$



donde 1 es el "proyectil", 2 el "blanco" inicialmente en reposo y 3, 4,... los productos resultantes, se define su valor  $Q$  como [2,5]

$$Q \equiv [m_1 + m_2 - (m_3 + m_4 + \dots)]c^2. \quad (9)$$

$Q$  es, por tanto, la energía disponible en la reacción (8). Cuando  $Q > 0$  el proceso es exotérmico, mientras que es endotérmico si  $Q < 0$ . Los procesos exotérmicos pueden tener lugar espontáneamente, pero los endotérmicos necesitan ser activados por un proyectil cuya energía cinética supere un cierto umbral.

### 3.1. Desintegración alfa

En esta forma de desintegración, el núcleo "padre" libera una partícula alfa, que está formada por dos protones y dos neutrones,



El núcleo "hijo" (descendiente) nace en algún nivel excitado  $\varepsilon_j$  o en el estado fundamental ( $\varepsilon_0 = 0$ ). El valor  $Q$  del proceso es

$$Q_\alpha = [m_X - (m_Y + m_\alpha)]c^2 = [M_X - (M_Y + M_{He})]c^2. \quad (11)$$

A partir de esta expresión y empleando la relación (2) y la fórmula semiempírica de masas (3) se obtiene que la desintegración alfa es energéticamente posible (i.e.  $Q_\alpha > 0$ ) para  $A \gtrsim 150$ .

Las ecuaciones de conservación de la energía,

$$Q_\alpha = \varepsilon_j + E_Y + E_\alpha, \quad (12)$$

y de la cantidad de movimiento implican que la partícula alfa es emitida con una energía cinética bien definida

$$E_\alpha = \frac{Q_\alpha - \varepsilon_j}{1 + \frac{m_\alpha}{M_Y}} \quad (13)$$

mientras que la energía de retroceso del núcleo descendiente es

$$E_Y = \frac{Q_\alpha - \varepsilon_j}{1 + \frac{M_Y}{m_\alpha}}. \quad (14)$$

Valores típicos de  $E_\alpha$  están entre aproximadamente 3 y 10 MeV, que son energías no relativistas.

La constante de desintegración alfa puede obtenerse aproximadamente a partir de la *teoría de Gamow* [2, 4]

$$\lambda_\alpha \approx fp, \quad (15)$$

donde  $f$  es la frecuencia con que la partícula alfa golpea la barrera de potencial y  $p$  es la probabilidad de transmisión a través de la barrera.

En las figuras 3 y 4 se presentan los esquemas de desintegración alfa del  $^{226}\text{Ra}$  y de su descendiente  $^{222}\text{Rn}$ , respectivamente. Obsérvese que estos radionucleidos decaen por emisión  $\alpha$  en un 100% de los casos.

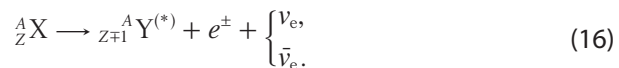
### 3.2. Desintegración beta

La interacción débil es responsable de varios fenómenos, conocidos colectivamente como desintegración beta, en los que  $A$  permanece constante mientras que  $Z$  varía en una unidad.

La fórmula semiempírica de masas, ecuación (3), predice que para un valor de  $A$  fijado existe una curva de estabilidad con un mínimo. Habrá por tanto un isóbaro estable (puede haber dos si  $A$  es par) [2,4]. Para acercarse al mínimo, los núcleos con un exceso de neutrones tenderán a aumentar el número de protones disminuyendo el de neutrones; lo contrario sucederá cuando posean un exceso de protones. Las figuras 5 y 6 ejemplifican este tipo de comportamiento para los isóbaros con  $A = 99$  y  $A = 192$ , respectivamente.

#### 3.2.1. Desintegración $\beta^\pm$

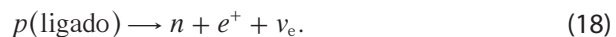
Los procesos  $\beta^\pm$  se escriben



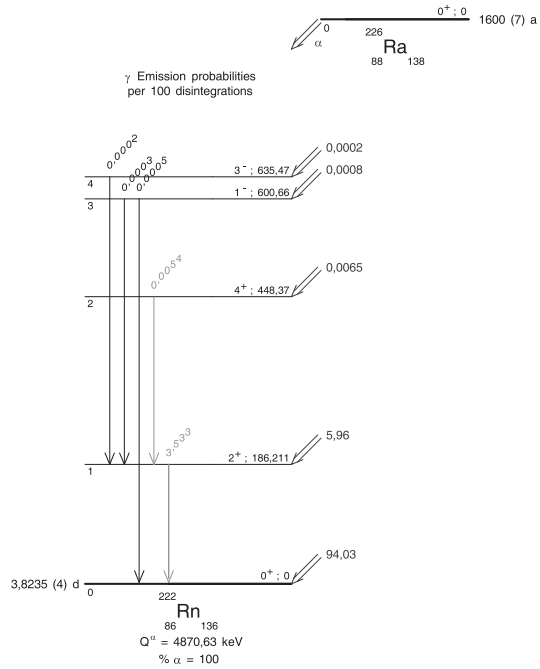
El proceso elemental que tiene lugar en la emisión  $\beta^-$  es



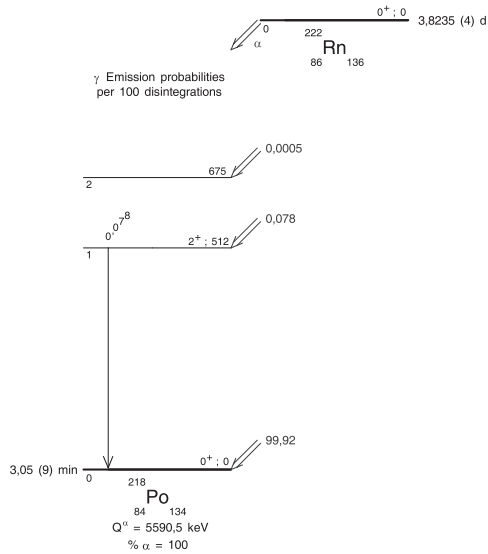
mientras que en la emisión  $\beta^+$  tenemos que



En ambos casos el núcleo descendiente se crea en el estado fundamental o un estado excitado  $\varepsilon_j$ . Los neutrinos apenas interactúan con la materia, por lo que no se consideran radiaciones ionizantes.



**Figura 3.** Esquema de decaimiento del  $^{226}\text{Ra}$ . (Figura generada con nucleide [8].)



**Figura 4.** Esquema de decaimiento del  $^{222}\text{Rn}$ . (Figura generada con nucleide [8].)

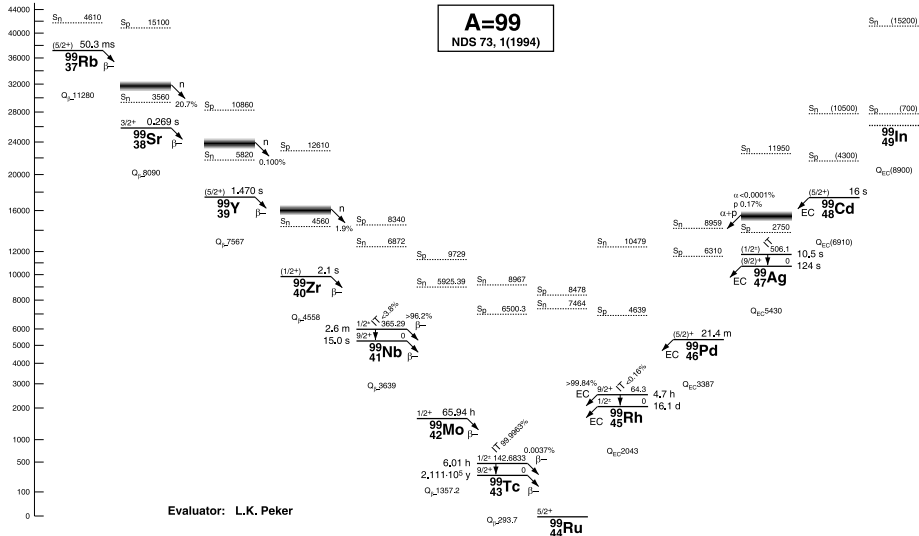


Figura 5. Energías de los isóbaros con  $A = 99$  cercanos al nucleido estable  $^{99}\text{Ru}$  [14].

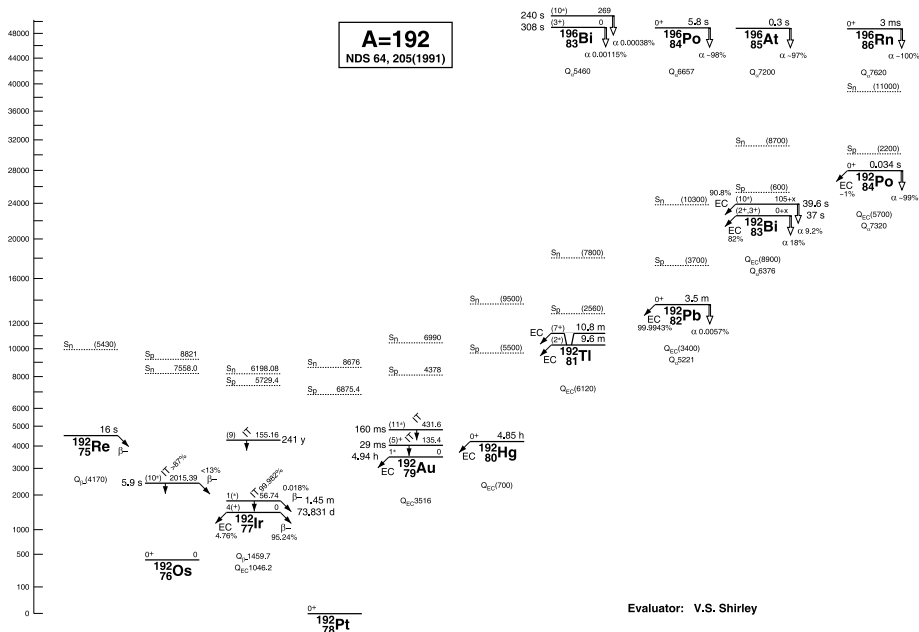


Figura 6. Energías de los isóbaros con  $A = 192$  cercanos a los nucleidos estables  $^{192}\text{Os}$  y  $^{192}\text{Pt}$  [14].

Como la masa del neutrino es despreciable frente a la del electrón o las de los núcleos inicial y final, los valores  $Q$  de los procesos  $\beta^\pm$  son

$$Q_{\beta^-} = [m_X - (m_Y + m_e)]c^2 = [M_X - M_Y]c^2 \quad (19)$$

y

$$Q_{\beta^+} = [m_X - (m_Y + m_e)]c^2 = [M_X - M_Y - 2m_e]c^2. \quad (20)$$

Si ignoramos la energía de retroceso del núcleo descendiente el balance de energía en las desintegraciones  $\beta^\pm$  se escribe

$$Q_{\beta^\pm} = \varepsilon_j + E_{e^\pm} + E_{\nu_e}, \quad (21)$$

donde  $E_{\nu_e}$  es la energía cinética del neutrino (o antineutrino) electrónico. En consecuencia, el electrón o el positrón son emitidos con energías cinéticas  $E_{e^\pm}$  que van desde cero hasta un valor

$$E_{\beta\max} = Q_{\beta^\pm} - \varepsilon_j. \quad (22)$$

( $E_{\nu_e}$  también está comprendida entre cero y  $E_{\beta\max}$ .) Valores habituales de  $E_{\beta\max}$  están entre algunos keV y varios MeV. La distribución de energía de los electrones o positrones emitidos recibe el nombre de *espectro de Fermi*, que adopta en general la forma [2,4]

$$p(W) \propto (W^2 - m_e^2 c^4)^{1/2} W (W_{\beta\max} - W)^2 F(Z_f, W) a_n(W), \quad (23)$$

siendo  $W = E_{e^\pm} + m_e c^2$  la energía total y  $W_{\beta\max} = E_{\beta\max} + m_e c^2$ . La función de Fermi  $F(Z_f, W)$  da cuenta de la distorsión de la función de onda del electrón o positrón saliente (con velocidad asintótica  $v_e$ ) debida al potencial coulombiano del núcleo hijo, cuyo número atómico es  $Z_f$ . Cuando  $v_e \ll c$  se puede emplear la aproximación no relativista

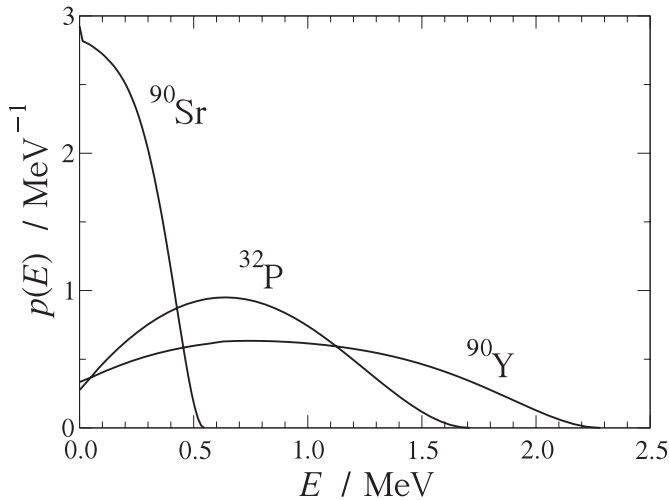
$$F(Z_f, W) = \frac{2\pi\eta}{1 - \exp(-2\pi\eta)}, \quad \eta \equiv \pm \frac{Z_f e^2}{\hbar v_e}, \quad (24)$$

tomando el signo positivo (negativo) si se trata de un electrón (positrón), pero si  $v_e$  es comparable a  $c$  debe usarse una expresión relativista para  $F(Z_f, W)$  [15]. El factor  $a_n(W)$  depende de los valores de  $I_f - I_i$  y  $\pi_j \pi_i$  en la transición beta [15]; en el caso particular  $|I_f - I_i| \leq 1$  es  $a_n(W) = 1$ . Una estimación de la energía cinética promedio de la distribución de Fermi es  $\bar{E}_{e^\pm} \approx \frac{1}{3} E_{\beta\max}$ . Finalmente, a partir de  $p(W)$  se obtiene la constante de decaimiento de la desintegración  $\beta^\pm$ ,

$$\lambda_{\beta^\pm} = \int_{m_e c^2}^{W_{\beta\max}} p(W) dW. \quad (25)$$

La referencia [16] presenta gráficas con espectros de Fermi de numerosos emisores beta empleados en física médica. Tablas con espectros también están disponibles en el informe 56 de ICRU [15]. En la figura 7 se han representado los espectros de Fermi, normalizados a la unidad, de algunos emisores beta bien conocidos.

El número de emisores  $\beta^\pm$  tales que el núcleo descendiente es estable o, si es inestable, no es emisor gamma, es bastante reducido; a estos radionucleidos se les denomina *emisores beta puros*. Valores de  $E_{\beta\max}$  y períodos de algunos de ellos están en la tabla 1. En cambio es mucho mayor el número de emisores beta donde alguno de los núcleos descendientes emite fotones; a éstos se les llama *emisores beta-gamma*. Entre los más populares se encuentran el  $^{137}\text{Cs}$  y el  $^{60}\text{Co}$ , cuyos esquemas de decaimiento pueden verse en las figuras 8 y 9, respectivamente.



**Figura 7.** Espectros de Fermi, normalizados a la unidad, de los emisores  $\beta^-$   $^{32}\text{P}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  y  $^{90}\text{Y}$  [15].

Radionucleido	$T_{1/2}$	$E_{\beta\max}$
$^3\text{H}$	12,312 a	18,6 keV
$^{14}\text{C}$	5700 a	156,5 keV
$^{32}\text{P}$	14,284 d	1,711 MeV
$^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$	28,80 a / 2,6684 d	545,9 keV / 2,280 MeV

**Tabla 1.** Períodos y energías cinéticas máximas de algunos emisores beta puros [8].

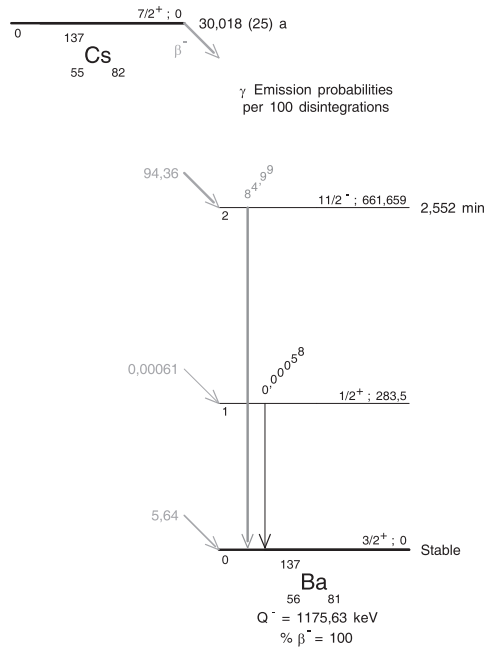


Figura 8. Esquema de decaimiento del  $^{137}\text{Cs}$ . (Figura generada con nucleide [8].)

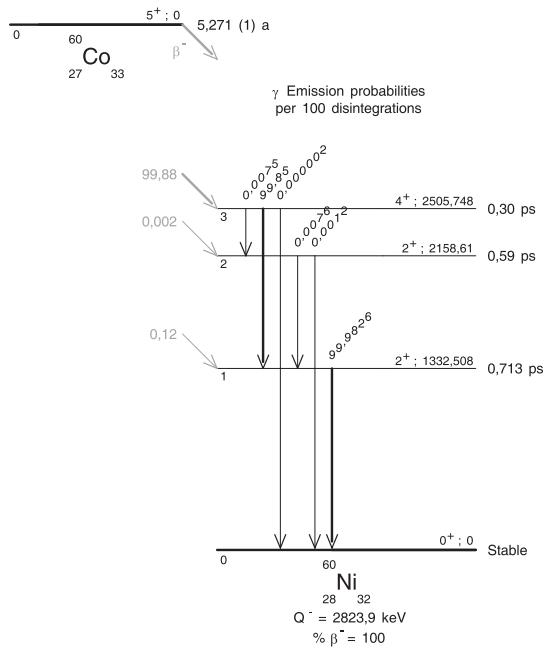
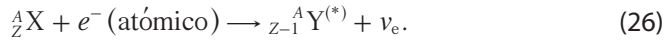


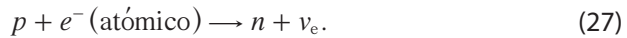
Figura 9. Esquema de decaimiento del  $^{60}\text{Co}$ . (Figura generada con nucleide [8].)

### 3.2.2. Captura electrónica

En este proceso un electrón atómico, generalmente de una capa profunda con  $\ell = 0$  (preferentemente  $K$  o  $L_1$ ), interacciona con el núcleo y es absorbido,



Esto sucede por la conversión de un protón en un neutrón,



El valor  $Q$  de la captura electrónica es (despreciando de nuevo la masa del neutrino)

$$Q_\epsilon = [m_X + m_e - m_Y]c^2 = [M_X - M_Y]c^2. \quad (28)$$

Como  $Q_\epsilon > Q_{\beta^+}$ , la captura compite con la desintegración  $\beta^+$  cuando ésta es energéticamente viable<sup>3</sup>. El núcleo descendiente queda en el estado fundamental o alguno de los niveles excitados  $\epsilon_j$ . Si ignoramos el retroceso de  $Y$  tendremos que

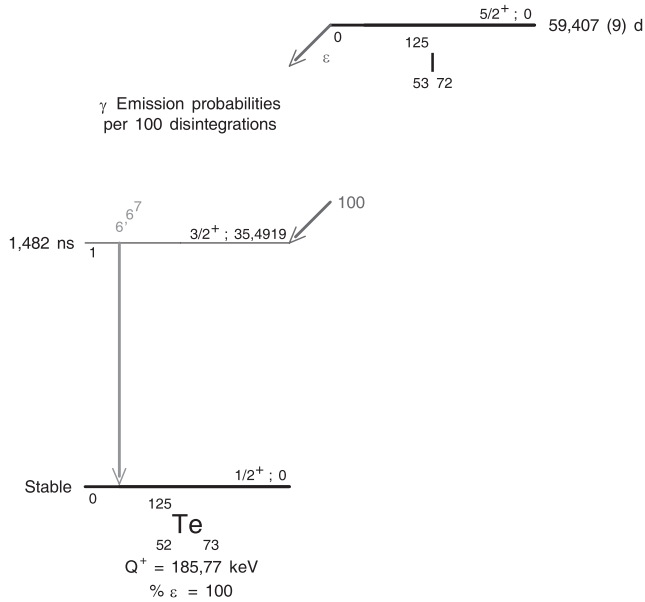
$$-U_i + Q_\epsilon = \epsilon_j + E_{\nu_e}, \quad (29)$$

donde  $U_i$  es la energía de ligadura del orbital atómico del cual es capturado el electrón. Después de la captura electrónica el átomo excitado se relaja emitiendo radiación fluorescente.

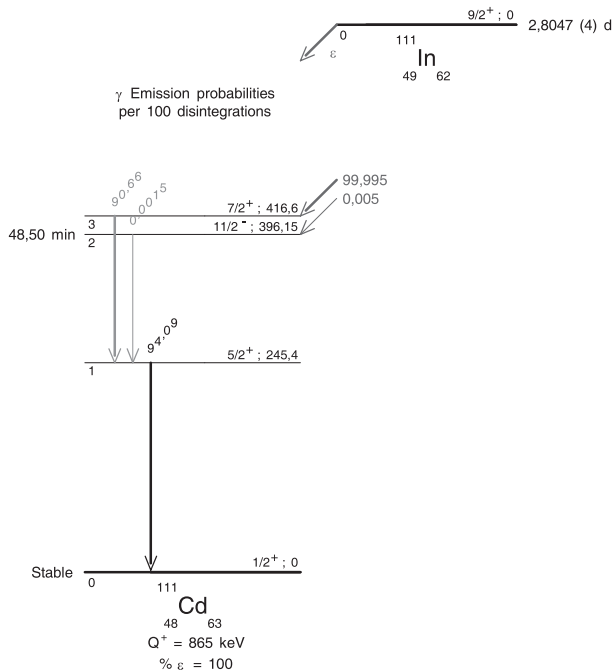
En las figuras 10 y 11 se muestran los esquemas de decaimiento del  ${}^{125}\text{I}$  y del  ${}^{111}\text{In}$ , respectivamente, que proceden exclusivamente vía captura electrónica porque  $Q_{\beta^+} < 0$ . En cambio el radionucleido  ${}^{18}\text{F}$  constituye un buen ejemplo de la competición entre captura y desintegración  $\beta^+$  (véase la figura 12). Incluso es posible que un radionucleido decaiga por desintegración  $\beta^-$  y captura electrónica/ $\beta^+$  si la serie isobárica incluye dos nucleidos estables. Esto sucede en el  ${}^{40}\text{K}$  o el  ${}^{192}\text{Ir}$ , cuyos esquemas de decaimiento pueden consultarse en las figuras 13 y 14, respectivamente.

<sup>3</sup> nucleide define unas cantidades  $Q^\pm \equiv [M_X - M_Y]c^2$  con lo cual  $Q_{\beta^-} = Q^-$ ,  $Q_{\beta^+} = Q^+ - 2m_e c^2$  y  $Q_\epsilon = Q^+$ .





**Figura 10.** Esquema de decaimiento del  $^{125}\text{I}$ . (Figura generada con nucleide [8].)



**Figura 11.** Esquema de decaimiento del  $^{111}\text{In}$ . (Figura generada con nucleide [8].)

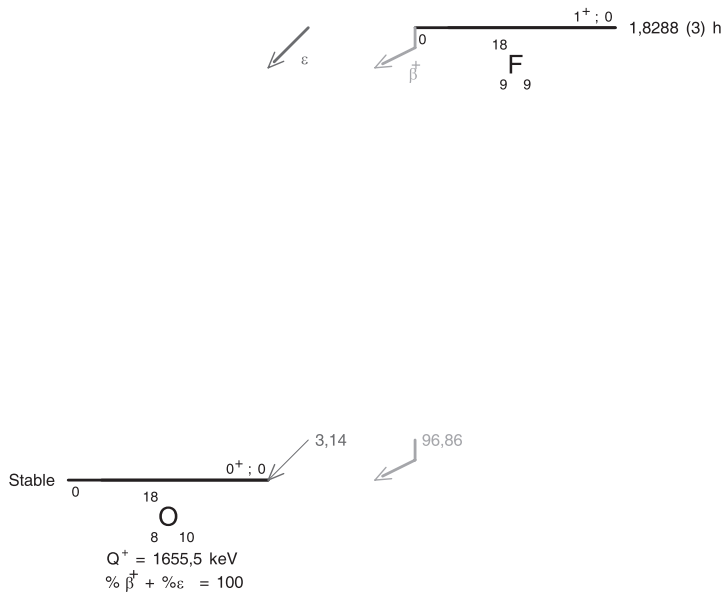


Figura 12. Esquema de decaimiento del  $^{18}\text{F}$ . (Figura generada con nucleide [8].)

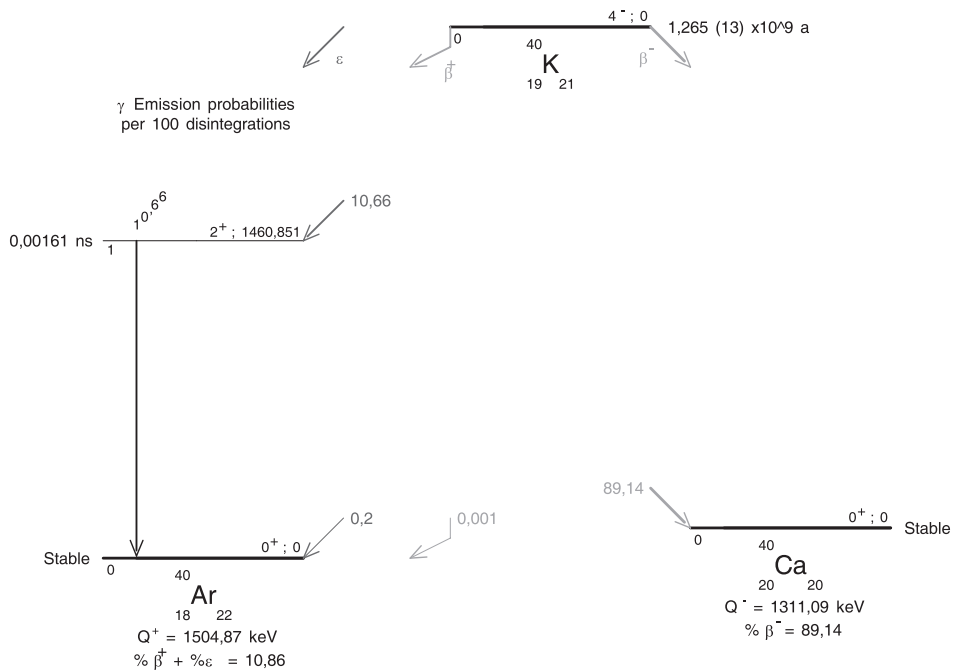


Figura 13. Esquema de decaimiento del  $^{40}\text{K}$ . (Figura generada con nucleide [8].)

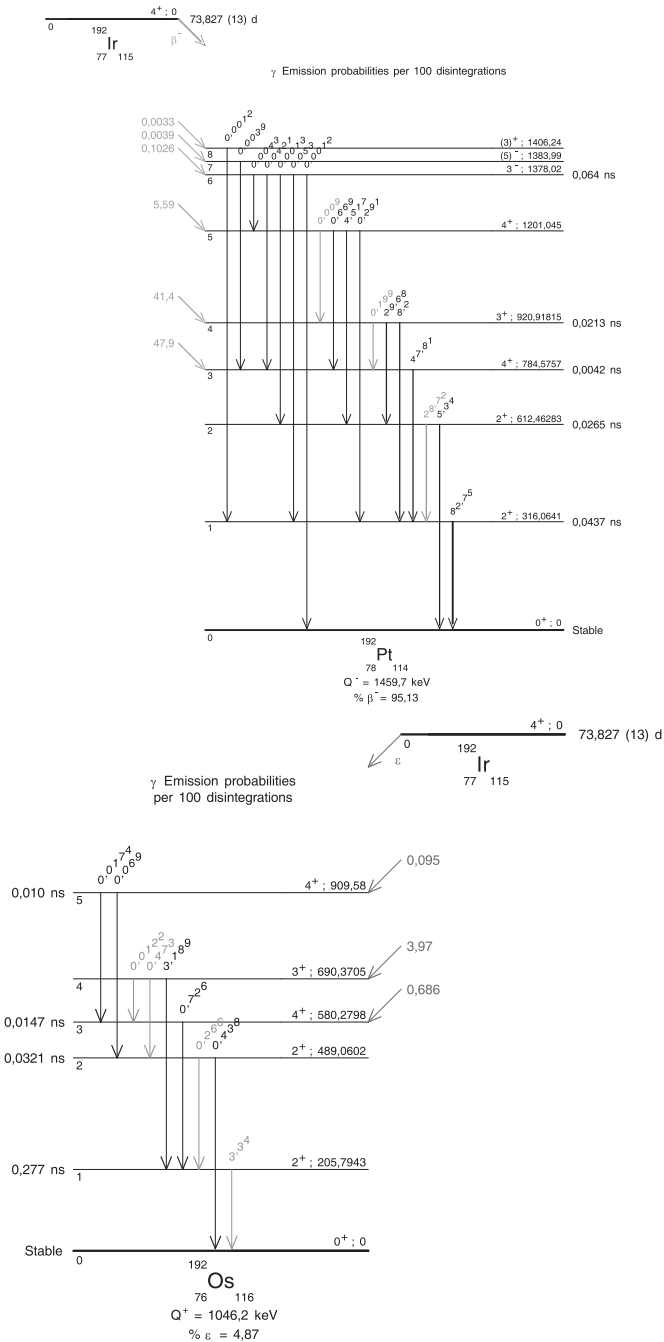


Figura 14. Esquema de decaimiento del  $^{192}\text{Ir}$ . (Figura generada con nucleide [8].)

### 3.3. Transiciones electromagnéticas

Son aquellas transiciones en las que el radionucleido, inicialmente en un estado excitado de energía  $\varepsilon_i$ , decae a un estado final de energía inferior  $\varepsilon_f$  de la misma especie, por lo que  $Z$  y  $N$  permanecen inalterados. Estas transiciones están causadas por el acoplamiento del núcleo con el campo electromagnético. La constante de decaimiento es

$$\lambda_{\text{e.m.}} = \lambda_\gamma + \lambda_e + \lambda_\pi, \quad (30)$$

siendo  $\lambda_\gamma$ ,  $\lambda_e$  y  $\lambda_\pi$  las probabilidades por unidad de tiempo de emisión gamma, conversión interna y creación de pares interna, respectivamente. Estos tres procesos se describen a continuación.

#### 3.3.1. Emisión gamma

En este caso el núcleo excitado emite un fotón,



A su vez el núcleo descendiente puede estar excitado y decaer por emisión gamma. Evidentemente  $Q_\gamma = 0$ . El balance de energía es

$$\varepsilon_i + Q_\gamma = \varepsilon_f + E_X + E_\gamma, \quad (32)$$

de manera que el fotón es emitido con una energía bien definida

$$E_\gamma = \varepsilon_i - \varepsilon_f - E_X. \quad (33)$$

Al imponer la conservación de la cantidad de movimiento la energía cinética de retroceso del átomo resulta ser

$$E_X \approx \frac{(\varepsilon_i - \varepsilon_f)^2}{2M_X c^2}. \quad (34)$$

Valores comunes de  $E_\gamma$  están entre aproximadamente 10 keV y unos pocos MeV. La energía de retroceso es despreciable excepto cuando  $E_\gamma$  es grande y el núcleo es ligero, llegando a valer algunas decenas de eV.

La probabilidad de una transición gamma depende fuertemente del momento angular y la paridad de los niveles inicial y final involucrados, dando lugar a las denominadas *reglas de selección*. Consideremos una transición

$$I_i^{\pi_i} \longrightarrow I_f^{\pi_f}. \quad (35)$$

Efectuando un desarrollo multipolar del campo de radiación, las diferentes transiciones se denominan dipolar eléctrica (E1), dipolar magnética (M1), cuadrupolar eléctrica (E2), etc. atendiendo al momento angular  $L \geq 1$  que se lleva el fotón. Es decir: E1, M1, E2, ...  $\equiv \{EL, ML\}$ . Debe cumplirse que

$$|I_f - I_i| \leq L \leq I_f + I_i, \quad (36)$$

por lo que las transiciones  $0^+ \rightarrow 0^+$  están prohibidas. En cuanto a la paridad, se ha de cumplir que

$$\pi_f \pi_i = \begin{cases} (-1)^L & \text{para } EL, \\ (-1)^{L+1} & \text{para } ML. \end{cases} \quad (37)$$

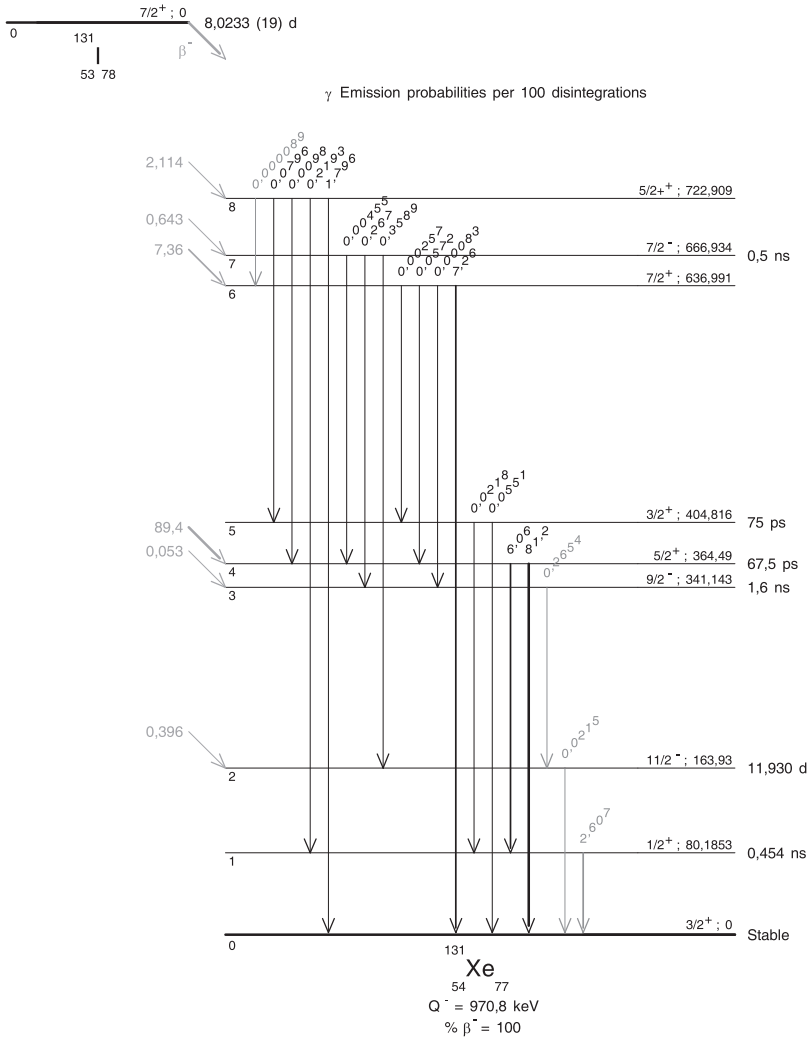
En consecuencia no puede haber a la vez transiciones  $EL$  y  $ML$  con igual  $L$  (multipolaridad).

Los *estimadores de Weisskopf* [2–4] permiten deducir las desigualdades

$$\lambda_\gamma(E1) \gg \lambda_\gamma(M1) > \lambda_\gamma(E2) \gg \dots \quad (38)$$

para las probabilidades de emisión gamma por unidad de tiempo de las diferentes multipolaridades. En consecuencia, la multipolaridad más probable corresponde a  $L_{\min} = \max\{|I_f - I_i|, 1\}$ .

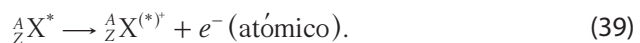
Como se ha visto en la figura 9, que muestra la desintegración  $\beta^-$  del  $^{60}\text{Co}$ , prácticamente en el 100% de los casos el  $^{60}\text{Ni}$  es creado en su tercer nivel excitado y decae emitiendo consecutivamente dos fotones con energías de 1.173 MeV y 1.333 MeV (la transición directa al estado fundamental está prohibida). Por otro lado, en la figura 15 se representa la desintegración  $\beta^-$  del  $^{131}\text{I}$ . El núcleo descendiente queda en el alguno de los numerosos niveles excitados y al decaer pueden emitirse fotones de varias energías.



**Figura 15.** Esquema de decaimiento del  $^{131}\text{I}$ . (Figura generada con nucleide [8].)

### 3.3.2. Conversión interna

Puede suceder que el núcleo excitado transfiera el exceso de energía directamente a un electrón atómico, habitualmente de una capa profunda con  $\ell = 0$ , que es liberado.



Esta vez  $Q_{IC} = 0$  (nótese que en el estado final el átomo está ionizado). La ecuación de conservación de la energía exige que sea

$$\varepsilon_i + U_i + Q_{IC} = \varepsilon_f + E_x + E_e, \quad (40)$$

por lo cual el electrón es emitido con una energía cinética bien definida

$$E_e = E_\gamma - U_i; \quad (41)$$

de nuevo  $U_i$  es la energía de ligadura del orbital atómico involucrado. Valores habituales de  $E_e$  están entre unos pocos keV y alrededor de 1 MeV. Al igual que en la captura electrónica, el átomo queda con una vacante en una capa interna y se relaja emitiendo radiación fluorescente.

La probabilidad por unidad de tiempo de conversión interna suele darse en términos de  $\lambda_\gamma$  mediante la relación

$$\lambda_e = \alpha \lambda_\gamma, \quad (42)$$

donde  $\alpha$  es el *coeficiente de conversión interna*, que se desglosa en contribuciones de las diferentes capas atómicas,

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \dots \quad (43)$$

Para una capa atómica con número cuántico principal  $n$  se tiene que el correspondiente coeficiente de conversión interna es aproximadamente proporcional a  $Z^3/n^3$  y decrece con la energía de la transición [2,4], de modo que la conversión interna cobra importancia para niveles de energía bajos de núcleos pesados, siendo lo más probable que el electrón emitido lo sea desde la capa  $K$ . Algunos ejemplos de radionucleidos que experimentan conversión interna están en la tabla 2.

Radionucleido	$E$ /keV
$^{125}\text{I}$	3,7, 31, 35
$^{131}\text{I}$	45,6, 75,...
$^{137}\text{Cs}$	624, 656, 661

**Tabla 2.** Energías cinéticas de los electrones emitidos en la conversión interna de algunos radionucleidos [8].

### 3.3.3. Creación de pares interna

En este caso la energía de la transición se invierte en producir un par electrón-positrón,



Ahora es

$$Q_\pi = -2m_e c^2 \quad (45)$$

y el balance de energía del proceso conduce a la relación

$$E_{e^-} + E_{e^+} = E_\gamma - 2m_e c^2 \quad (46)$$

que han de cumplir las energías cinéticas  $E_{e^-}$  y  $E_{e^+}$  de los leptones emitidos. Vemos que el proceso sólo es posible si  $E_\gamma > 2m_e c^2$ .

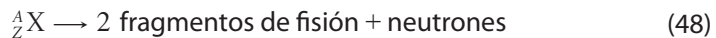
La probabilidad por unidad de tiempo de creación de pares interna suele escribirse

$$\lambda_\pi = \alpha_\pi \lambda_\gamma. \quad (47)$$

Al ser  $\alpha_\pi \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ , la creación de pares interna es mucho menos probable que los demás procesos de decaimiento electromagnético, siendo apreciable cuando la emisión de un fotón está prohibida, como sucede en las transiciones  $0^+ \rightarrow 0^+$ .

### 3.4. Fisión espontánea

Algunos núcleos muy pesados ( $A \gtrsim 240$ ) son inestables, tendiendo a fisionar espontáneamente en dos fragmentos de fisión y liberando además unos pocos neutrones rápidos [2],



Los fragmentos de fisión presentan una distribución de masas (y energías) asimétrica, con máximos en  $A \sim 100$  y  $A \sim 140$ , y suelen ser a su vez emisores beta-gamma. La distribución de energía cinética de los neutrones emitidos se ajusta bien a la forma funcional

$$p(E) \propto \sqrt{E} \exp(-E/T), \quad (49)$$

donde  $T$  es un parámetro ajustable.

El  ${}^{252}\text{Cf}$  ( $T_{1/2} = 2,6470$  a) es el ejemplo paradigmático de radionucleido que fisiona espontáneamente (un 3,086% de los decaimientos). La distribución de



energía de los neutrones liberados (3,7675 por fisión, en promedio) sigue la ecuación (49) con  $T = 1,3$  MeV.

### 3.5. Otros procesos y fenómenos

Existen otros procesos y fenómenos relacionados con las transformaciones nucleares que, aunque presentan probabilidades en general pequeñas, debemos mencionar por completitud.

Como se ha explicado antes, los núcleos con un exceso de protones o neutrones tienden a decaer por emisión  $\beta^\pm$  o captura electrónica. Cuando el exceso es muy grande, llega a ser más favorable la emisión de un protón,

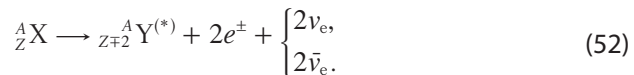


o un neutrón,



según sea el caso. Esto les sucede a radionucleidos  $(Z, N)$  que están fuera de las denominadas "líneas de goteo" (*drip lines* en inglés), para las que la energía de separación de un protón o neutrón es cero.

La desintegración doble beta es un proceso de segundo orden inducido por la interacción débil en la que se emiten dos electrones o dos positrones



Las constantes de decaimiento asociadas son muy pequeñas, y los correspondientes períodos son del orden de  $10^{20}$  años. Esto hace muy difícil su observación excepto cuando la desintegración beta ordinaria está prohibida.

También es de segundo orden la emisión de dos fotones,



que cobra importancia cuando la emisión de un sólo fotón está prohibida.

Finalmente cabe citar la radiación de frenado interna, fenómeno que acompaña a la desintegración beta. Consiste en la emisión de un fotón de radiación de frenado por el electrón (o positrón) mientras es acelerado en el campo coulombiano del núcleo descendiente; no se debe confundir con la radiación de frenado ordinaria. La energía  $E_{\beta_{\max}}$  se distribuye entre el electrón, el neutrino y el fotón.

### 3.6. Radiación fluorescente

Como ya se ha dicho, en los procesos de captura electrónica y conversión interna se libera un electrón atómico, preferentemente de una capa profunda ( $K$  o  $L$ ), y el átomo queda en un estado excitado. En el subsiguiente reajuste de la distribución de carga electrónica, la vacante se cubre mediante la transición de un electrón desde una capa más externa, emitiéndose radiación fluorescente, es decir, un rayo  $x$  característico o un electrón Auger. La migración de vacantes continúa hacia capas aún más externas con la emisión de otros rayos  $x$  característicos y/o electrones Auger. En el tema 1 de este módulo se da información adicional sobre las probabilidades y energías asociadas a estos procesos de relajación atómica.

## 4. Ley de decaimiento radiactivo

Consideremos un conjunto de  $\mathcal{N}$  radionucleidos idénticos. Nuestro objetivo es entender cómo varía  $\mathcal{N}$  con el tiempo. Es intuitivo que debe ser

$$d\mathcal{N}(t) \propto -\mathcal{N} dt. \quad (54)$$

Introduciendo la constante de decaimiento  $\lambda$ ,

$$d\mathcal{N}(t) = -\lambda\mathcal{N} dt. \quad (55)$$

Esta ecuación diferencial admite la solución

$$\mathcal{N}(t) = \mathcal{N}(0)\exp(-\lambda t), \quad (56)$$

donde  $\mathcal{N}(0)$  es el número de nucleidos sin transformar en  $t = 0$ . De esta ley de decaimiento exponencial vemos que el período  $T_{1/2}$ , definido en la ecuación (7), cumple la relación

$$\mathcal{N}(t = T_{1/2}) = \mathcal{N}(0)/2. \quad (57)$$

No debemos confundir el período con la vida media  $\tau \equiv \lambda^{-1}$ , para la cual  $\mathcal{N}(t = \tau) = \mathcal{N}(0)/e$ .

De la ley de decaimiento exponencial también obtenemos que la relación entre la actividad, ecuación (5), y la constante de decaimiento es

$$\mathcal{A} = \lambda \mathcal{N}. \quad (58)$$

### 4.1. Cadenas de decaimiento radiactivo

- Si tenemos que  $1 \rightarrow 2$  (2 estable)  
 con  $\mathcal{N}_1(0) \equiv \mathcal{N}_0$  y  $\mathcal{N}_2(0) = 0$

$$\mathcal{N}_1(t) = \mathcal{N}_0 \exp(-\lambda_1 t) \quad (59)$$

$$\mathcal{N}_2(t) = \mathcal{N}_0 [1 - \exp(-\lambda_1 t)] \quad (60)$$

ya que  $\mathcal{N}_1(t) + \mathcal{N}_2(t) = \mathcal{N}_0$ .

- En el caso más general de cadena lineal  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow \dots \rightarrow n$  ( $n$  estable)

$$\begin{aligned} d\mathcal{N}_1/dt &= -\lambda_1 \mathcal{N}_1 \\ d\mathcal{N}_2/dt &= \lambda_1 \mathcal{N}_1 - \lambda_2 \mathcal{N}_2 \\ &\vdots \\ d\mathcal{N}_i/dt &= \lambda_{i-1} \mathcal{N}_{i-1} - \lambda_i \mathcal{N}_i \\ &\vdots \\ d\mathcal{N}_n/dt &= \lambda_{n-1} \mathcal{N}_{n-1}. \end{aligned} \quad (61)$$

Si  $\mathcal{N}_1(0) \equiv \mathcal{N}_0$  y  $\mathcal{N}_2(0) = \dots = \mathcal{N}_n(0) = 0$ , la solución es (ecuaciones de Bateman) [2,17,18]

$$\mathcal{N}_i(t) = \mathcal{N}_0 \sum_{j=1}^i c_j^{(i)} \exp(-\lambda_j t) \quad i = 1, \dots, n-1 \quad (62)$$

donde

$$c_j^{(i)} = \left[ \prod_{k=1}^{i-1} \lambda_k \right] \left[ \prod_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^i (\lambda_k - \lambda_j) \right]^{-1}, \quad c_1^{(1)} \equiv 1 \quad (63)$$

y

$$\mathcal{N}_n(t) = \mathcal{N}_0 - \sum_{k=1}^{n-1} \mathcal{N}_k(t). \quad (64)$$

- Caso particular importante  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$  (3 estable):  
 $\mathcal{N}_1(t)$  está dado por la ecuación (59), mientras que

$$\mathcal{N}_2(t) = \mathcal{N}_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)] \quad (65)$$

y  $N_3(t) = N_0 - [N_1(t) + N_2(t)]$ . El máximo de actividad de 2 se alcanza en

$$t_{\max} = \ln(\lambda_2/\lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_1)^{-1}. \quad (66)$$

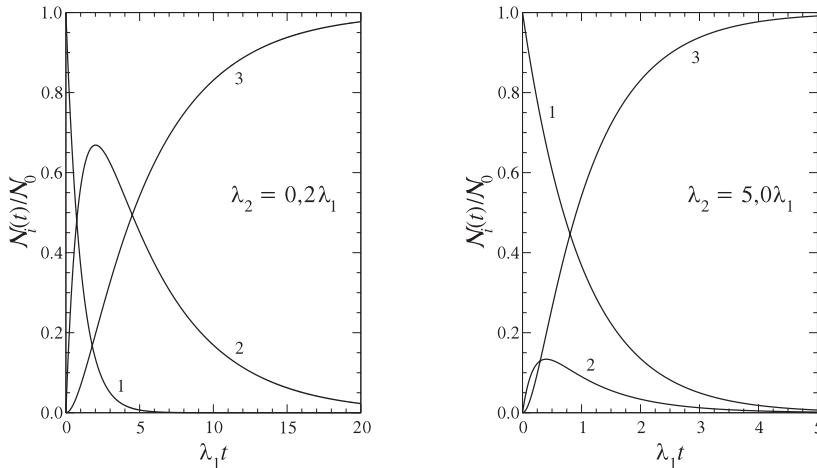
Como

$$\frac{\lambda_2 N_2(t)}{\lambda_1 N_1(t)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \{1 - \exp[-(\lambda_2 - \lambda_1)t]\}, \quad (67)$$

se comprueba fácilmente que

$$\lambda_2 N_2(t_{\max}) = \lambda_1 N_1(t_{\max}). \quad (68)$$

La figura 16 muestra los cocientes  $N_i(t)/N_0$  ( $i = 1, 2, 3$ ) para  $\lambda_2 = 0,2 \lambda_1$  y  $\lambda_2 = 5,0 \lambda_1$ .



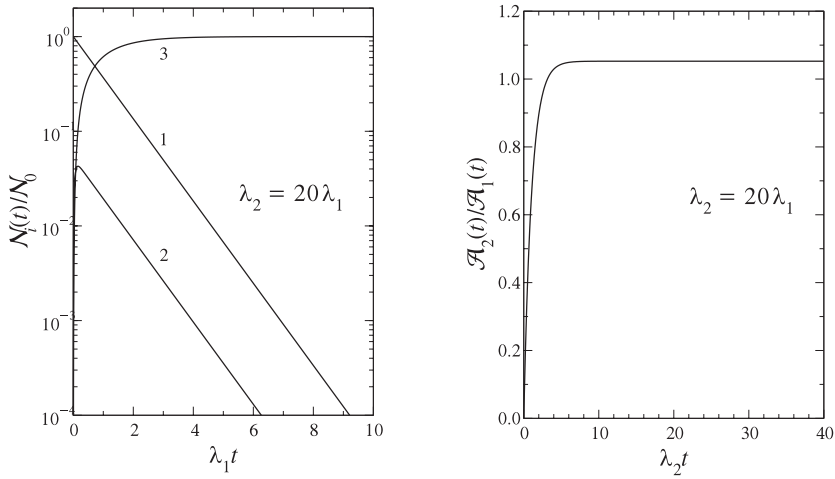
**Figura 16.**  $N_i(t)/N_0$  ( $i = 1, 2, 3$ ) en función de  $\lambda_1 t$  para (a)  $\lambda_2 = 0,2 \lambda_1$  y (b)  $\lambda_2 = 5,0 \lambda_1$ .

- La situación más interesante se presenta cuando  $\lambda_2 \gg \lambda_1$ : para tiempos  $t \gg \lambda_2^{-1}$  se llega al denominado *equilibrio secular*

$$\lambda_2 N_2(t) = \lambda_1 N_1(t), \quad (69)$$

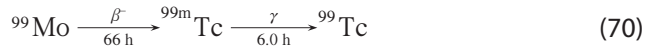
y por tanto  $\mathcal{A}_2(t) = \mathcal{A}_1(t)$ .

En la figura 17 se han representado los cocientes  $N_i(t)/N_0$  ( $i = 1, 2, 3$ ) y  $\mathcal{A}_2(t)/\mathcal{A}_1(t)$  para una cadena de decaimientos con  $\lambda_2 = 20 \lambda_1$ , que da lugar a un equilibrio secular aproximado.

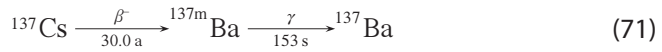


**Figura 17.** Cadena  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$  (3 estable) con  $\lambda_2 = 20 \lambda_1$ . (a)  $N_i(t)/N_0$  ( $i = 1, 2, 3$ ) en función de  $\lambda_1 t$ . (b)  $\mathcal{A}_2(t)/\mathcal{A}_1(t)$  en función de  $\lambda_2 t$ .

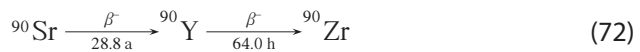
Ejemplos:



con  $E_{\beta_{\text{max}}} = 1,215 \text{ MeV}$  y  $E_{\gamma} = 0,143 \text{ MeV}$ .



con  $E_{\beta_{\text{max}}} = 0,514 \text{ MeV}$  y  $E_{\gamma} = 0,662 \text{ MeV}$ .



con  $E_{\beta_{\text{max},1}} = 0,546 \text{ MeV}$  y  $E_{\beta_{\text{max},2}} = 2,280 \text{ MeV}$ .

## 4.2. Producción de radionucleidos por irradiación

En diversas aplicaciones el radionucleido de interés decae muy rápidamente, por lo que debe obtenerse a partir de una reacción nuclear empleando para ello un ciclotrón o un reactor nuclear. Reacciones típicas son  $(p, n)$ ,  $(p, \alpha)$ ,  $(d, n)$ ,  $(\alpha, \cdot)$  y  $(n, \cdot)$ . Supongamos la secuencia



donde B es el radionucleido de interés y C es estable. Sea  $\sigma$  la sección eficaz de la reacción  $A(a,b)B$  y  $\dot{\Phi}$  la tasa de fluencia de los proyectiles a. El sistema de ecuaciones diferenciales acopladas que rige la evolución temporal de las especies nucleares A y B es

$$dN_A/dt = -\dot{\Phi}\sigma N_A \equiv -\tilde{\lambda}_A N_A, \quad (74)$$

$$dN_B/dt = \tilde{\lambda}_A N_A - \lambda_B N_B, \quad (75)$$

formalmente idéntico al sistema de ecuaciones (61) por haber introducido una variable  $\tilde{\lambda}_A \equiv \dot{\Phi}\sigma$  que juega un papel análogo a una hipotética constante de decaimiento de A.

En estas situaciones siempre es  $\lambda_B \gg \tilde{\lambda}_A$  debido a la pequeñez de las secciones eficaces. Podemos entonces hacer la aproximación  $N_A(t) \approx N_A(0) \equiv N_0$ , con lo que

$$dN_B/dt = \tilde{\lambda}_A N_0 - \lambda_B N_B \quad (76)$$

que tiene solución

$$N_B(t) = \frac{\dot{\Phi}\sigma N_0}{\lambda_B} [1 - \exp(-\lambda_B t)]. \quad (77)$$

El máximo número de radionucleidos B se alcanza después de un tiempo de irradiación infinito,

$$N_B(t = \infty) = \frac{\dot{\Phi}\sigma N_0}{\lambda_B}. \quad (78)$$

Sin embargo el tiempo de irradiación óptimo es  $\sim 1-2 T_{1/2}(B)$ , pues se consigue que  $N_B$  sea sólo ligeramente inferior a  $N_B(t = \infty)$ .

## 5. Radiactividad natural

### 5.1. Series radiactivas

Muchos minerales de la corteza terrestre contienen pequeñas cantidades de radionucleidos con  $A \geq 200$ . Estos forman parte de largas cadenas de emisores  $\alpha$  y  $\beta^-$ . Las cuatro series posibles se indican en la tabla 3. Como el miembro más longevo de la serie del neptunio tiene un período muy inferior a la edad de la Tierra, esta serie ya se ha extinguido.

Miembro de mayor $T_{1/2}$				
Nombre	Tipo	Núcleo final	Núcleo	$T_{1/2}$ /a
Torio	$4n$	$^{208}\text{Pb}$	$^{232}\text{Th}$	$1,41 \times 10^{10}$
Neptunio	$4n + 1$	$^{209}\text{Bi}$	$^{237}\text{Np}$	$2,14 \times 10^6$
Uranio	$4n + 2$	$^{206}\text{Pb}$	$^{238}\text{U}$	$4,47 \times 10^9$
Actinio	$4n + 3$	$^{207}\text{Pb}$	$^{235}\text{U}$	$7,04 \times 10^8$

**Tabla 3.** Series radiactivas [2].

La serie radiactiva del  $^{238}\text{U}$  se representa esquemáticamente en la figura 18. Uno de los miembros de esta serie es el  $^{222}\text{Rn}$ , responsable de una fracción apreciable de la dosis efectiva anual que recibimos [19].

### 5.2. Otros radionucleidos naturales

Algunos radionucleidos no pertenecen a ninguna de las series de desintegraciones antes citadas, pero al tener un período muy largo (comparable a la edad del universo) existen en la naturaleza en cantidades apreciables. El  $^{40}\text{K}$  tiene  $T_{1/2} = 1,265 \times 10^9$  a, decayendo a  $^{40}\text{Ar}$  o  $^{40}\text{Ca}$  (ver figura 13).

### Uranium radioactive series

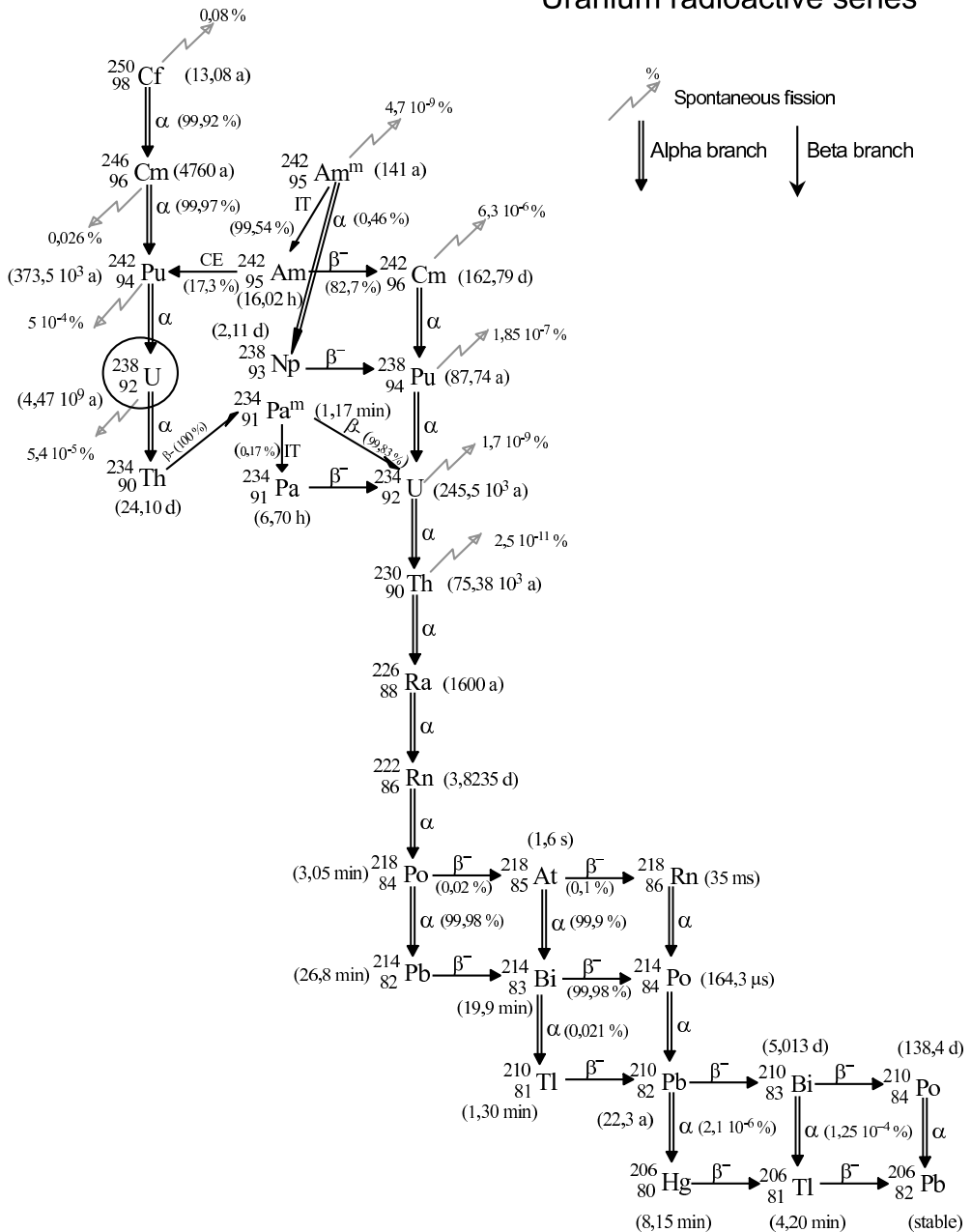


Figura 18. Serie radiactiva del  $^{238}\text{U}$ . (Figura generada con nucleide [8].)



### 5.3. Radiación cósmica

La superficie de nuestro planeta es bombardeada constantemente por radiación ionizante de origen extraterrestre a la que, por razones históricas, llamamos *radiación cósmica*. Una gran parte de esta radiación proviene del sol, mientras que el origen del resto está en objetos más lejanos, incluso fuera de nuestra galaxia. En ambos casos, la componente mayoritaria son protones y partículas  $\alpha$  (recordemos que hidrógeno y helio son con diferencia los elementos más abundantes del universo), aunque podemos encontrar iones más pesados. También llegan electrones, fotones y positrones, así como otras partículas cargadas ( $\mu^\pm$ , etc.). Por otro lado, en reacciones nucleares con moléculas de las capas altas de la atmósfera terrestre se produce cierta cantidad de neutrones que acaba llegando a la superficie de la Tierra. El intervalo de energías de todas estas radiaciones es muy amplio, entre los MeV y EeV ( $10^{18}$  eV).

Las referencias [20,21] contienen información más detallada sobre la composición, distribuciones de energía y otras propiedades de la radiación cósmica.

### Agradecimientos

Quiero expresar mi gratitud a Antonio Broseid por haber confiado en mí para elaborar este tema, a sabiendas de mi desconocimiento de la física nuclear. También deseo agradecer a Antonio Lallena, Mario Centelles y Sébastien Hubert sus valiosos comentarios al texto.

## Referencias

- [1] PEDROSO DE LIMA J.J. , Eur. J. Phys. 19 (1998) 485.
- [2] KRANE K.S., *Introductory Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1988).
- [3] WONG S.S.M., *Introductory Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1998) 2nd edition.
- [4] DEVANATHAN V., *Nuclear Physics* (Alpha Science International Ltd., Oxford, 2006).
- [5] PODGORSKAK E.B., *Radiation Physics for Medical Physicists* (Springer, Berlin, 2010) 2nd edition.
- [6] KNOLL G.F., *Radiation Detection and Measurement* (John Wiley & Sons, New York, 2000) 3rd edition.
- [7] BÉ M.-M., COURSOL N., DUCHEMIN B., LAGOUTINE F., LEGRAND J., DEBERTIN K., and SCHÖNFELD E., *Table of Radionuclides. Introduction* (CEA, Saclay, 1999).[http://www.nucleide.org/DDEP\\_WG/introduction.pdf](http://www.nucleide.org/DDEP_WG/introduction.pdf)
- [8] BÉ M.-M., CHISTÉ V., DULIEU C., BROWNE E., BAGLIN C., CHECHEV V., KUZMENCO N., HELMER R., KONDEV F., MACMAHON D. and LEE K.B., *Table of Radionuclides (Vol. 3 – A = 3 to 244)* (Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres, 2006).  
<http://www.bipm.org/fr/publications/monographie-ri-5.html>  
<http://www.nucleide.org/>  
[http://www.nucleide.org/DDEP\\_WG/DDEPdata.htm](http://www.nucleide.org/DDEP_WG/DDEPdata.htm)
- [9] <http://ie.lbl.gov/toi.html>
- [10] <http://www.nndc.bnl.gov/>  
<http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>  
<http://www.nndc.bnl.gov/mird/>  
<http://www-nds.iaea.org/>
- [11] <http://ie.lbl.gov/decay.html>
- [12] Chartist Version 3.0  
<http://ie.lbl.gov/programs/chartist/chartist.htm>
- [13] ICRU, *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation* ICRU Report 60 (ICRU, Bethesda, MD, 1998).

- [14] <http://ie.lbl.gov/toia.html>  
<http://ie.lbl.gov/toi/sumframe.htm>
- [15] ICRU, *Dosimetry of External Beta Rays for Radiation Protection* ICRU Report 56 (ICRU, Bethesda, MD, 1997).
- [16] CROSS W.G., ING H. and FREEDMAN N., *Phys. Med. Biol.* 28 (1983) 1251.
- [17] PRESSYANOV D.S., *Am. J. Phys.* 70 (2002) 444.
- [18] MORAL L. and PACHECO A.F., *Am. J. Phys.* 71 (2003) 684.
- [19] UNSCEAR 2000 Report, *Sources and Effects of Ionizing Radiation, Volume I: Sources* (UNSCEAR, 2000).  
<http://www.unscear.org/docs/reports/gareport.pdf>
- [20] PARTICLE DATA GROUP, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 33 (2006) 1.  
<http://pdg.web.cern.ch/pdg/>
- [21] ERLYKIN A.D. y WOLFENDALE A.W., *Eur. J. Phys.* 20 (1999) 409.

**Tema 4:**  
Principios de la dosimetría  
de la radiación externa

**Antonio Brosed**



# Principios de la dosimetría de la radiación externa

*A. Brosed*

*Laboratorio de Metrología de Radiaciones Ionizantes*

*CIEMAT*

*antonio.brosed@gmail.com*

## 1. Penetración de la radiación

Cuando un haz de radiación indirectamente ionizante penetra en un material produce una fluencia de partículas que se extiende a cada punto de su trayectoria y a las regiones circundantes. Esta fluencia de partículas se compone de una mezcla de partículas primarias y secundarias. Las últimas, que están generadas en el material, pueden ser de diferentes clases: algunas son directamente ionizantes, como pasa con los electrones, los protones de retroceso, etc. y otras son indirectamente ionizantes, como los fotones dispersos, fotones debidos a las pérdidas radiativas, etc. En cada punto del material las fluencias parciales de cada una de estas clases de partículas dependen de los correspondientes alcances en el material y de la penetración que previamente hubiera alcanzado la radiación original, esto es, de la profundidad del punto que se considere, medida sobre la trayectoria del haz primario. En los puntos de escasa profundidad, la fluencia de partículas secundarias es poco importante pero, a medida que esta profundidad aumenta, el número total de las interacciones toma mayor importancia y en consecuencia aumentan los términos de fuente de las partículas secundarias y de sumidero de las primarias. El resultado neto es el aumento de la fluencia de las partículas secundarias hasta un punto en el que el decreciente número de las partículas primarias es incapaz de mantener ese crecimiento. Este punto representa un máximo relativo para la fluencia. A partir de él la fluencia decae monótonamente. La profundidad de este máximo relativo depende de la naturaleza de las partículas primarias de que se trate. Se sitúa a mayor profundidad para las partículas no cargadas. Por ejemplo, para los fotones, los secundarios se acumulan a grandes profundidades en comparación con el recorrido libre medio ( $1/\mu$ ) del fotón primario, mientras que los

electrones se acumulan a profundidades del mismo orden que su alcance ( $r$ ). Desde el punto de vista práctico, en dosimetría, las situaciones más interesantes corresponden a profundidades del orden de varias veces el alcance de las partículas cargadas. En la mayoría de los casos eso representa una longitud corta comparada con el recorrido libre medio ( $1/\mu$ ) de los fotones y de los neutrones. Así se explica por qué, en general, no se suele tener en cuenta la posible presencia de partículas secundarias indirectamente ionizantes. En la Tabla 1 se pueden ver algunos valores de  $1/\mu$  y de  $r$  para fotones en materiales como el aire y el agua. Para neutrones las diferencias entre  $1/\mu$  y  $r$  es todavía mayor.

$h\nu$ o $T$ (MeV)	AIRE SECO		AGUA		
	$\rho = 1,20510^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$		$\rho = 1 \text{ g.cm}^{-3}$		
	Recorrido libre medio $1/\mu$ (m)	Alcance csda $r$ (m)	Recorrido libre medio $1/\mu$ (cm)	Alcance csda $r$ (cm)	Atenuación aproximada en $r$ (%)
0,010	1,6	0,0024	0,19	0,00025	0,1
0,020	11	0,0081	1,3	0,00086	0,0
0,050	40	0,041	4,4	0,0043	0,0
0,100	56	0,13	5,9	0,014	0,0
0,200	67	0,42	7,3	0,045	0,1
0,500	95	1,7	10	0,18	0,6
1	130	4,1	14	0,44	1,4
2	190	9,0	20	0,98	2,6
5	300	23	33	2,6	5,0
10	400	44	45	5,0	8,1
20	490	78	55	9,3	14

**Tabla 1.** Recorrido libre medio de fotones (de energía  $h\nu$ ) y alcance obtenido con la aproximación de frenado continuo (csda) para electrones (de energía  $T$ ) en aire y en agua. Se añade un valor aproximado de la atenuación de los fotones (en %) en una capa de agua cuyo espesor iguale el alcance csda de los electrones.

## 2. Equilibrio de partículas cargadas

Existe equilibrio de partículas cargadas (CPE) si las energías, el número y las direcciones de las partículas cargadas son constantes a través de todo el volumen de interés. En particular, se sigue que las sumas de las energías (excluidas las energías en reposo) de las partículas cargadas que entran y que abandonan dicho volumen son iguales. El CPE definido de esta manera (*equilibrio absoluto de partículas cargadas*) se refiere a una situación ideal. Un equilibrio absoluto

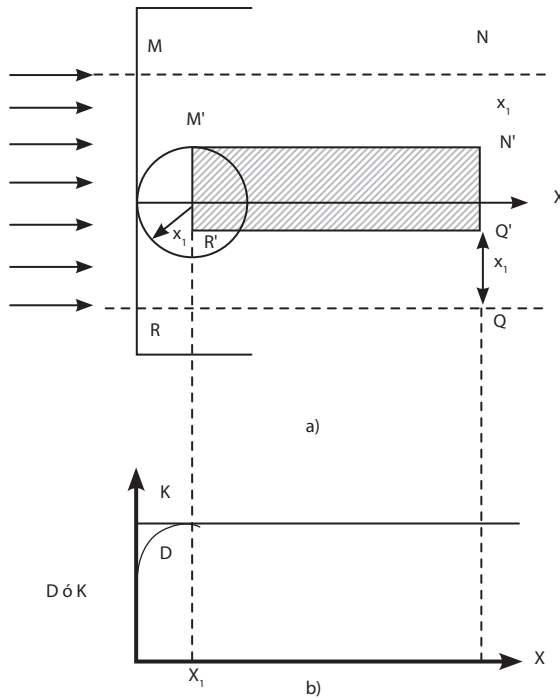
de esta clase solamente podría alcanzarse en un medio infinito y homogéneo que contuviera una fuente radiactiva distribuida uniformemente. No obstante, si el recorrido libre medio ( $1/\mu$ ) de las partículas no cargadas es mucho mayor que el alcance máximo  $r$  de las partículas cargadas que liberan ( $\mu \cdot r \ll 1$ ), se obtiene un CPE aproximado para los puntos situados a profundidades mayores que el alcance máximo de las partículas cargadas.

Esta situación se puede ilustrar, por ejemplo, suponiendo que un haz paralelo aunque extenso, que procede del vacío, incide perpendicularmente sobre un bloque infinito de material homogéneo (véase la Figura 1a). Debe suponerse también que existe un campo de radiación que puede considerarse uniforme (es decir, que la atenuación es despreciable) para todo el volumen representado por el área MNQR. La fluencia de partículas cargadas será constante para todo el volumen considerado y en consecuencia el kerma también será constante. El área rayada (volumen) M'N'Q'R' representada en la figura incluye todos los puntos interiores a MNQR cuya distancia a los bordes externos de ese volumen excede al alcance máximo,  $x_1$ , de los electrones secundarios más energéticos. Así pues, todas las esferas de radio  $x_1$ , centradas en puntos internos a M'N'Q'R' están contenidas en el volumen para el que el kerma es constante. El kerma es la única fuente de la energía que pudiera absorber el material del bloque y, dentro de M'N'Q'R' su único sumidero es la dosis absorbida. Puesto que el material se ha supuesto homogéneo, la dosis absorbida ha de ser constante también y, aplicando el principio de la conservación de la energía se obtiene

$$\begin{aligned} \text{CPE} \\ D = K \end{aligned}$$

para todo punto contenido en M'N'Q'R'. Visto con más detalle podría decirse que por cada electrón que abandona un elemento de masa  $dm$  llevándose una cierta energía residual hay otro electrón que entra en dicho elemento con la misma energía. Para el volumen en que  $x < x_1$  existe un sumidero adicional de energía debido al escape por los bordes y en él, por consiguiente,  $D < K$  (véase la Figura 1b).





**Figura 1.** Equilibrio aproximado de partículas cargadas (según Allisy, 1963).

En la demostración que precede, todavía no se han tenido en cuenta las posibles pérdidas radiativas que sufren los electrones. Sin embargo, si se suponen condiciones idénticas a las anteriores, se puede considerar que cualquier interacción radiativa que sufra un electrón después de abandonar el área  $M'N'Q'R'$  será compensada por una interacción idéntica que ocurra dentro de la misma. Si se hace la hipótesis adicional de que los fotones producidos en las pérdidas radiativas escapan de  $M'N'Q'R'$  sin ser reabsorbidos, entonces

$$\text{CPE}$$

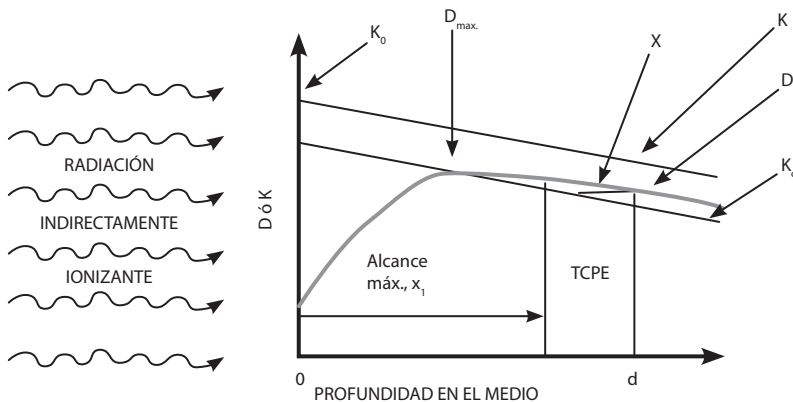
$$D = K_c$$

La situación en que se establece un CPE aproximado es válida para algunas condiciones geométricas y para algunas energías de las partículas indirectamente ionizantes bien definidas. Según va aumentando la energía la penetración de las partículas secundarias cargadas aumenta más rápidamente que el poder de penetración de la radiación primaria. Por ejemplo, para fotones monoenergéticos de 10 MeV, en agua,  $1/\mu \approx 45$  cm y  $r \approx 5$  cm. La atenuación sobre una distancia igual al alcance máximo  $r$  de los electrones secundarios no es despreciable ( $\approx 8\%$ , véase la Tabla 1). A esa energía, el efecto de los neutrones

es mucho más pequeño ( $\approx 1\%$ ), suponiendo que las partículas secundarias son los protones de retroceso producidos por el hidrógeno.

Como consecuencia inmediata de todo esto y puesto que, además, la fluencia de radiación puede resultar no uniforme debido a la divergencia de los haces que pueden utilizarse en la práctica, es de esperar que el CPE falle en la mayor parte de los casos. No obstante puede recurrirse a lo que se llama *equilibrio transitorio de partículas cargadas* (TCPE). Se dice que existe TCPE en todo punto en que  $D$  sea proporcional a  $K_c$ , con una constante de proporcionalidad mayor que uno.

En la Figura 2 se ilustra esta situación para el caso general en que  $K_r \neq 0$ . Se representa un haz extenso de radiación indirectamente ionizante (no acompañado de partículas cargadas) que incide perpendicularmente sobre un bloque material cuya superficie se supone coincidente con el eje de ordenadas de la figura. El kerma en la superficie vale  $K_0$  y se atenúa exponencialmente con la profundidad como se indica mediante la curva  $K$ . El máximo de la dosis absorbida en un haz de radiación indirectamente ionizante "limpio" aparece aproximadamente a la misma profundidad que el punto en que la curva  $D$  corta a la curva  $K_c$ . Sin embargo, cuando el haz llega "contaminado" por partículas cargadas emitidas por la fuente de radiación, el aire o los artificios que se usen para definir la geometría del haz, este máximo se desplaza hacia la superficie y ya no se puede suponer que el máximo ocurre donde  $D = K_c$ .



**Figura 2.** Equilibrio transitorio de partículas cargadas (Según Attix, 1986).

En puntos situados a profundidades mayores que el alcance máximo, la curva D toma una pendiente que la hace paralela a las curvas K y  $K_c$  y se dice que existe TCPE. Según un estudio hecho por ROESCH (1958) puede demostrarse que, con aproximación suficiente, para una profundidad dada,  $d$ , en el seno del material y situada en la región de TCPE,

$$D = K_c (1 + \mu \bar{x})$$

donde  $\mu$  es la pendiente común de las curvas D, K y  $K_c$  a la profundidad  $d$  y  $\bar{x}$  es la distancia media a la que las partículas cargadas transportan su energía cinética en la dirección de la radiación primaria según la disipan en forma de dosis absorbida. También podría decirse que la dosis absorbida en un punto es igual al valor del kerma de colisión en otro punto situado a la distancia  $\bar{x}$  "corriente arriba" del haz incidente. Como pasaba con el CPE aproximado, se supone que los fotones producidos por pérdidas radiativas escapan del medio.

Cuando se trata de fotones y para materiales de interés dosimétrico, puede decirse que existe CPE aproximado para energías de hasta unos 500 keV, mientras que para los neutrones la energía puede llegar hasta unos 10 MeV. Por encima de esas energías si hay que relacionar D y  $K_c$  con exactitud suficiente hay que exigir TCPE. En la Tabla 2 se muestran algunos valores de  $\mu \bar{x}$  en el agua para fotones de hasta 1,5 MeV.

hv (MeV)	$\mu \bar{x}$
< 0,200	< 0,0005
0,300	0,001
0,500	0,002
0,600	0,003
1	0,006
1,5	0,010

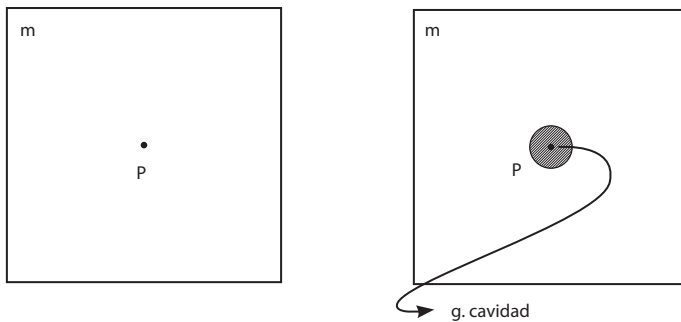
**Tabla 2.** Desviación estimada de  $D / K_c$  del valor uno en función de la energía de los fotones, en agua.

La incertidumbre del valor de  $\mu \bar{x}$ , para fotones de energía de unos 2-3 MeV y más, impide obtener la relación entre D y  $K_c$  con exactitud suficiente en una cavidad destinada a medir la exposición. Si se añade a eso el importante incremento de fotones dispersos, el resultado es que se establece un límite práctico (2-3 MeV) para la determinación de la exposición en los laboratorios nacionales. Por eso se está abandonando la magnitud exposición sin demasado pesar y la atención se centra en la manera de determinar directamente la

dosis absorbida en materiales de interés dosimétrico o metrológico. En ello y para fotones de más de 600 keV juega un papel fundamental el principio de Bragg-Gray, como lo hace también en la dosimetría de neutrones.

### 3. Principio de Bragg-Gray. Teoría de la cavidad

La dosimetría tiene como fin principal la medida de la dosis absorbida en un punto situado en el seno de un medio irradiado. Si el medio en cuestión no es apropiado para servir como dosímetro hay que introducir en él un instrumento sensible a la radiación (Figura 3). Aunque este material extraño se puede introducir en cualquier estado de agregación, sólido líquido o gaseoso, a lo largo de la historia casi no se ha usado más que el detector de gas y normalmente se habla de una cavidad llena de gas y su "teoría de la cavidad" asociada. Tal teoría fue propuesta por Bragg en 1912 y establecida definitivamente por Gray en 1928 y 1936.



**Figura 3.** Instrumento sensible a la radiación en el seno de un material *m*.

La teoría de la cavidad relaciona la dosis absorbida en el medio sensible de la cavidad (gas normalmente) con la dosis absorbida en el medio que rodea la cavidad. En ella juega un papel crítico el tamaño de la cavidad, debiendo ser suficientemente pequeña para que la resolución espacial sea la requerida y como se verá más adelante, para que la perturbación de la fluencia de partículas cargadas sea mínima. Naturalmente ambas condiciones deben ser compatibles con una sensibilidad suficiente. Si el medio sensible de la cavidad fuese tan grande que la dosis absorbida variase dentro de él, su respuesta sería una medida de la dosis absorbida media.

Si consideramos haces de fotones, la cavidad se considera pequeña, intermedia o grande al comparar su tamaño con los alcances de las partículas cargadas (en este caso electrones) producidos por los fotones en el medio.

La cavidad se considera pequeña, si el alcance de los electrones es mucho mayor que las dimensiones de la cavidad. La dosis absorbida en el gas de la cavidad proviene casi exclusivamente de los electrones liberados en el medio que rodea la cavidad. Se habla de un "detector de electrones". En este caso son aplicables el principio o teoría de Bragg-Gray y la teoría de Spencer-Attix. Cuando algunas de las condiciones de Bragg-Gray al incrementar el tamaño dejan de cumplirse (cavidad intermedia), se van haciendo más significativas en el gas de la cavidad las interacciones debidas a los fotones. Es cuando el radio de la cavidad sobrepasa el alcance máximo de los electrones. BURLIN (1966,1968) elaboró una teoría que considera esta situación. Por último y cuando la cavidad es muy grande en comparación con ese alcance máximo, la dosis absorbida media en el gas de la cavidad viene determinada casi exclusivamente por lo fotones que interaccionan en él. Se puede decir que la cavidad ha evolucionado gradualmente desde comportarse como un "detector de electrones" hasta hacerlo como "un detector de fotones".

### 3.1. Principio y teoría de la cavidad de Bragg-Gray

El principio y su teoría se desarrolló inicialmente para la dosimetría de fotones y neutrones y posteriormente y con las correcciones oportunas, se aplicó el principio a la dosimetría de electrones, condicionando el tipo de cámara de ionización a usar.

Gray demostró la relación fundamental de la dosimetría que liga la dosis absorbida,  $D_m$ , en un medio irradiado,  $m$ , en la cercanía inmediata de una pequeña cavidad llena de gas con la dosis absorbida en el gas,  $D_g$ . En terminología actual, para una cavidad suficientemente pequeña (véase más adelante) se tiene:

$$D_m = D_g s_{m,g} = J_g (W_g / e) s_{m,g}$$

donde:

- $J_g$  es el cociente de la carga de ionización por la masa del gas;
- $W_g / e$  es la energía disipada por término medio por las partículas cargadas para crear un par de iones en el gas, por unidad de carga eléctrica elemental;
- $s_{m,g}$  es la razón de poderes de frenado másicos, con la que se tiene en cuenta la diferencia entre la energía disipada por unidad de masa en el medio (material  $m$ ) y en el gas.

La relación citada es válida con tal que:

1. En ausencia de la cavidad existiera equilibrio de partículas cargadas.
2. La fluencia de partículas cargadas o su distribución en energía y en dirección en el medio no se modifiquen por la presencia del gas en la cavidad.
3. Las interacciones entre la radiación indirectamente ionizante y los átomos del gas puedan despreciarse. Es decir, que la energía absorbida en el gas provenga exclusivamente de las partículas cargadas liberadas en el medio que rodea la cavidad.
4. La razón de poderes de frenado no varíe con la energía.
5. Las partículas secundarias cargadas pierdan su energía por un proceso de frenado continuo, esto es mediante muchos sucesos en cada uno de los cuales se pierde una pequeñísima cantidad de energía (no hay energía transportada a largas distancias).

Esta última condición no aparece explícitamente en la obra de Gray pero puede deducirse de sus razonamientos.

Algunas de estas condiciones merecen un razonamiento. La condición 1) implica una fluencia uniforme de partículas indirectamente ionizantes con una atenuación que puede ignorarse, no solamente en la región en que se haya vaciado la cavidad, sino también en todo el medio, al menos en una extensión igual al alcance máximo de la partícula cargada más energética. De hecho esto significa la existencia de *condiciones de CPE o de TCPE*.

Que se cumpla 2) es lo mismo que pedir que no haya deposición de energía en la cavidad, es decir que no pueda producirse señal. Hay que aceptar una aproximación que, de nuevo, hace jugar un papel principal al alcance de las partículas cargadas. *Cuanto menor sea el tamaño de la cavidad comparada con el alcance de las partículas cargadas, tanto mejor será la aproximación mencionada.* De todos modos hay un hecho ya mencionado por Gray que también ayuda a que se cumpla esta condición y que se expresa mediante el llamado teorema de Fano (FANO, 1954). Este teorema constituye otro de los pilares básicos de la dosimetría y puede enunciarse como sigue: "En un medio de composición dada, sometido a un flujo uniforme de radiación primaria (fotones o neutrones), el flujo de la radiación secundaria es también uniforme e independiente de la densidad del medio<sup>1</sup> así como de las variaciones locales de la densidad". En particular, la introducción de una cavidad de baja densidad en un material no debe alterar la fluencia local de partículas cargadas con tal de que el

---

<sup>1</sup> Por desgracia, el efecto llamado de densidad o de polarización produce desvíos de esa independencia, si bien se sabe cómo corregir por este efecto, al menos en parte.

material que llena la cavidad tenga la misma composición básica<sup>2</sup> y en esas circunstancias no hay límite alguno para el tamaño de la cavidad. Esto es de suma importancia. Significa que, con tal de que se trate de una *cavidad homogénea*, es decir que su composición elemental sea la misma que la del medio que la rodea ya no hay que preocuparse de si las partículas cargadas pierden solamente una pequeña parte de su energía al atravesarla. Esto resulta particularmente útil cuando se trata de neutrones. Los alcances de las partículas de retroceso son por lo general tan pequeños que los requisitos de la teoría de Bragg-Gray no pueden cumplirse más que utilizando *cámaras homogéneas*, o sea recurriendo al teorema de Fano.

Es bien sabido que en dosimetría física y en niveles de terapia, el material de interés es el agua (w) y de los métodos de medida el ionométrico, empleando como medio el aire, es el más utilizado. Por ello y considerando una cavidad suficientemente pequeña pero que la fluencia varíe dentro de ella, podremos expresar la teoría de Bragg-Gray mediante:

$$D_w = \bar{D}_{\text{air}} s_{w,\text{air}}$$

donde  $\bar{D}_{\text{air}}$  es la dosis absorbida media en el aire de la cavidad y  $s_{w,\text{air}}$  como ya se ha señalado anteriormente la razón de poderes de frenado másicos para el agua y el aire. Para un detector ideal de Bragg-Gray que no perturbe la fluencia de electrones y que éstos pierdan su energía de manera continua y local, la razón de poderes másicos de frenado denominada de Bragg-Gray viene dada por:

$$s_{w,\text{air}}^{BG} = \frac{\int_0^{E_{\text{max}}} (\Phi_{E,w})_p \left( \frac{S}{\rho} \right)_{el,w} dE}{\int_0^{E_{\text{max}}} (\Phi_{E,w})_p \left( \frac{S}{\rho} \right)_{el,\text{air}} dE}$$

donde:

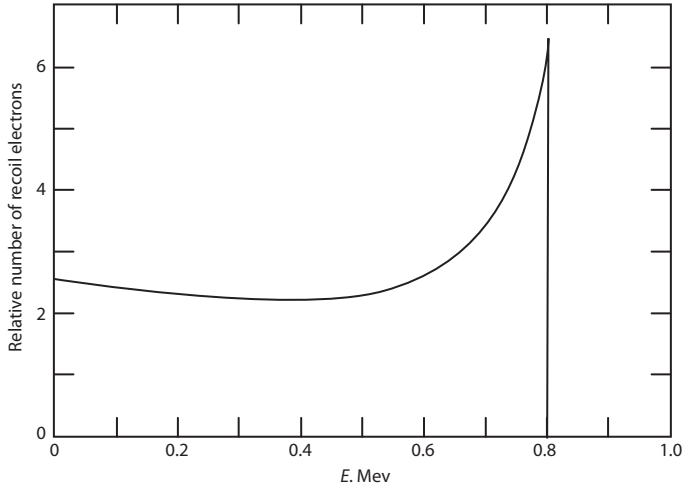
$(\Phi_{E,w})_p$  es la distribución en energía de la fluencia de los electrones primarios en el agua, y

$\left( \frac{S}{\rho} \right)_{el}$  es el poder de frenado másico electrónico o de colisión sin restringir de un electrón con energía cinética  $E$  en agua o en aire.

En la Figura 4 se muestra la distribución en energía de los electrones de retroceso Compton creados por un fotón de 1 MeV. Esta distribución es típica

<sup>2</sup> De forma que el material de la cavidad tenga las mismas características de absorción y de dispersión que el material que la rodea.

de esos electrones en todas las energías de fotones. A su vez estos electrones generan electrones secundarios o rayos  $\delta$ .



**Figura 4.** Distribución en energía de los electrones Compton para un fotón de energía 1 MeV (Whyte, 1959).

La teoría de Bragg-Gray ignora los electrones secundarios. Supone que depositan su energía en el lugar de producción. Obsérvese que tanto el numerador como el denominador de la razón de poderes de frenado másicos de Bragg-Gray, no son otra cosa que el cema sin restringir definido en el tema 2.

### 3.2. Teoría de la cavidad de Spencer-Attix

La teoría de Bragg-Gray ignora los electrones secundarios o rayos  $\delta$  generados por los primarios en su proceso de frenado tanto en el volumen sensible de la cavidad o material detector como en el medio que lo rodea. La teoría de Spencer-Attix considera de una manera aproximada los alcances finitos de los rayos  $\delta$  con miras a la deposición de energía en el material detector (aire) debido a los rayos  $\delta$  generados fuera de la cavidad. La posible producción de rayos  $\delta$  en la cavidad y transportando su energía fuera de ella, requería una modificación del poder de frenado másico en el aire de la cavidad.

En el año 1961 se decía (NCRP 27, 1961): “La teoría de Spencer-Attix es la única y la más alta aproximación que se ha desarrollado hasta el punto en que la comparación con medidas experimentales haya sido posible. La teoría no es rigurosa. Aún con el riesgo de simplificar en exceso la realidad física, el rigor se redujo justo al punto en que los cálculos vinieron a ser factibles”.



Se introduce en la teoría de Spencer-Attix un umbral de energía,  $\Delta$ , relacionado con las dimensiones de la cavidad. Nahum en 1976 y 1978 refundió la formulación de Spencer-Attix en una más práctica:

$$S_{w,air}^{SA} = \frac{\int_{\Delta}^{E_{max}} \Phi_{E,w} \left( \frac{L}{\rho} \right)_{\Delta,w} dE + \Phi_E(\Delta)_w \left( \frac{S(\Delta)}{\rho} \right)_w \Delta}{\int_{\Delta}^{E_{max}} \Phi_{E,w} \left( \frac{L}{\rho} \right)_{\Delta,air} dE + \Phi_E(\Delta)_w \left( \frac{S(\Delta)}{\rho} \right)_{air} \Delta}$$

donde:

- $\Delta$  es igual a la energía de un electrón cuyo alcance es igual a la longitud de la cuerda media a través de la cavidad;
- $\Phi_{E,w}$  es la distribución en energía de la fluencia total de los electrones en el agua;
- $\left( \frac{L}{\rho} \right)_{\Delta}$  es el poder de frenado másico electrónico o de colisión, en agua o en aire, restringido a pérdidas de energía inferiores a  $\Delta$ .

Los electrones con energía mayor de  $\Delta$  se consideran que se originan fuera de la cavidad y depositan sus energías dentro de la cavidad.

- $\Phi_E(\Delta)_w$  es el espectro de electrones en el agua evaluado en la energía  $\Delta$ .
- $\left( \frac{S(\Delta)}{\rho} \right)$  es el poder de frenado másico sin restringir, en agua o en aire, evaluado en la energía  $\Delta$ .
- $\Phi_E(\Delta)_w \left( \frac{S(\Delta)}{\rho} \right)$  indica aproximadamente el número de electrones con energía menor que  $\Delta$ .
- $\Phi_E(\Delta)_w \left( \frac{S(\Delta)}{\rho} \right) \Delta$  es la energía total disipada por los denominados "track-ends", A. Nahum (1976 y 1978).

Obsérvese que los primeros términos del numerador y denominador de la razón de poderes de frenado másicos de Spencer-Attix, no son otra cosa que el cema restringido definido en el tema 2.

La expresión de  $S_{w,air}^{SA}$  con  $\Delta = 10$  keV (válido suficientemente para todas las cámaras de ionización usadas en dosimetría) se ha utilizado en prácticamente todas las determinaciones de razones de poderes de frenado, disponibles actualmente, para la dosimetría de haces de fotones y de electrones. El cálculo de los espectros de electrones en diferentes medios descansan casi en su totalidad en el uso del método de Monte Carlo (ANDREO, 1988).

### 3.3. Dosis absorbida media en el aire de la cavidad. Aplicación del principio en patrones primarios

Para una cámara de cavidad real:

$$D_w = \bar{D}_{air} S_{w,air}$$

$$\bar{D}_{air} = \frac{\bar{Q}}{m} \frac{W}{e} \Pi k_i = \frac{\bar{Q}}{v\rho} \frac{W}{e} \Pi k_i$$

siendo:

- $\bar{Q}$  la carga liberada en el aire de la cavidad (C) corregida a las condiciones climáticas en que se haya fijado  $\rho$ ;
- $v$  el volumen ( $m^3$ ) de aire de la cavidad de la cámara;
- $\rho$  la densidad del aire ( $kg/m^3$ ) para una presión y temperatura determinadas;
- $\frac{W}{e}$  la energía media necesaria para producir un par de iones en aire seco por unidad de carga eléctrica (J/C);
- $k_i$  los factores de corrección que tienen en cuenta las limitaciones inherentes de una cámara de ionización y aquellas que son necesarias para cumplir con una cavidad Bragg-Gray.

Mediante la aplicación del principio de Bragg-Gray a cámaras de cavidad dotadas de paredes equivalentes al aire los Laboratorios Nacionales de algunos países han podido establecer los patrones para la exposición y el kerma para la energía del  $^{60}Co$  y del  $^{137}Cs$ . Para eso se utiliza el aire a presión atmosférica como gas de llenado de la cámara y las paredes de esta se hacen de grafito. Adicionalmente la introducción de una cámara de cavidad de paredes de grafito en un maniquí de agua, con el concurso de una camisa de PMMA para hacerla impermeable, ha permitido a la Oficina Internacional de Pesas y Medidas (BIPM), establecer el patrón de dosis absorbida en agua en la energía de  $^{60}Co$  aplicando la teoría de Bragg-Gray y de la cavidad asociada (BOUTILLON Y PERROCHE, 1993).

Por último, la cámara de extrapolación es otro ejemplo de la aplicación de la teoría de Bragg-Gray y de la cavidad asociada para constituirse en un patrón de medida en la obtención de la tasa de dosis absorbida, en agua o en tejido ICRU, para la radiación beta.

### 3.4. Aplicación de las teorías de Bragg-Gray y Spencer-Attix en la dosimetría de fotones y electrones en niveles de terapia

Aunque inicialmente la teoría de la cavidad se desarrolló para la dosimetría de los fotones y hasta cierto punto para los neutrones, en principio es igualmente aplicable para la dosimetría de los electrones tras haber introducido las oportunas correcciones, sin olvidar que en ese caso la falta de equilibrio electrónico perturba la fluencia de electrones. A continuación se da un resumen de las causas de las correcciones más importantes que hay que introducir cuando el campo de radiación está formado por fotones y electrones.

- Algunos de los electrones liberados en la cavidad tienen energía suficiente para abandonarla. Eso reduce la cantidad de energía realmente disipada en la cavidad. Para corregir este efecto hay que modificar el valor del poder de frenado del aire y en general la razón  $S_{w,air}^{SA}$ . Se aplica la teoría de Spencer-Attix descrita en el apartado 3.2.
- La perturbación de la fluencia de electrones que introduce la cavidad depende de la naturaleza del haz de radiación, según se trate de fotones o de electrones. Para minimizar este problema, por lo general, los dosímetros para electrones se diseñan de modo que su espesor en la dirección del haz sea pequeño (cámaras plano-paralelas).
- En radioterapia, en general, se usan haces colimados, de modo que la irradiación no es isotrópica y por ello existe un gradiente de fluencia en la dirección del haz lo que hace que la dosis absorbida en el aire dentro de la cavidad no represente el valor de la dosis absorbida en el centro de ésta.
- La naturaleza de las paredes de la cavidad (cámara de cavidad) puede diferir de la del medio circundante y eso origina una interfase entre el aire de la cavidad y el medio en el que se desea medir la dosis absorbida.
- La naturaleza del electrodo colector de la cámara difiere de la del medio.

En los últimos años se han evaluado los valores numéricos de estas correcciones, por medio de medidas experimentales y por cálculos efectuados por el método de Monte Carlo, para varias cámaras comerciales del tipo de las que se usan normalmente en niveles de radioterapia<sup>3</sup>. Si a esto se añade que ha mejorado el grado de conocimiento de la distribución de la energía en el agua, resulta posible determinar la dosis absorbida en agua para haces de fotones y de electrones con energías comprendidas entre 1 y 50 MeV. Para ello se empezaron los cálculos con cámaras que se puedan considerar como verdaderas

---

<sup>3</sup> Cámaras con paredes equivalentes al aire o el agua, llenas de aire a presión atmosférica y cuyo volumen no excede por lo general de 0,6 cm<sup>3</sup>.

cavidades de Bragg-Gray, calibradas en unidades de kerma en aire en el seno del aire y para la energía de  $^{60}\text{Co}$ . Los antiguos protocolos de dosimetría publicados por las Asociaciones de Físicos de Hospital de diversos países y por algunas Organizaciones Internacionales contienen buenas explicaciones de la forma de aplicar este tipo de procedimientos. (NACP, 1980, 1981; AAPM, 1983; SEFM, 1984, 1987; CFMRI, 1985; OIEA, 1987). Hoy en día, las cavidades de Bragg-Gray se calibran en unidades de dosis absorbida en agua en la energía de  $^{60}\text{Co}$  y mediante la aplicación de la teoría de la cavidad se puede determinar la dosis absorbida en agua en haces de fotones y electrones de alta energía (AAPM, 1999; OIEA, 2000; OIEA, 2005).

El lector curioso puede consultar con fruto los textos publicados por GREENING (1981), SVENSSON y BRAHME (1986), ATTIX (1986) y ANDREO y NAHUM (2001).

#### 4. Dosímetros. Calibración de dosímetros

En general, un dosímetro consta de un *volumen sensible* (detector) rodeado de una pared (llamada también funda, portafiltro, contenedor, cápsula, etc.). El espesor de dicha pared es variable pero su finalidad es siempre múltiple. Entre las finalidades más corrientes se pueden enumerar las siguientes:

- Servir de fuente de partículas cargadas secundarias que contribuyan a la dosis absorbida en el volumen sensible y proporcionar CPE o TCPE según convenga.
- Blindar el volumen sensible contra las partículas cargadas que tengan su origen en otro lugar que no sea la pared misma.
- Retener el material que llena el volumen sensible cuando se trata de un fluido: gas, líquido o material pulverulento.
- Proteger el volumen sensible de cualquier influencia hostil, incluidos los golpes, la suciedad, la humedad, la luz, etc.
- Sostener los filtros para la radiación destinados a modificar la respuesta en energía del dosímetro.

Los dosímetros se pueden definir como aparatos que proporcionan una lectura,  $M$ , en respuesta a la dosis absorbida,  $D_g$ , en su volumen sensible. Sin embargo el interés no reside normalmente en obtener la dosis absorbida,  $D_g$ , en el propio volumen sensible sino más bien en utilizarlo en un medio para determinar la dosis absorbida (u otra magnitud relacionada con ella) en un medio diferente en el que no es posible realizar la medición. El problema central de la dosimetría es pues la interpretación de una lectura de un dosímetro para

obtener la magnitud deseada y eso suele ser bastante más difícil que la propia medida. En algunos casos se puede calibrar el dosímetro de modo que se obtenga directamente la magnitud deseada (p. ej. la dosis absorbida en agua, la exposición, la dosis absorbida en tejido, etc.). Pero por lo general, esa calibración depende de la energía excepto si el dosímetro es muy parecido al material de referencia (agua, aire, tejido, etc.).

Por consistencia, las medidas hechas con dosímetros e instrumentos deben estar referidas a los patrones nacionales (primarios o secundarios) del país. Eso puede suponer un procedimiento de calibración escalonado cuya consecuencia es que se puede decir que las medidas son *trazables* a los patrones primarios. Puede que no se disponga de patrones nacionales para todas las magnitudes que se emplean en dosimetría de las radiaciones. Por lo general se dispone de patrones para las magnitudes que se refieren al aire, como el kerma en el aire para los fotones o la fluencia para los neutrones. Sin embargo, las demás magnitudes radiológicas pueden relacionarse con estas (véase apartado 5).

En general, puede simplificarse el término *calibración* cuando se refiere a un dosímetro y definirlo como el proceso por el que se obtiene un coeficiente  $N$  (coeficiente de calibración) que multiplicado por la lectura del dosímetro,  $M$ , proporciona el valor convencionalmente verdadero del mensurando *en un punto*<sup>4</sup> (punto de referencia del dosímetro). Como cualquier otro proceso de medida, la calibración supone una determinada incertidumbre. Si el dosímetro está asociado intrínsecamente con un equipo de medida, la incertidumbre se asocia a  $N$ . Si, por el contrario, el dosímetro se puede considerar como un instrumento aislado, la incertidumbre se debe atribuir al valor de la magnitud dosimétrica o radiométrica que determina el dosímetro (p. ej. la dosis absorbida medida mediante un TLD). Ha de quedar muy claro que el proceso de calibración debe efectuarse de manera que cuando el usuario del dosímetro determine con él el valor de la magnitud de interés en un punto que coincida con el punto de referencia del dosímetro, lo que está midiendo es el valor de dicha magnitud en *ausencia del dosímetro*. Por ejemplo, cuando se usa un dosímetro calibrado en unidades de dosis absorbida en agua y que se ha situado en el seno de un maniquí de agua (suponiendo que se estén respetando las condiciones de calibración) el valor que se obtiene con el dosímetro es el valor que corresponde a la dosis absorbida en el punto del agua donde ha estado colocado temporalmente el punto de referencia del dosímetro. Si el dosímetro hubiera estado calibrado en unidades de kerma en el aire libre (kerma en aire en el seno del aire) la misma medición anterior hubiera representado el kerma en el aire en el seno del agua en ausencia del dosímetro. Para obtener la dosis

---

<sup>4</sup> La mayoría de las magnitudes dosimétricas y radiométricas son de carácter no estocástico, así que son funciones de punto. Esto obliga a definir un punto de referencia para cada dosímetro (Por lo general ese punto se elige en el centro del detector o de su volumen sensible).

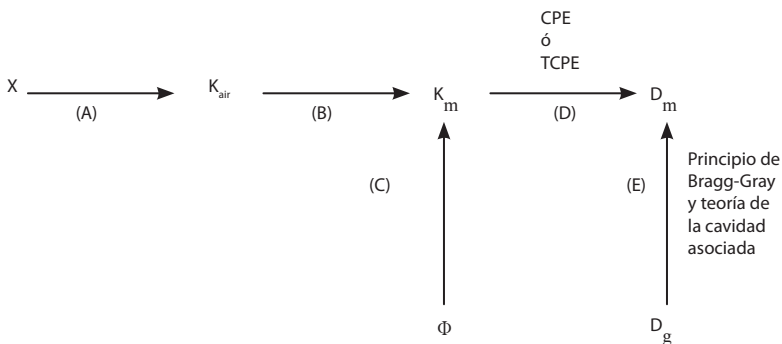
absorbida en el agua en ese mismo punto, entre otras correcciones, habría que tener en cuenta el agua que ha sido desplazada por el dosímetro (en el pasado se han calibrado muchas veces unidades de gammaterapia y aceleradores por este procedimiento).

A veces, es preferible utilizar la *respuesta de un dosímetro*,  $R$ , en especial cuando se habla de la respuesta en energía para cualquier magnitud.  $R$  se define como el cociente de la lectura obtenida con un dosímetro por el valor convencionalmente verdadero de la magnitud. Se puede observar que,

$$R = \frac{1}{N}$$

## 5. Relaciones entre las magnitudes dosimétricas

En el tema 2, apartado 4.3, cuando se definieron las magnitudes dosimétricas se indicaron sus características esenciales y sus relaciones con las magnitudes radiométricas mediante los coeficientes de interacción. En algunas ocasiones se pusieron de manifiesto algunas relaciones mutuas (exposición y kerma). En el apartado 2, de este tema, aparecen las condiciones (CPE y TCPE) que permiten conectar las importantes magnitudes dosis absorbida y kerma en un punto en el seno de un material,  $m$ . Por último, en el apartado precedente puede verse cómo, por medio del principio de Bragg-Gray y su teoría de la cavidad asociada, se puede determinar la dosis absorbida en el seno de un medio,  $m$ , partiendo de la dosis absorbida obtenida dentro de una cavidad, en general llena de gas, situada en la proximidad del punto de interés. En la Figura 5 puede verse el esquema general de estas relaciones.



**Figura 5.** Diagrama de las relaciones entre las magnitudes dosimétricas.

Las expresiones que relacionan las distintas magnitudes en un mismo punto y sus peculiaridades se pueden resumir como sigue:

- **Paso A** (únicamente para fotones)

$$K_{air} = X \left( \frac{W}{e} \right) \left[ \frac{1}{(1 - g_{air})} \right] \quad (5.1)$$

Debe recordarse que cualquier dosímetro (excepto los que proporcionan un pulso por cada suceso o interacción que detectan) *que mida la magnitud exposición*, debe tener un volumen sensible en el que reinen las condiciones de CPE o de TCPE. Si no, el detector responde a los electrones procedentes de sus proximidades y además muestra una mala respuesta en energía para la exposición.

- **Paso B** (para fotones y neutrones)

$$K_m = K_{air} \frac{\left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_m}{\left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{air}} \quad (5.2a)$$

si la fluencia energética,  $\Psi$ , permanece inalterada por la presencia del material  $m$ .

Si no es así, en general,

$$K_m = K_{air} \frac{\left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_m}{\left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{air}} \cdot A_{a,s} \quad (5.2b)$$

donde  $A_{a,s}$  es el factor de corrección que tiene en cuenta la atenuación y la dispersión de la radiación indirectamente ionizante en el material  $m$ .

- **Paso C** (para neutrones)

Si  $\Phi$  permanece inalterada en un punto del material  $m$ ,

$$K_m = \Phi \cdot F_n \quad (5.3)$$

donde  $F_n$  es el coeficiente medio de kerma promediado para todo el espectro de energía presente en  $m$ , en el punto considerado. Generalmente,  $F_n$  no es una función suave de  $Z$  y de  $E$ , a diferencia de lo que ocurre con los coeficientes de interacción de los fotones.

- **Paso D** para (fotones y neutrones)

Si en el punto de interés, en el seno del material, existe CPE con aproximación suficiente, se tiene,

$$D_m = (K_c)_m = K_m (1 - g_m) \quad \text{CPE} \quad (5.4a)$$

$$D_m = K_m = \Phi \cdot F_n \quad \text{CPE} \quad (5.4b)$$

para fotones y neutrones respectivamente.

Si existe TCPE, entonces,

$$D_m = (K_c)_m (1 + \mu \bar{x}) = (K_c)_m \cdot b_m = K_m (1 - g_m) \cdot b_m \quad \text{TCPE} \quad (5.4a')$$

$$D_m = (K_c)_m (1 + \mu \bar{x}) = K_m \cdot b_m = \Phi \cdot F_n \cdot b_m \quad \text{TCPE} \quad (5.4b')$$

- **Paso E** (para fotones y neutrones; también puede usarse para electrones, aunque no exista equilibrio de partículas cargadas)

Usando la teoría de la cavidad de Bragg-Gray o de Spencer-Attix, en general, para una cámara sumergida en un medio  $m$ ,

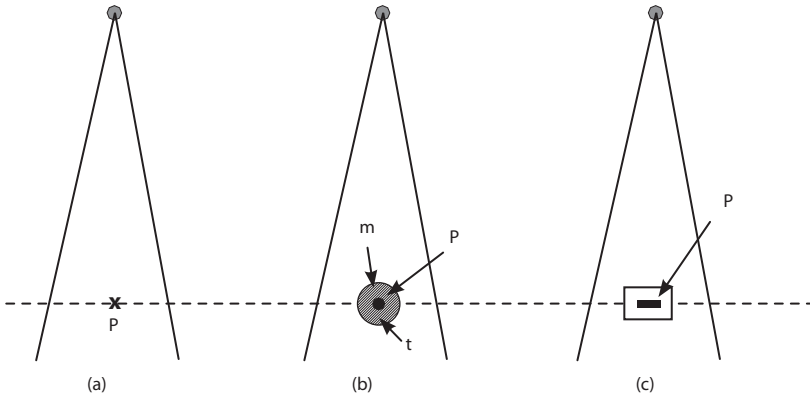
$$D_m(P_{ef}) = \bar{D}_g \cdot s_{m,g} \cdot p_u \quad (5.5)$$

donde  $D_m(P_{ef})$  es la dosis absorbida en un punto efectivo de medida que tiene en cuenta la extensión espacial de la cavidad de gas. Para eso se coloca el punto de interés,  $P_{ef}$ , por delante del centro de la cavidad y  $p_u$  es un factor de corrección que tiene en cuenta la perturbación producida por las diferentes propiedades de producción de partículas cargadas y de dispersión entre las paredes de la cámara y el medio al que estas sustituyen y también las diferentes propiedades de dispersión del gas de la cavidad y el medio que este reemplaza.

Como ejemplo de la aplicación de las relaciones anteriores se puede determinar la dosis absorbida en un punto  $P$  en el interior de un material homogéneo,  $m$ , de interés dosimétrico, en el que puede suponerse que reinan condicio-



nes de TCPE. (Se trata de una masa imaginaria esférica de  $m$ , de radio  $t$ , igual o mayor que el alcance máximo de los electrones secundarios en  $m$  (Figura 6b). La dosis absorbida está generada por un haz de fotones (Figura 6). Se supone también que se conoce la tasa de exposición  $\dot{X}$  en el punto  $P$ , situado en el eje del haz colimado, en ausencia de la esfera (Figura 6a).



**Figura 6.** Determinación indirecta de la dosis absorbida y caracterización de un dosímetro.

Esta tasa de exposición ha sido medida con una cámara de ionización calibrada. El punto  $P$  está situado tan lejos de la fuente que está justificada la hipótesis de que la fluencia es uniforme alrededor de  $P$ .

De las ecuaciones 5.1 y 5.2b la tasa de kerma en el punto  $P$  de la esfera imaginaria se obtiene como,

$$\dot{K}_m = \dot{X} \left( \frac{W}{e} \right) \left[ \frac{1}{(1 - g_{air})} \right] \left[ \frac{\left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_m}{\left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{air}} \right] \cdot A_{a,s}$$

y de la ecuación 5.4a' (condiciones de TCPE)

$$\dot{D}_m = \dot{K}_m (1 - g_m) \cdot b_m$$

de modo que,

$$\dot{D}_m = \dot{X} \left( \frac{W}{e} \right) \left[ \frac{(1 - g_m)}{(1 - g_{air})} \right] \left[ \frac{\left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_m}{\left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{air}} \right] \cdot A_{a,s} \cdot b_m$$

Debe hacerse hincapié en que se ha usado la ecuación (5.4a') y que eso implica que no hay reabsorción de la radiación de frenado alrededor de  $P$ . Simplificando la ecuación anterior se obtiene,

$$\dot{D}_m = \dot{X} \left( \frac{W}{e} \right) \left[ \frac{\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_m}{\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air}} \right] \cdot A_{a,s} \cdot b_m \quad (5.6)$$

Podría ser deseable caracterizar la respuesta de un dosímetro  $TL$  en unidades de la dosis absorbida en el tejido, por ejemplo, a una profundidad  $t \text{ g.cm}^{-2}$ . En ese caso se colocaría el punto de referencia del dosímetro en  $P$  (Figura 6c). Después de irradiar el dosímetro durante un intervalo efectivo,  $t_{ef}$ , la dosis acumulada por el dosímetro sería,

$$D_m = \dot{D}_m \cdot t_{ef}$$

$A_{a,s}$  se puede evaluar aproximadamente mediante la atenuación de la radiación a través del espesor  $t$  en condiciones de haz estrecho. Para rayos  $x$ ,  $b_m = 1,000$  y para las energías de  $^{60}\text{Co}$  o del  $^{137}\text{Cs}$  sobrepasa la unidad por unos pocos tantos por mil en materiales de interés dosimétrico.

Para un material como el tejido blando  $ICRU$ , una energía como la de  $^{137}\text{Cs}$  y un espesor  $t = 0,3 \text{ g.cm}^{-2}$ , se obtendrían los siguientes valores,

$$\frac{\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_m}{\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air}} = 1,101; b_{tejido} \cong 1,003; A_{a,s} \cong 0,975$$

tomando  $W/e = 33,97 \text{ JC}^{-1}$  se obtendría para  $\dot{D}_m$ ,

$\dot{D}_m = 36,5$	$\dot{X}$	$o, \text{ en unidades antiguas}$	$\dot{D}_m = 0,94$	$\dot{X}$
↓	↓	↓	↓	↓
$\text{Gy} \cdot \text{s}^{-1}$	$\text{J} \cdot \text{C}^{-1}$	$\text{C} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$	$\text{rad} \cdot \text{R}^{-1}$
		$\text{R} \cdot \text{s}^{-1}$		

La lectura,  $M$ , del dosímetro corresponderá entonces al valor  $D_m$  y el dosímetro quedará caracterizado en unidades de la dosis absorbida en tejido bajo  $t \text{ g.cm}^{-2}$  del mismo material. Nótese que, al menos en principio, el espesor de la pared del dosímetro podría ser diferente de  $0,3 \text{ g.cm}^{-2}$ , con tal de que excediera

de unos  $0,18 \text{ g.cm}^{-2}$ <sup>5</sup>. Naturalmente, la respuesta en energía expresada en unidades de  $D_m$  sería tanto mejor cuanto más parecidos fuesen al tejido blando el material de la pared y la sustancia termoluminiscente. Así pues también sería conveniente tener un espesor de pared de  $0,3 \text{ g.cm}^{-2}$  junto con un volumen sensible tan estrecho como fuese compatible con una respuesta adecuada y con los límites de posibilidad de construcción.

Si se deseara caracterizar el dosímetro en unidades de dosis absorbida media en el material  $TL$ ,  $\overline{D}_{TL}$ ,

$$\overline{D}_{TL} = \dot{X} \left( \frac{W}{e} \right) \left[ \frac{\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{TL}}{\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air}} \right] \cdot A_{a,s} \cdot b_{TL} \cdot t_{ef} \quad (5.7)$$

donde  $A_{a,s}$  podría examinarse partiendo de la atenuación, en condiciones de haz ancho, en la pared del dosímetro más la mitad del espesor del material  $TL$ . A veces, cuando se presenta gráficamente en la literatura la respuesta en energía de algunos materiales a la radiación de fotones, se utiliza el cociente  $(M/D_{TL})$ , normalizado a una energía dada, por ejemplo,

$$(M/D_{TL})_{hv} / (M/D_{TL})_{Co} = N_{Co} / N_{hv}.$$

## 6. Factor de retrodispersión

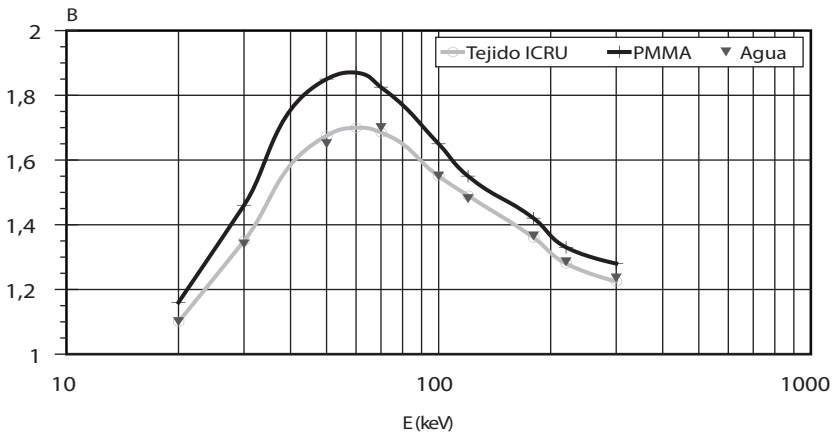
Cuando se usan haces de fotones es muy conveniente en ocasiones conocer la contribución de la radiación retrodispersa en un punto cercano a la superficie de un material. Para ello, lo mejor es utilizar el factor de retrodispersión.

El factor de retrodispersión,  $B$ , para un material dado,  $v$ , se define como el cociente del kerma en aire en la superficie de un maniquí semi-infinito, hecho del material  $v$ , por el kerma en aire en dicho punto, en ausencia del maniquí

$$B_v = \frac{(K_{air})_v}{(K_{air})_{air}}$$

<sup>5</sup> El alcance  $r_{csda}$  de electrones de  $0,48 \text{ MeV}$  en tejido blando es  $r = 0,18 \text{ g.cm}^{-2}$  y tiene su máximo para los electrones producidos en las interacciones de Compton por los fotones de  $0,662 \text{ MeV}$  del  $^{137}\text{Cs}$ .

Esta magnitud,  $B_v$ , varía con la energía de la radiación,  $E$ , y con el tamaño del área irradiada. Para un campo circular de 30 cm, (Figura 7), puede verse la dependencia de  $B_v$  con  $E$  para diferentes materiales. El concepto de factor de retrodispersión es especialmente útil en la dosimetría de rayos  $x$  blandos (0,1 – 4,0 mmAl, CHR). En OIEA (1987) se pueden encontrar los valores correspondientes a este rango para diferentes tamaños de campo y calidades del haz en el agua.



**Figura 7.** Dependencia del factor de retrodispersión,  $B_v$ , con la energía para maniqués de diferentes materiales, para un campo circular de 30 cm de diámetro (SELBACH y cols., 1985).

## Referencias

- [1] AAPM (1983). American Association of Physicists in Medicine. "A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams". *Med. Phys.* 10, 741.
- [2] AAPM (1999). American Association of Physicists in Medicine. "Task Group 51". Protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams". *Med. Phys.* 26, 1847-1870.
- [3] ALLISY A. (1963). "Dosimétrie et Ionisation". *Rendiconti della Scuola Internazionale di Fisica. E. Fermi. XXX Corso. Villa Monastero, Varenna.*
- [4] ANDREO P. (1988). "Stopping-power ratios for dosimetry, Monte Carlo transport of electrons and photons". Edited T.M. Jenkins, W.R. Nelson, A. Rindi (New York: Plenum Press), 485-501.
- [5] ANDREO P., NAHUM A. (2001). "Absolute determination in reference conditions". *The physics of Radiotherapy.*
- [6] ATTIX F.H. (1986). "Cavity Theory". En "Introduction to radiological physics and radiation dosimetry". Capítulo 10.A. Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons.
- [7] BOUTILLON M., PERROCHE A.M. (1993). "Ionometric determination of absorbed dose to water for cobalt-60 gamma rays". *Phys. Med. Biol.* 38, 439-454.
- [8] BURLIN T.E. (1966). "A general theory of cavity ionization". *Brit. J. Radiol.* 39, 727.
- [9] BURLIN T.E. (1968). "Cavity chamber theory". En "Radiation dosimetry". Vol. I (F.H. Attix and C. Roesch, eds.). Capítulo 8. Academic Press, New York.
- [10] CFMRI (1985). Comité Français "Mesure des Rayonnements Ionisants". "Recommandations pour la mesure de la dose absorbée dans les faisceaux d'électrons et de photons d'énergie comprise entre 1 MeV et 50 MeV". Rapport num. 2. Bur. Nat. Métrol. Paris.
- [11] FANO U. (1954). "Note on the Bragg-Gray cavity principle for measuring energy dissipation". *Radiat. Res.* 1, 237.
- [12] GREENING J.R. (1981). "Fundamentals of radiation dosimetry". *Medical Physics Handbooks.* 6. Adam Hilger Ltd., Bristol.
- [13] NACP (1980). "Procedures in external radiation therapy dosimetry with electron and photon beams with maximum energies between 1 and 50 MeV" Recommendations of the Nordic Association of Clinical Physics. *Acta Radiol. Oncol.* 19, 55.

- [14] NACP (1981). "Electron beams with mean energies at the phantom surface below 15 MeV" Recommendations of the Nordic Association of Clinical Physics. *Acta Radiol. Oncol.* 20, 403.
- [15] NAHUM A. (1976). "Calculation of electron flux spectra in water irradiated with megavoltage electron and photon beams with applications to dosimetry". PhD thesis. Univ. of Edinburg (University Microfilms, Ann Arbor, International Order nº 77-70006).
- [16] NAHUM A. (1978). "Water / air mass stopping power ratios for megavoltage photon and electron beams" *Phys. Med. Biol.* 23, 24-38.
- [17] NCRP (1961). National Committee on Radiation Protection and Measurements. "Stopping powers for use with cavity chambers". NCRP Report 27. NBS Handbook 79. Washington D.C.
- [18] OIEA (1987). Organismo Internacional de Energía Atómica. "Absorbed dose determination in photon and electron beams. An international code of practice". Technical Report Series, nº 277.
- [19] OIEA (2000). Organismo Internacional de Energía Atómica. "Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: An international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water". Technical Report Series, nº 398.
- [20] OIEA (2005). Organismo Internacional de Energía Atómica. "Determinación de la dosis absorbida en radioterapia con haces externos. Un código de práctica internacional para la dosimetría basada en patrones de dosis absorbida en agua". Colección de informes técnicos, nº 398.
- [21] ROESCH W.C. (1958). "Dose for non electronic-equilibrium conditions". *Radiat. Res.* 9, 399.
- [22] SEFM (1984). Sociedad Española de Física Médica. "Procedimientos recomendados para la dosimetría de fotones y electrones de energías comprendidas entre 1MeV y 50 MeV en radioterapia de haces externos". SEFM Publ. Num. 1. Comité de Dosimetría en Radioterapia, Madrid.
- [23] SEFM (1987). Sociedad Española de Física Médica. "Suplemento al documento SEFM num. 1, 1984". SEFM Publ. Num. 2. Comité de Dosimetría en Radioterapia, Madrid.
- [24] SELBACH H.J., GROSSWENDT B., HOHLFELD K., KRAMER H.M. (1985). "Experimental and computational determination of the dose equivalent distribution in the ICRU sphere". *Radiat. Prot. Dosim.* 12, 2, 129.

- [25] SVENSSON H., BRAHME A. (1986). "Recent advances in electron and photon dosimetry". En "Radiation dosimetry. Physical and Biological aspects" (C. G. Orton ed.) Capítulo 3. Plenum Press. New York, London.
- [26] WHYTE G.N. (1959). "Principles of radiation dosimetry". Chapter 2 John Wiley Sons, Inc.

**Tema 5:**  
Magnitudes y unidades  
en protección radiológica

**Antonio Brosed**





# Magnitudes y unidades en protección radiológica

A. Brosed  
Laboratorio de Metrología de Radiaciones Ionizantes  
CIEMAT  
antonio.brosed@gmail.com

## 1. Introducción

Las magnitudes en el campo de la radioprotección sirven a un doble fin o propósito. Se usan como indicadores de un daño potencial producido por una exposición a la radiación y por otro lado se emplean como parámetros de referencia en normas y reglamentos en el área de la radioprotección. Los principios básicos en este área, optimización y limitación de las exposiciones individuales, se han ido desarrollando y modificando a lo largo de los años y, en consecuencia, se han ido adaptando también las magnitudes que se usaban.

Conviene aclarar que:

- La magnitud “*dose equivalent*” que data de 1962 y fue establecida conjuntamente por la Comisión Internacional de Unidades y Medidas de la Radiación (ICRU) y por la Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP) fue traducida al castellano en los años 60 como “*dosis equivalente*”.
- Posteriormente en las recomendaciones de 1990 de ICRP (ICRP, 1991) se define una nueva magnitud limitadora denominada “*equivalent dose*” que obviamente es distinta conceptualmente de la magnitud básica “*dose equivalent*”.
- Para poder disponer de ambos conceptos en castellano, en lo que sigue emplearemos la traducción literal del inglés:

“*dose equivalent*” → *equivalente de dosis*

“*equivalent dose*” → *dosis equivalente*

que es lo que se ha empleado en la traducción oficial al español de la publicación nº 103 (ICRP, 2007) “Las recomendaciones 2007 de la

Comisión Internacional de Protección Radiológica". De este modo, se ha eliminado la confusión introducida por las traducciones, muy variadas por cierto, de las denominaciones de la magnitud básica,  $H$ , y de las magnitudes operacionales, empleadas en varios documentos anteriores (SEPR,1995) (EURATON,1996) (OIEA,1997) (UNE,1999) y en el "Reglamento sobre protección sanitaria contra las radiaciones ionizantes" (R.D. 783/2001).

Desde 1962, el año en el que la magnitud "*dose equivalent*" sustituyó a conceptos anteriores y similares en significado (ICRU, 1962; 1973), las dos Comisiones ICRP e ICRU se han ocupado de establecer y definir magnitudes, siempre de acuerdo con sus objetivos y responsabilidades, para tratar de incorporar nuevos conocimientos y técnicas y hacer frente también a necesidades prácticas. La formulación de nuevos conceptos y la modificación o el complemento de los ya existentes han afectado esencialmente a un tipo de magnitudes que, desde hace varios años, se les ha calificado como magnitudes limitadoras y magnitudes operacionales.

Las *magnitudes limitadoras* son magnitudes en cuyas unidades se han recomendado o se recomienda expresar los límites de dosis equivalente. Estas magnitudes tienen una desventaja seria y es que son esencialmente inmedibles en un individuo determinado colocado en un campo de radiación arbitrario. Por ello deben ser estimadas. Como ICRP recomienda valores numéricos para estas magnitudes, se les denomina también magnitudes limitadoras ICRP. Conviene señalar que el autor ha preferido usar el apelativo de limitadoras para estas magnitudes. Sin embargo, el lector puede encontrar en la literatura otros apelativos, dependiendo del contexto, como "*de protección*" o incluso "*primarias*".

Las *magnitudes operacionales* son magnitudes que se usan en la práctica de la radioprotección para irradiación externa, que se miden con instrumentación sencilla y que proporcionan una sobreestimación razonable de las magnitudes limitadoras evitando subestimaciones sustanciales. Se aceptan estas magnitudes operacionales como aproximaciones razonables bajo determinadas condiciones; por ejemplo, para proporcionar datos que se consideran suficientes para propósitos de radioprotección en valores de dosis equivalente, bien por debajo de los límites de dosis equivalente.

Desde los años 60-70 las magnitudes limitadoras han sido objeto de cambios de acuerdo con las filosofías que prevalecían en ese momento en el campo de la protección radiológica. Las magnitudes operacionales también han sufrido cambios, tratando de estimar de la mejor manera posible las magnitudes limitadoras existentes en cada momento. El definir magnitudes operacionales que fueran fácilmente medibles con los instrumentos y procedimientos existentes ha sido siempre uno de los objetivos de ICRU.

En 1985, ICRU publicó el informe 39 (ICRU, 1985) en el que de manera sucinta se recomendaban unas nuevas magnitudes operacionales para la determinación práctica del equivalente de dosis. Posteriormente, en 1988, ICRU publicó el informe 43 (ICRU, 1988) en el que se daban datos que justificaban la selección de las nuevas magnitudes operacionales.

En 1991, ICRP en sus Recomendaciones 1990 (ICRP, 1991), introdujo una nueva formulación para propósitos de limitación. ICRP presentaba dos magnitudes nuevas (dosis equivalente y dosis efectiva) basadas en unos factores ponderales de radiación en lugar de los factores de calidad.

En 1992, ICRU publicó el informe 47 (ICRU, 1992a) donde se señalan orientaciones y consejos sobre criterios de diseño, calibración y uso de instrumentos, en particular para la medida de las magnitudes operacionales. A la vista de las implicaciones de las Recomendaciones 1990 de ICRP, especialmente con la radioprotección de neutrones, ICRU decidió limitar el alcance de este informe a la medida del equivalente de dosis con fotones y electrones. Se dan valores de los coeficientes de conversión para fotones y electrones, entre las magnitudes usadas en metrología primaria y las magnitudes operacionales.

En 1993, ICRU publicó el informe 51 (ICRU, 1993) con la finalidad de presentar de manera sencilla y clara un sistema coherente de magnitudes y unidades para su uso en dosimetría en niveles de radioprotección. Las definiciones formales de las diferentes magnitudes que se presentan en los apartados 3.3 a 3.7 proceden de este informe de ICRU.

## 2. Consideraciones generales

Cuando se habla de las magnitudes que se usan en radioprotección es casi una costumbre el señalar que las magnitudes que se empleen se definan sin ambigüedad y que las aproximaciones que se utilicen se identifiquen de manera clara. Algunos autores e informes de ICRU (ICRU, 1980) (Wagner, 1984; 1985) (Kellerer, 1985) (ICRU, 1988) han señalado esa necesidad en similares o iguales términos. Una vez más, ICRU ha insistido sobre el mismo tema (ICRU, 1993): *“La determinación de magnitudes concernientes con la radioprotección conlleva a menudo incertidumbres significativas. Adicionalmente se usan diferentes y variadas aproximaciones para tratar de relacionar las medidas físicas con los efectos biológicos producidos por la radiación. Aunque en el campo de la radioprotección se admite un margen comparativamente grande de incertidumbre en la determinación de una magnitud, es esencial que las magnitudes que se empleen se definan sin ambigüedad y si se hacen aproximaciones éstas se deben identificar claramente”*.

### 3. Magnitudes usadas en protección radiológica

Las magnitudes en protección radiológica se emplean para la medida, para el cálculo o para propósitos limitadores. En consecuencia una clasificación posible puede ser como sigue: magnitudes radiométricas; magnitudes dosimétricas; magnitudes equivalente de dosis básicas; magnitudes valores medios; magnitudes limitadoras y magnitudes operacionales. Definiremos las magnitudes más frecuentemente usadas.

#### 3.1. Magnitudes radiométricas

Una de las magnitudes radiométricas más útiles para caracterizar campos de radiación en un punto en el espacio o en un punto de un material es la fluencia.

##### 3.1.1. Fluencia

La fluencia,  $\Phi$ , es el cociente de  $dN$  por  $da$ , donde  $dN$  es el número de partículas incidentes sobre una esfera de sección recta  $da$

$$\Phi = \frac{dN}{da}$$

La unidad en el SI de la fluencia es el  $m^{-2}$ .

$\Phi$ ,  $\Phi_{E'}$  y  $\Phi_{\Omega}$  caracterizan un campo de radiación en un punto.

#### 3.2. Magnitudes dosimétricas

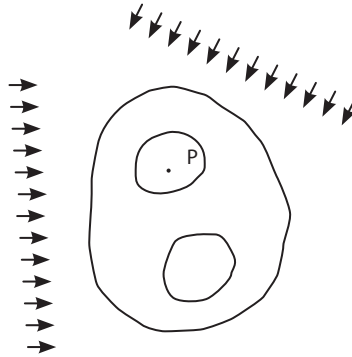
Las magnitudes dosimétricas son capaces de proporcionar una medida física en un punto o en una zona de interés que se correlaciona con los efectos reales o potenciales de las radiaciones ionizantes. La magnitud dosimétrica fundamental es la dosis absorbida,  $D$ , junto con sus distribuciones, como por ejemplo en función del tiempo o en función de la transferencia lineal de energía,  $L$ .

##### 3.2.1. Dosis absorbida

La dosis absorbida,  $D$ , es el cociente de  $d\bar{\varepsilon}$  por  $dm$ , donde  $d\bar{\varepsilon}$  es la energía media impartida por la radiación ionizante a un material de masa  $dm$ .

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm}$$

La unidad en el SI de la dosis absorbida es el  $J \cdot kg^{-1}$  y su nombre especial es *gray* ( $Gy$ ). La *tasa de dosis absorbida*,  $\dot{D}$ , es el cociente de  $dD$  por  $dt$ , donde  $dD$  es el incremento de dosis absorbida en el intervalo de tiempo  $dt$ . El nombre especial de la unidad es *gray por segundo* ( $Gy \ s^{-1}$ ).



**Figura 1.** Objeto irradiado y campo de radiación ambiental.

Para fuentes de radiación externas, la dosis absorbida,  $D$ , en un punto  $P$  de un objeto irradiado depende de:

- El objeto irradiado.
- La situación de  $P$  en el objeto.
- El campo de radiación ambiental.
- La posición del objeto en el campo.

### 3.2.2. Transferencia lineal de energía (LET)

La *transferencia lineal de energía o poder de frenado lineal por colisión*,  $L$ , de un material, para una partícula cargada, es el cociente de  $dE$  por  $dl$ , donde  $dE$  es la energía media perdida por la partícula, debida a colisiones con electrones, al atravesar una distancia  $dl$ .

$$L = \frac{dE}{dl}$$

La unidad en el SI es  $J \cdot m^{-1}$ .  $E$  se puede expresar en eV y entonces  $L$  se puede dar en  $eV \ m^{-1}$  o en cualquier submúltiplo o múltiplo convenientes, como  $keV \ \mu m^{-1}$ .

Un concepto más general de la transferencia lineal de energía incluye un corte en la energía. Para nuestros fines, sin embargo, la definición más sencilla

de la transferencia lineal de energía (no restringida), tal como se ha definido antes, es suficiente y adecuada.

### 3.2.3. Energía lineal

La energía lineal,  $y$ , es el cociente de  $\varepsilon_s$  por  $\bar{l}$ , donde  $\varepsilon_s$  es la energía impartida a la materia en un volumen de interés por un suceso de deposición de energía y  $\bar{l}$  es la longitud de la cuerda media en ese volumen.

$$y = \frac{\varepsilon_s}{\bar{l}}$$

Las unidades son las mismas que las del LET. La energía lineal es parecida al LET ya que ambas magnitudes se definen como un cociente de energía por longitud. Sin embargo, mientras LET es una magnitud no estocástica, la energía lineal es una magnitud estocástica.

Puesto que la energía lineal media representa una deposición de energía discreta, en principio es más válida que la transferencia lineal de energía para especificar la calidad de una radiación. Aunque esa característica de la energía lineal se puede medir de manera directa, se ha usado sin embargo,  $L$ , en la mayor parte de los cálculos prácticos existentes en el campo de la radioprotección.

Conceptualmente:

- Las unidades de energía lineal,  $y$ , y de transferencia lineal de energía (no restringida),  $L$ , son las mismas, ya que ambas magnitudes se definen como un cociente de energía por longitud. Sin embargo mientras  $L$  es una magnitud no estocástica, la energía lineal es una magnitud estocástica.
- La energía lineal media representa depósitos de energía discretos. En principio es más válida que  $L$  para especificar la calidad de una radiación ya que  $L$  no está relacionada de manera sencilla con el depósito de energía en un volumen dado de un material irradiado. Aún cuando en una reunión conjunta de ICRU e ICRP (ICRU, 1986) se concluyó que para propósitos de radioprotección la calidad de una radiación debería basarse en la energía lineal sobre una esfera de tejido ICRU de 1  $\mu\text{m}$  de diámetro y, aunque esta característica se puede medir directamente, se ha usado sin embargo  $L$  en la mayor parte de los cálculos prácticos existentes en el campo de la radioprotección. Al parecer la energía lineal es más fácilmente medible, aunque menos conveniente que  $L$  para la realización de cálculos.

### 3.2.4. Distribución de la dosis absorbida en transferencia lineal de energía

La distribución de dosis absorbida en transferencia lineal de energía,  $D_L$ , es el cociente de  $dD$  por  $dL$ , donde  $dD$  es la dosis absorbida aportada por partículas cargadas primarias con transferencia lineal de energía entre  $L$  y  $dL$ .

$$D_L = \frac{dD}{dL}$$

La unidad en el SI es  $m\text{ kg}^{-1}$ . Se usa también la distribución de dosis absorbida en energía lineal,  $D_y$ , principalmente, porque se mide más fácilmente que  $D_L$ . En un punto,  $P$ , en un cuerpo irradiado, se puede determinar  $D$  a partir de la magnitud  $D_L$ :

$$D = \int_L D_L dL \quad (1)$$

## 3.3. Magnitudes equivalente de dosis

### 3.3.1. Factor de calidad y relación Q-L

Puesto que la probabilidad de aparición de efectos estocásticos depende de la calidad de la radiación, se ha introducido un factor de calidad,  $Q$ , para ponderar la dosis absorbida y definir el equivalente de dosis. Se ha formulado para tener en cuenta la efectividad relativa de los diferentes tipos de radiación ionizante en los niveles bajos de exposición encontrados en la práctica rutinaria de la radioprotección.

El factor de calidad,  $Q^1$ , en un punto de un tejido, viene dado por

$$Q = \frac{1}{D} \int_L Q(L) D_L dL \quad (2)$$

donde  $D$  es la dosis absorbida en ese punto,  $D_L$ , es la distribución de  $D$  en transferencia lineal de energía,  $L$ , y  $Q(L)$  es el factor de calidad correspondiente en el punto de interés. La integración se debe realizar sobre la distribución  $D_L$ , debida a todas las partículas cargadas, excluyendo sus electrones secundarios.

El factor de calidad depende de la situación del punto en el cuerpo y de su orientación en el campo de radiación. En un punto de un cuerpo irradiado,

<sup>1</sup> En informes anteriores ICRU (ICRU, 1980;1986;1988;1992a) el símbolo  $\bar{Q}$  se asignó al valor de  $Q$  obtenido a partir de la ecuación (2). Ahora el símbolo  $\bar{Q}$  se reserva para una aproximación de  $Q_T$  (véase 3.4.2).



$Q$ , se puede determinar a partir de la magnitud medible  $D_L$  y de la relación funcional,  $Q(L)$ .

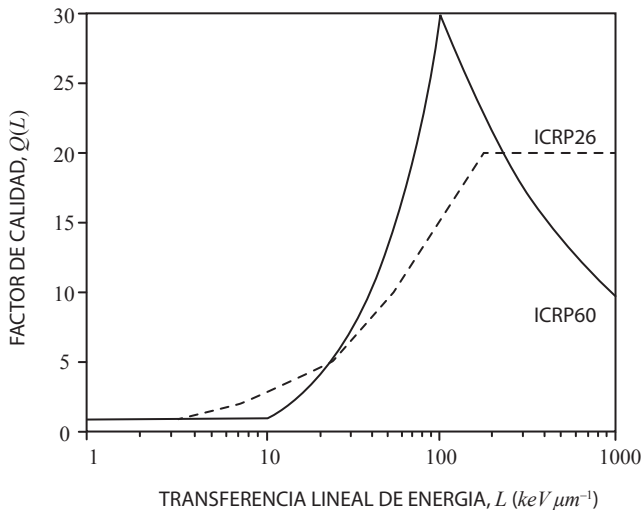
ICRP en su publicación nº 60 (ICRP, 1991) modificó sus recomendaciones de 1977, publicación 26 (ICRP, 1977), respecto a la relación formal entre el factor de calidad,  $Q(L)$ , y la transferencia lineal de energía no restringida,  $L$ , "para reflejar valores mayores de  $EBR_M$  para neutrones de energías intermedias intentando mantener la mayor simplicidad posible. La simplicidad es importante para reflejar nuestra falta de información precisa sobre el hombre y en consideración a los aspectos prácticos de la protección radiológica. Así, por ejemplo, la Comisión no cree que sea útil adoptar valores diferentes del factor de calidad para distintas energías de los fotones. La Comisión también reconoce la eficiencia limitada de los iones pesados con  $L$  mayor de  $100 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ ". Se adopta la siguiente formulación.

**Relaciones Q-L especificadas**

Transferencia lineal de energía sin restringir	
$L$ en agua ( $\text{keV } \mu\text{m}^{-1}$ )	$Q(L)^{(1)}$
< 10	1
10 – 100	$0,32 L - 2,2$
> 100	$300/\sqrt{L}$

(1) Con  $L$  expresada en  $\text{keV } \mu\text{m}^{-1}$

**Tabla 1.** Relación entre  $Q(L)$  y  $L$ .



**Figura 2.** Factor de calidad  $Q$  en función de  $L$ , en las publicaciones ICRP 26 e ICRP 60.

### 3.3.2. Equivalente de dosis

El equivalente de dosis,  $H$ , es el producto de  $Q$  y  $D$  en un punto en un tejido, donde  $D$  es la dosis absorbida y  $Q$  es el factor de calidad en ese punto.

$$H = Q D$$

La unidad SI es  $J kg^{-1}$  y su nombre especial es sievert ( $Sv$ ). La tasa de equivalente de dosis,  $\dot{H}$ , es el cociente de  $dH$  por  $dt$ , donde  $dH$  es el incremento de equivalente de dosis en el intervalo de tiempo  $dt$ . El nombre especial de la unidad es sievert por segundo ( $Sv s^{-1}$ ).

El equivalente de dosis,  $H$ , en un punto viene dado por:

$$H = \int_L Q(L) D_L dL \quad (3)$$

donde  $Q(L)$  es el factor de calidad para partículas con transferencia lineal de energía,  $L$ , y  $D_L$  es la distribución espectral en términos de  $L$  de la dosis absorbida en el punto. En un punto de un cuerpo irradiado,  $H$ , se puede determinar a partir de la magnitud medible  $D_L$  y de la relación funcional  $Q(L)$ .

Conceptualmente:

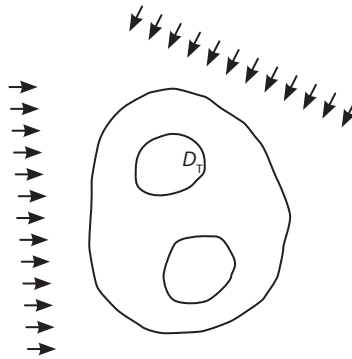
- El establecimiento de la función  $Q(L)$  es competencia de ICRP. Su conocimiento, junto con el del valor de  $D_L$ , permite determinar mediante cálculo el valor del equivalente de dosis en un punto en el interior del cuerpo (o en el interior de un maniquí que lo sustituya) para una orientación determinada respecto del campo de radiación.
- En un punto de un órgano, tejido o material que se irradia, existen partículas cargadas de diferentes valores de  $L$ . Esto obliga a determinar un valor  $Q$  promedio, ponderando los diferentes valores de  $Q$  existentes,  $Q(L)$ , mediante  $D_L$ . No se debe confundir  $Q$  (ecuación 2) con  $\bar{Q}$ . El símbolo  $\bar{Q}$  se reserva ahora para una aproximación de  $Q_T$  (véase 3.4.2).
- $Q$  es un factor adimensional, puesto que  $H$  y  $D$  tienen las mismas dimensiones, aunque reciban, por razones obvias de aplicación, nombres especiales distintos (sievert y gray, respectivamente).
- $H$  es la magnitud básica y de partida para otras magnitudes en radioprotección. Es función de punto, está basada en el factor de calidad,  $Q$ , y depende del campo de radiación existente en el punto donde se define.
- Recuérdese que la magnitud,  $H$ , definida conjuntamente por ICRU e ICRP en 1962, sólo sirve para aplicaciones rutinarias de la protección radiológica. No debe usarse para establecer los efectos de las irradiaciones accidentales de alto nivel (ICRP, 1977).

### 3.4. Magnitudes valor-medio y factor de calidad medio

En la práctica de la radioprotección, es a menudo suficiente y útil el manejar valores medios de las magnitudes. Se usan para propósitos de limitación. La dosis absorbida y el factor de calidad dependen de la situación del punto en el cuerpo y de su orientación en el campo de radiación. Las magnitudes valor-medio, promediadas sobre una masa extensa, se deben formular por lo tanto como integrales.

En las recomendaciones de 1990 de la ICRP (ICRP, 1991) se declara que: “En protección radiológica lo que interesa es la dosis absorbida promediada sobre un tejido u órgano (más que en un punto) y ponderada por la calidad de la radiación”.

#### 3.4.1. Dosis absorbida media en un órgano (dosis en órgano)



**Figura 3.** Objeto irradiado y campo de radiación ambiental.

La dosis absorbida media,  $D_T$ , en un tejido u órgano dado,  $T$ , viene dada por:

$$D_T = \frac{1}{m_T} \int_{m_T} D dm \quad (4)$$

donde  $m_T$  es la masa del tejido u órgano, y  $D$  es la dosis absorbida en el elemento de masa  $dm$ . La magnitud  $D_T$  tiene sentido sobre todo cuando las variaciones espaciales de  $D$  en el órgano o tejido son pequeñas.

La dosis absorbida media,  $D_T$ , en un tejido u órgano dado, es igual también a la razón de la energía impartida,  $\epsilon_T$ , al tejido u órgano y la masa  $m_T$  del tejido u órgano.

En el caso de irradiaciones procedentes de fuentes externas la dosis absorbida media en un tejido u órgano dado depende del campo de radiación ambiental y del tamaño y orientación del cuerpo en este campo.

En ocasiones a la dosis absorbida media en un órgano dado se le denomina dosis en órgano.

### 3.4.2. Factor de calidad medio (factor de calidad en órgano)

El factor de calidad medio,  $Q_T$ , en un tejido u órgano dado,  $T$ , viene dado por:

$$Q_T = \frac{1}{m_T D_T} \int Q D dm \quad (5)$$

donde  $D_T$  es la dosis absorbida media en el tejido u órgano,  $m_T$  es su masa, y  $Q$  y  $D$  son el factor de calidad y la dosis absorbida en el elemento de masa  $dm$ , respectivamente. La determinación de  $Q_T$  envuelve una doble integración sobre la distribución,  $D_{L'}$ , de la dosis absorbida en un punto en transferencia lineal de energía y sobre el tejido de interés. Por lo tanto,

$$Q_T = \frac{1}{m_T D_T} \int_{m_T} \int_L Q(L) D_L dL dm \quad (6)$$

En ocasiones a  $Q_T$  se le denomina factor de calidad en un órgano dado.

$Q_T$  se basa en el tipo y energía de la radiación existente en el órgano de interés. Por lo tanto en el caso de irradiaciones procedentes de fuentes externas, el valor de  $Q_T$  en un tejido u órgano dado depende del campo de radiación ambiental, del tamaño y orientación del cuerpo en este campo y del tejido u órgano.

En muchos casos, sin embargo, el espectro de energía de la radiación en las zonas de interés no es bien conocido. Los valores de  $Q_T$  en cualquier órgano se pueden entonces aproximar mediante un factor de calidad medio convencional,  $\bar{Q}$ . En consecuencia, es posible en aplicaciones prácticas relacionar  $\bar{Q}$  con el tipo y energía de la radiación sin especificar las condiciones de irradiación. Esta aproximación no elimina la necesidad de unas definiciones precisas que se requieren en metrología y en los procedimientos de calibración.

La combinación de una definición exacta con el uso de aproximaciones aceptables para radiaciones típicas se propuso en el informe 40 de ICRU (ICRU, 1986) por un Grupo de Trabajo conjunto de ICRP e ICRU.

### 3.4.3. Equivalente de dosis medio en un órgano (equivalente de dosis en órgano)

El equivalente de dosis medio,  $H_T$ , en un tejido u órgano dado,  $T$ , se puede obtener fácilmente a partir de la ecuación (6). Viene dado por:

$$H_T = Q_T D_T = \frac{1}{m_T} \int_m \int_L Q(L) D_L dL dm \quad (7)$$

Conceptualmente:

- Las magnitudes valor medio,  $Q_T$ ,  $D_T$  y  $H_T$  no son obviamente función de punto, ya que se refieren a valores medios en un órgano  $T$ . Sin embargo, guardan la misma dependencia, naturalmente, que las magnitudes básicas función de punto. Para un órgano determinado, dependen del campo de radiación existente en ese órgano. En otras palabras, dependen del tipo y energía de la radiación incidente, de la situación del órgano en el cuerpo, del tamaño del cuerpo y de la orientación de éste en el campo de radiación.
- En aplicaciones prácticas, cabe hacer simplificaciones. Es el caso del factor de calidad medio en órgano,  $Q_T$ . Ejemplos: si no se conoce el campo de radiación existente en ese órgano; si un cálculo costoso no justifica el precio de obtención de ese campo de radiación para una o varias orientaciones del cuerpo; si se considera suficiente que sólo dependa del tipo y energía de la radiación incidente, incluso para un rango considerable de energías; si se considera suficiente el emplear un único valor para los órganos de interés en el cuerpo, etc. En todos estos casos, y siempre con la conveniencia de citar explícitamente la simplificación realizada, se puede emplear, en lugar de  $Q_T$ , el denominado factor de calidad medio convencional,  $\bar{Q}$ . En resumen,  $\bar{Q}$ , en aplicaciones prácticas, se puede relacionar con el tipo y energía de la radiación incidente, sin especificar las condiciones de irradiación, pero esto es una aproximación.
- $H_T$  es una magnitud que se puede determinar mediante cálculo, para una orientación determinada de un maniquí antropomórfico, a partir de la magnitud medible  $D_L$  y de la relación funcional  $Q(L)$ .

### 3.5. Magnitudes limitadoras (ICRP 26)

Es bien sabido que en 1977 ICRP (ICRP, 1977) recomendó que las magnitudes limitadoras fueran el equivalente de dosis en órgano y el equivalente de dosis efectiva. El equivalente de dosis en órgano ya se definió (véase 3.4.3) y el equivalente de dosis efectiva,  $H_E$ , se puede expresar mediante la relación:

$$H_E = \sum_T w_T H_T = \sum_T w_T Q_T D_T \quad (8)$$

con:

$$\sum_T w_T = 1$$

donde  $w_T$  es el factor ponderal de tejido para el órgano o tejido en cuestión,  $T$ . En 1977 el ICRP especificó valores numéricos de  $w_T$  (ICRP, 1977).

Recuérdese que los límites anuales que señala ICRP para el equivalente de dosis en varios órganos se fundan en la hipótesis de que el cuerpo está irradiado uniformemente. El hecho de que esto ocurre raras veces y el hecho adicional de que cada tejido tiene su propia susceptibilidad, condujo a ICRP en 1977 a definir esta segunda magnitud limitadora,  $H_E$ . Los valores de  $w_T$  se escogieron de tal forma que un equivalente de dosis uniforme sobre todo el cuerpo diera lugar a un equivalente de dosis efectiva igual a ese equivalente de dosis uniforme. Es la razón de que la suma de los factores ponderales de tejido sea entonces igual a la unidad.

La determinación de  $H_E$  requiere el conocimiento de la distribución,  $D_L$ , de la dosis absorbida en  $L$ , así como el de la relación funcional,  $Q(L)$ . Si se usa un factor de calidad medio convencional,  $\bar{Q}$ , la ecuación (8) se puede reemplazar por una aproximación, tal como:

$$H_E = \bar{Q} \sum_T w_T D_T \quad (9)$$

Para la aplicación práctica las magnitudes operacionales, equivalente de dosis ambiental, equivalente de dosis direccional y equivalente de dosis personal (véase sección 3.7) se han ideado como magnitudes medibles y relacionadas con las magnitudes limitadoras.

Conceptualmente:

- $H_T$  y  $H_E$  son las magnitudes limitadoras antiguas y que han sido sustituidas por las descritas en el apartado siguiente. Son magnitudes valor-medio y están basadas en el factor de calidad,  $Q$ , cuya relación funcional con  $L$  establece y revisa ICRP.
- $H_T$  y  $H_E$  son magnitudes imposibles de medir por razones obvias. Aunque se dispusiera de detectores ideales habría que situarlos en el interior de los órganos.

- $H_T$  y  $H_E$  son magnitudes que se pueden determinar mediante cálculo y experimentalmente, en maniqués apropiados para campos de radiación específicos y orientaciones determinadas. Normalmente las medidas experimentales se han empleado para validar los métodos de cálculo.
- Para un trabajador profesionalmente expuesto y situado en un campo de radiación variable y arbitrario se emplean las magnitudes operacionales que son medibles y están relacionadas de manera apropiada con las magnitudes limitadoras,  $H_T$  y  $H_E$ .

### 3.6. Magnitudes limitadoras (ICRP 60)

En 1991, ICRP (ICRP, 1991) introdujo dos nuevas magnitudes basadas en los denominados factores ponderales de radiación (en lugar de los factores de calidad) reemplazando el equivalente de dosis en órgano y el equivalente de dosis efectiva. Esas magnitudes se denominaron dosis equivalente y dosis efectiva, respectivamente.

#### 3.6.1. Factor ponderal de radiación

El ICRP *"cree en la actualidad que el detalle y precisión inherente al usar la relación formal entre  $Q$  y  $L$  para modificar la dosis absorbida y reflejar con ello la mayor probabilidad de detrimento al exponerse a componentes de la radiación con alta LET no está justificada debido a las incertidumbres en la información radiobiológica. En lugar de  $Q$ , el ICRP utiliza ahora unos factores ponderales de radiación,  $w_R$ , basados en una revisión de la información biológica, en una variedad de circunstancias en la exposición y en una inspección de los resultados de cálculos tradicionales del equivalente de dosis ambiental"*.

Los factores ponderales de radiación se dan en la tabla 2. Más detalles acerca de  $w_R$  se pueden encontrar en la tabla 1, capítulo 2 de ICRP 60 (ICRP, 1991).

Factores ponderales de radiación <sup>(1)</sup>		
Tipo e intervalo de energías		Factor ponderal de radiación, $w_R$
Fotones, todas las energías		1
Electrones y muones, todas las energías		1
Neutrones, energía	< 10 keV	5
	10 keV a 100 keV	10
	> 100 keV a 2 MeV	20
	> 2 MeV a 20 MeV	10
	> 20 MeV	5
Protones distintos de los de retroceso		
	Energía > 2 MeV	5
Partículas alfa, fragmentos de fisión y núcleos pesados		20

(1) Todos los valores se refieren a la radiación incidente sobre el cuerpo o a las radiaciones emitidas en el caso de fuentes internas

**Tabla 2.** Valores del factor ponderal de radiación en función del tipo y energía de la radiación.

ICRP señala que para tipos y energías de la radiación no incluidas en la tabla 2, se puede obtener una aproximación de  $w_R$  calculando  $\bar{Q}$  a una profundidad de 10 mm en la esfera ICRU, usando la ecuación 2. Según ICRP, la aplicación de esta ecuación a fotones y neutrones da valores consistentes con los valores recomendados de  $w_R$ .

Las recomendaciones más recientes de ICRP, contenidas en la publicación nº 103 (ICRP, 2007), modifican algo el contenido de la tabla 2. Para los protones se pasa de 5 a 2 la cuantía del factor ponderal de radiación, y en el caso de neutrones, ese factor se caracteriza mediante una función continua en lugar de la discreta que señala la tabla.

Los factores ponderales de radiación,  $w_R$ , introducidos por ICRP juegan un papel análogo a  $\bar{Q}$  (véase 3.4.2). ICRP especifica sus valores numéricos en función del tipo de partícula y energía. Para una irradiación externa, se refieren a la radiación incidente sobre el cuerpo y no dependen del lugar o punto de interés en el cuerpo ni de su orientación. En otras palabras,  $w_R$  no considera el campo modificado que se produce cuando el cuerpo humano está realmente presente. El uso de  $w_R$  parece atractivo pero desgraciadamente conduce a inconsistencias que lo hacen útil sólo como una aproximación (Kellerer, 1990) (véase también 3.6.2).



### 3.6.2. Dosis equivalente en un órgano (dosis equivalente en órgano)

ICRP recomienda ahora una nueva magnitud derivada de la dosis absorbida media en un tejido u órgano,  $D_{T,R}$  y la denomina dosis equivalente. La dosis equivalente  $H^2_{T,R}$ , en un órgano o tejido dado,  $T$ , y debido a la radiación  $R$ , viene dada por:

$$H_{T,R} = w_R D_{T,R} \quad (10)$$

donde  $D_{T,R}$  es la dosis absorbida media producida por la radiación  $R$ , en el tejido u órgano  $T$  y  $w_R$  es el factor ponderal de radiación. Ya que  $w_R$  no tiene dimensiones, la unidad SI de dosis equivalente es la misma que la de la dosis absorbida,  $J\ kg^{-1}$ , y su nombre especial es sievert,  $Sv$ . Cuando el campo de radiación se compone de tipos y energías con diferentes valores de  $w_R$ , la dosis absorbida se debe subdividir en bloques y cada parte se debe multiplicar por su valor de  $w_R$  y todo ello se debe sumar para obtener la dosis equivalente total, es decir:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \quad (11)$$

Para un órgano  $T$  y un campo de radiación con dos componentes:

$$H_T = \left[ \frac{D_{T1}}{D_T} w_1 + \frac{D_{T2}}{D_T} w_2 \right] D_T \quad (12)$$

con lo que resulta que el factor ponderal de radiación para un campo de radiación con diferentes componentes (expresión entre paréntesis) es la suma de los factores ponderales de radiación,  $w_R$ , de las radiaciones componentes,  $R$ , pesadas de acuerdo a sus contribuciones relativas  $D_{T,R}/D_T$  a la dosis en órgano,  $D_T$ . Por lo tanto el factor ponderal resultante depende de la distribución angular de la radiación, del tamaño y orientación del cuerpo y del órgano en cuestión, y no solamente del tipo y energía de la radiación incidente.

La contribución individual,  $D_{T,R}$  no se puede identificar por separado en la medida. Por lo tanto no se pueden atribuir a los componentes de la radiación incidente, y en consecuencia no se les puede asignar, sus correspondientes factores ponderales.

En tanto que  $\bar{Q}$  o  $w_R$  pueden resultar apropiados para la mayoría de las finalidades prácticas en el campo de la radioprotección, estos conceptos no se

<sup>2</sup> Estrictamente y ya que la dosis equivalente en órgano y el equivalente de dosis en órgano son magnitudes limitadoras conceptualmente distintas, la primera basada en  $w_R$  y la segunda en  $\bar{Q}_R$ , debería utilizarse al menos un tipo de letra distinta para la hache mayúscula en el símbolo de la dosis equivalente en órgano. Sin embargo, una vez adoptada esta última magnitud limitadora y al no ser necesario esta distinción de símbolos, se ha preferido emplear el mismo tipo de hache para ambas magnitudes.

pueden emplear en un sistema coherente de magnitudes (Kellerer, 1990) ni en metrología o cuando se quieren llevar a cabo cálculos con un cierto grado de exactitud (BCRU, 1993).

### 3.6.3. Dosis efectiva

Se ha observado que la relación entre la probabilidad de aparición de efectos estocásticos y la dosis equivalente depende también del órgano o tejido irradiado. Resulta por tanto apropiado definir otra magnitud, derivada de la dosis equivalente, para expresar la combinación de diferentes dosis equivalentes en diferentes tejidos de forma tal que se pueda correlacionar razonablemente con el efecto estocástico total. El factor utilizado para ponderar la dosis equivalente en un tejido u órgano se denomina factor ponderal de tejido,  $w_T$ .

Esta dosis equivalente ponderada corresponde con la magnitud previamente definida, el equivalente de dosis efectiva. Este nombre resulta ser innecesariamente engorroso especialmente en combinaciones más complejas como el equivalente de dosis efectiva comprometida colectiva. ICRP ha decidido ahora utilizar un nombre más sencillo, el de dosis efectiva,  $E$ . La unidad de la dosis efectiva es  $J kg^{-1}$ , con el nombre especial, sievert,  $Sv$ .  $E$  viene dada por la expresión:

$$E = \sum_T w_T H_T \quad (13)$$

donde  $H_T$  es la dosis equivalente en un tejido u órgano y  $w_T$  es el factor ponderal de tejido,  $w_T$ .

ICRP ha especificado valores numéricos para  $w_T$  que se dan en la tabla 3. Se pueden encontrar más detalles acerca de  $w_T$  en la tabla 2, capítulo 2 de ICRP 60 (ICRP, 1991).

Factores ponderales de tejido, $w_T$	
Tejido u órgano	Factor ponderal de tejido, $w_T$
Gónadas	0,20
Médula ósea (roja)	0,12
Colon	0,12
Pulmón	0,12
Estómago	0,12
Vejiga	0,05
Mama	0,05
Hígado	0,05
Esófago	0,05
Tiroides	0,05
Piel	0,01
Superficie ósea	0,01
El resto	0,05

**Tabla 3.** Valores del factor ponderal de tejido para los diferentes tejidos u órganos.

Las recomendaciones más recientes de ICRP, contenidas en la publicación nº 103 (ICRP, 2007), modifican algo el contenido de la tabla 3. Para las gónadas se pasa de 0,20 a 0,08 la cuantía del factor ponderal de tejido, para la mama de 0,05 a 0,12 y para "El resto" de tejidos de 0,05 a 0,12.

La ecuación (13) se puede escribir también como:

$$E = \sum_T w_T D_T \sum_R \frac{D_{T,R}}{D_T} w_R \quad (14)$$

En esta magnitud, el factor de calidad en órgano,  $Q_T$ , que aparecía en la expresión de  $H_E$  (véase ecuación 8), se ha reemplazado por la suma de los factores ponderales de radiación,  $w_R$ , de las radiaciones componentes,  $R$ , pesadas de acuerdo con sus contribuciones relativas,  $D_{T,R}/D_T$  a la dosis en órgano,  $D_T$ . La magnitud  $D_{T,R}$  que aparece en las ecuaciones 10 y 14 no se puede evaluar experimentalmente. Por lo tanto, estas ecuaciones no se pueden usar como una base para hacer medidas.

Para propósitos de medida, se deben usar las magnitudes definidas en términos de  $Q$ , esto es el equivalente de dosis ambiental, el equivalente de dosis direccional y el equivalente de dosis personal (véase 3.7) (ICRP, 1991).

En la tabla 4 se muestra de manera esquemática los nombres, símbolos y expresiones de las antiguas y nuevas magnitudes limitadoras.

Antiguas y nuevas magnitudes limitadoras ICRP	
Equivalente de dosis en órgano	Dosis equivalente en órgano
$H_T = Q_T D_T = \frac{1}{m_T} \int_{m_T} \int_L Q(L) D_L dL dm$	$H_T = \sum_R w_R D_{T,R}$
antiguo: $Q(L)$ in ICRP Pub. 26 (1977) nuevo: $Q(L)$ in ICRP Pub. 60 (1991)	$w_R$ factores ponderales de radiación ICRP Pub. 60 (1991)
Equivalente de dosis efectiva	Dosis efectiva
$H_E = \sum_T w_T Q_T D_T$	$E = \sum_T w_T H_T$
antiguo: $w_T$ factores ponderales de tejido ICRP Pub. 26 (1977) nuevo: $w_T$ factores ponderales de tejido ICRP Pub. 60 (1991)	$E = \sum_T w_T D_T \sum_R \frac{D_{T,R}}{D_T} w_R$ $w_T$ factores ponderales de tejido ICRP Pub. 60 (1991)

**Tabla 4.** Magnitudes limitadoras ICRP de 1977 y 1991.

Conceptualmente:

- $H_T$  y  $E$  son las magnitudes limitadoras que aparecen en el actual reglamento español y ya no están basadas en el factor de calidad  $Q$ . La dosis absorbida media en un tejido,  $D_T$ , se pondera ahora con el denominado factor ponderal de radiación,  $w_R$ . El uso de este nuevo factor de ponderación obligó a ICRP a cambiar el nombre de las magnitudes. Emplea un nuevo símbolo para la dosis efectiva,  $E$ , y sigue manteniendo el símbolo  $H_T$  para la dosis equivalente media en un órgano.
- $w_R$  se hace depender solamente del tipo y energía de la radiación incidente. Esta hipótesis no se mantiene para el caso de campos de radiación con más de una componente, con lo que ambas magnitudes limitadoras son un ejemplo de magnitudes ambiguas. Adicionalmente no se pueden emplear para la realización de medidas al no poderse asignar los valores de  $w_R$  a cada componente. En resumen,  $w_R$  es una aproximación y juega en la formulación un papel análogo al de  $Q$  en las antiguas magnitudes limitadoras.
- De la misma manera que  $H_T$  y  $H_{E'}$ , las nuevas magnitudes limitadoras son imposibles de medir por las mismas razones. Se pueden determinar mediante cálculo en maniqués apropiados para campos de radiación

específicos y orientaciones determinadas, cálculos que para las condiciones señaladas, se pueden validar experimentalmente en algunos puntos.

- Para un trabajador profesionalmente expuesto y situado en un campo de radiación variable y arbitrario se emplean las magnitudes operacionales que son medibles y están relacionadas de manera apropiada con las magnitudes  $H_T$  y  $E$ .

### 3.7. Magnitudes operacionales para la irradiación desde fuentes externas

En la aplicación práctica de la radioprotección las magnitudes operacionales deberían dar aproximaciones razonables de las magnitudes limitadoras. Se pueden tolerar sobreestimaciones razonables pero no son aceptables subestimaciones sustanciales. Es esencial que las magnitudes operacionales sean medibles y deberían preferirse aquellas magnitudes que se pudieran medir fácilmente (es decir, fueran compatibles) con los instrumentos existentes con cambios o sustituciones mínimas.

Las magnitudes operacionales se han definido para realizar medidas prácticas en la vigilancia individual y de área. Se basan en el equivalente de dosis en un punto de un maniquí o del cuerpo y se relacionan con el tipo y energía de la radiación existente en ese punto y, por lo tanto, se pueden calcular basándose en la fluencia existente en ese punto.

Para la vigilancia de área se han introducido dos magnitudes que enlazan la irradiación externa con el equivalente de dosis efectiva y con el equivalente de dosis en la piel y el cristalino (ICRU, 1985). Son el equivalente de dosis ambiental,  $H^*(d)$ , y el equivalente de dosis direccional,  $H'(d, \Omega)$ . Para la vigilancia individual se recomienda el uso del equivalente de dosis personal,  $H_p(d)$ <sup>3</sup>.

Las radiaciones se pueden caracterizar como débilmente o fuertemente penetrantes, dependiendo de qué equivalente de dosis se encuentra más próxima a su valor límite. Para radiación débilmente penetrante es el equivalente de dosis en el cristalino o en la piel la magnitud pertinente. Para radiación fuertemente penetrante el equivalente de dosis efectiva es la magnitud apropiada.

---

<sup>3</sup> Obsérvese que a lo largo de todo el apartado 3.7 y cuando se hace referencia a las magnitudes limitadoras, se citan  $H_T$  y  $H_E$ . La razón es que cuando las magnitudes operacionales se definen (ICRU, 1985), y se justifican posteriormente (ICRU, 1988), no habían aparecido las nuevas recomendaciones de ICRP (ICRP, 1991). Actualmente se puede afirmar que las magnitudes operacionales también se justifican para las nuevas magnitudes limitadoras,  $H_T$  y  $E$  (Véase apartado 3.10).

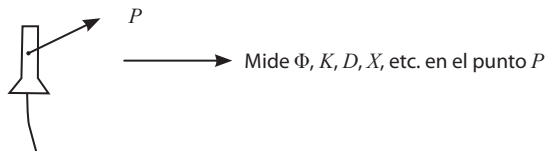
### 3.7.1. Vigilancia de área

Para la radioprotección de rutina, conviene caracterizar la irradiación potencial de las personas en términos de una única magnitud equivalente de dosis que existiría en un maniquí que se aproxime al cuerpo humano. El maniquí empleado es la esfera ICRU. La esfera ICRU (ICRU, 1980) es una esfera equivalente a tejido de 30 cm de diámetro, de densidad  $1 \text{ g/cm}^3$  y de una composición en masa de 76,2% de oxígeno, 11,1% de carbono, 10,1% de hidrógeno y 2,6% de nitrógeno.

Para medidas prácticas se usan con frecuencia materiales de composición másica y densidad algo diferentes de las especificadas pero son suficientes para obtener una exactitud adecuada. En ocasiones y con campos de radiación mixtos puede ser necesario que la equivalencia se haga elemento por elemento (ICRU, 1992b).

Para la vigilancia de área es útil estipular ciertos campos de radiación que derivan del campo de radiación real. Los términos expandido y alineado se usan en este informe para caracterizar estos campos de radiación derivados. En el campo expandido, la fluencia y su distribución angular y energética tienen los mismos valores a lo largo del volumen de interés que en el campo real, en el punto de referencia. En el campo alineado<sup>4</sup> la fluencia y su distribución energética son las mismas que en el campo expandido, pero la fluencia es unidireccional.

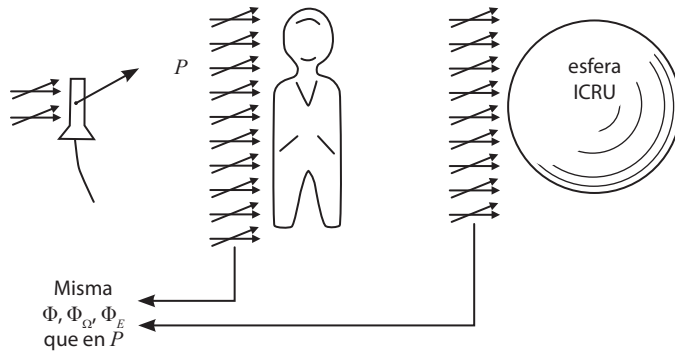
La introducción del campo expandido se debe a dos hechos:



**Figura 4.** Punto de referencia de un instrumento con material detector suficientemente pequeño.

1. Muchas veces el volumen sensible de un dosímetro de radiación es tan pequeño que la fluencia de radiación puede considerarse uniforme a todo lo largo del mismo, de forma que las medidas realizadas con el dosímetro pueden tomarse como hechas en un punto único del campo de radiación coincidente con el punto de referencia del dosímetro.

<sup>4</sup> El término "expanded and aligned field" se ha traducido en este informe por "campo alineado" ya que se estima que para alinear el campo éste debe estar previamente expandido. Por supuesto que el empleo de la traducción literal "campo expandido y alineado", en lugar de "campo alineado", es perfectamente válido.



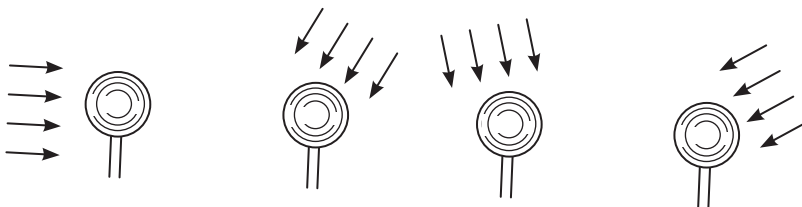
**Figura 5.** Campo expandido sobre el tronco humano y la esfera ICRU.

2. En protección radiológica se ha convertido en un hábito usar el valor medido en dicho punto para inferir el efecto que tendría la radiación en un cuerpo extenso, como el del hombre, situado en el mismo lugar.

El concepto de campo expandido simplifica esta situación al suponer que el campo sobre todo el cuerpo irradiado (o la esfera ICRU) tiene la misma fluencia y las mismas distribuciones angular y energética que el campo en el punto de medida (punto de referencia). Para la definición del equivalente de dosis ambiental y direccional el cuerpo irradiado es la esfera ICRU.

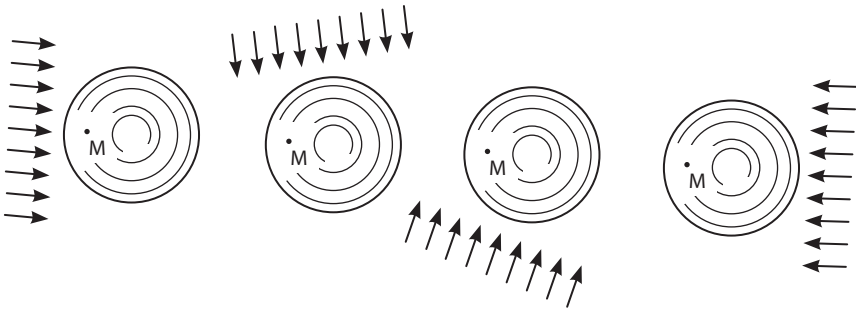
El concepto de campo alineado (o campo expandido y alineado) sirve para definir la magnitud equivalente de dosis ambiental y se debe su introducción a la influencia también de dos hechos:

1. Muchos instrumentos cuyo uso previsto es la medida de radiaciones fuertemente penetrantes, están diseñados de modo que tengan una respuesta isótropa, es decir, independiente de la dirección de incidencia de la radiación.



**Figura 6.** Respuesta isótropa de un instrumento para radiaciones fuertemente penetrantes.

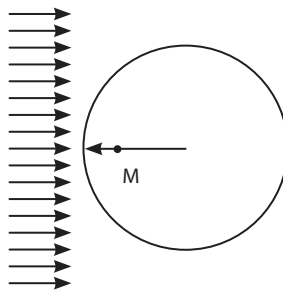
2. Por el contrario, el equivalente de dosis en un cuerpo extenso (o la esfera ICRU) exhibirá una fuerte dependencia de la dirección de la radiación incidente. En cualquier punto diferente del centro, el equivalente de dosis será mayor para los componentes del campo de radiación que inciden sobre la superficie más próxima y esta observación vale también para cualquier otro cuerpo menos simétrico. En otras palabras, el equivalente de dosis depende de la distribución angular de la radiación incidente.



**Figura 7.** El equivalente de dosis en el punto M depende de la dirección de la radiación incidente.

Un campo alineado tiene la misma fluencia y la misma distribución energética que el campo real, pero difiere de éste en que se supone que toda la radiación procede de la misma dirección. Por medio de este concepto se pueden poner en correlación la medida hecha con un instrumento dotado de respuesta isótropa y el equivalente de dosis en el interior de la esfera ICRU, por ejemplo.

- Expandir y alinear el campo sobre la esfera.
- Elegir la profundidad del punto sobre un radio opuesto a la dirección de alineación del campo.



**Figura 8.** Condiciones para correlacionar la medida hecha con un instrumento de respuesta isótropa y el equivalente de dosis existente en un punto de la esfera ICRU.

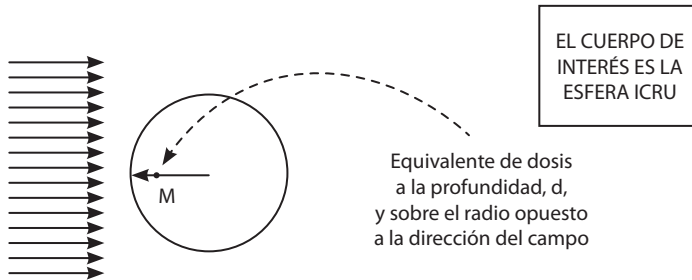


### 3.7.1.1. Equivalente de dosis ambiental

El equivalente de dosis ambiental,  $H^*(d)$ , en un punto de un campo de radiación, es el equivalente de dosis



que se produciría por el correspondiente campo alineado en la esfera ICRU a una profundidad  $d$ , sobre el radio opuesto a la dirección del campo alineado.



La unidad SI es  $J kg^{-1}$  y su nombre especial es sievert (Sv).

Cualquier expresión del equivalente de dosis ambiental debe incluir una especificación acerca de la profundidad,  $d$ . Para simplificar la notación,  $d$  debe expresarse en mm.

Se puede definir una magnitud análoga al equivalente de dosis ambiental en términos de dosis absorbida. Es la denominada dosis absorbida ambiental,  $D^*(d)$ .

Actualmente y para radiación fuertemente penetrante, se recomienda una profundidad de 10 mm. En este caso el equivalente de dosis ambiental se expresa mediante  $H^*(10)$ . Para radiación débilmente penetrante, se emplean 0,07 mm para la piel y 3 mm para el cristalino con una notación análoga.

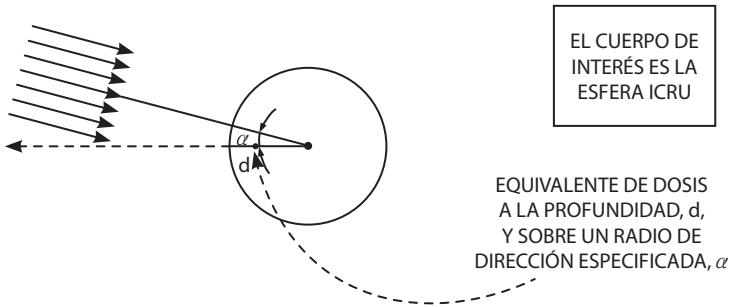
La medida de  $H^*(d)$  requiere generalmente que el campo de radiación sea uniforme sobre las dimensiones del instrumento y que éste tenga una respuesta isótropa.

### 3.7.1.2. Equivalente de dosis direccional

El equivalente de dosis direccional,  $H'(d, \Omega)$ , en un punto de un campo de radiación, es el equivalente de dosis



que se produciría por el correspondiente campo expandido en la esfera ICRU a una profundidad  $d$ , sobre un radio dirigido en una dirección especificada,  $\Omega$ .



La unidad SI es  $J kg^{-1}$  y su nombre especial es sievert ( $Sv$ ). Cualquier expresión del equivalente de dosis direccional debe incluir una especificación acerca de la profundidad,  $d$ , y de la dirección,  $\Omega$ . Para simplificar la notación,  $d$  debe expresarse en mm.

Se puede definir una magnitud análoga al equivalente de dosis direccional en términos de dosis absorbida. Es la denominada dosis absorbida direccional,  $D'(d, \Omega)$ .

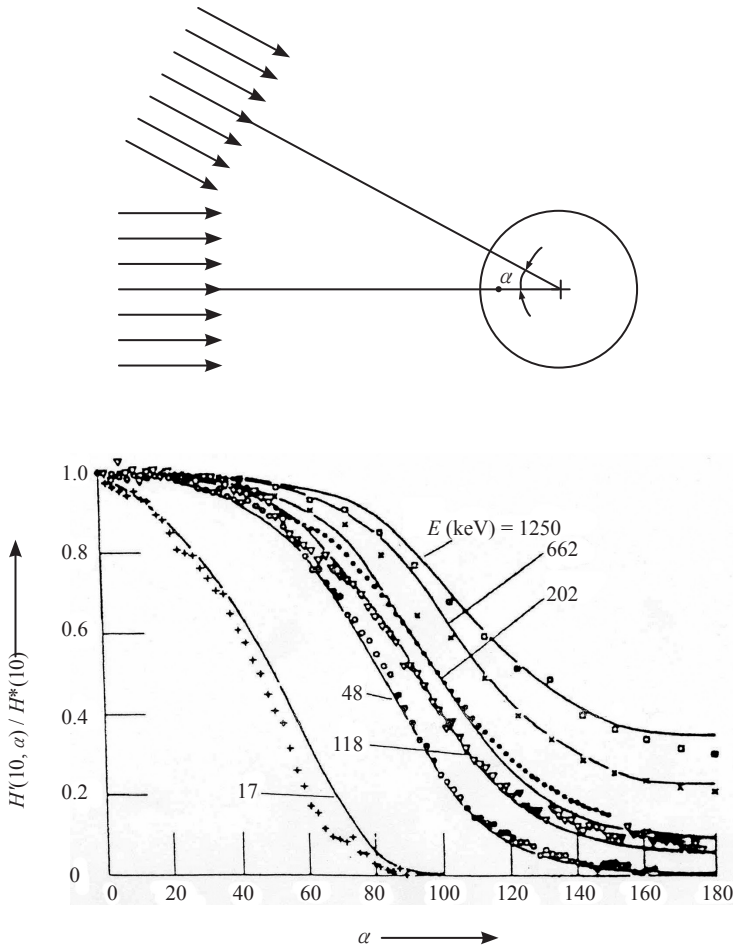
Para radiación débilmente penetrante, se emplea una profundidad de 0,07 mm para la piel y de 3 mm para el cristalino. El equivalente de dosis direccional se expresa entonces mediante  $H'(0,07, \Omega)$  y  $H'(3, \Omega)$ . Para radiación fuertemente penetrante, se recomienda actualmente una profundidad de 10 mm, con una notación análoga.

La medida de  $H'(d, \Omega)$  requiere que el campo de radiación sea uniforme sobre las dimensiones del instrumento y que el instrumento tenga la respuesta direccional requerida<sup>5</sup>.

La especificación de la dirección,  $\Omega$ , requiere la elección de un sistema de coordenadas de referencia, al que se debe referir la dirección  $\Omega$ , (por ejemplo,

<sup>5</sup> A la respuesta angular de un instrumento se le denomina isodireccional cuando la lectura del instrumento varía con la dirección de la radiación incidente de la misma manera que la magnitud operacional bajo consideración. Este concepto es de importancia cuando el equivalente de dosis varía con la dirección de la radiación incidente.

ángulos polar y azimutal). Con frecuencia este sistema de referencia se puede relacionar con el campo de radiación. En el caso particular de un campo unidireccional, la dirección se puede especificar en términos del ángulo,  $\alpha$ , entre el radio opuesto al campo incidente y el radio especificado. Cuando  $\alpha = 0$ , la magnitud  $H'(d, 0)$  se puede escribir  $H'(d)$  y en este caso es igual a  $H^*(d)$ . Véase la dependencia angular de esta magnitud en la figura 9.



**Figura 9.** Dependencia angular del equivalente de dosis direccional  $H'(10)$  normalizada al equivalente de dosis ambiental,  $H^*(10)$ , para diferentes energías de fotones. Los símbolos indican las medidas experimentales y las líneas continuas proceden de cálculos de Monte Carlo (Selbach y cols.,1985). Nótese que  $H^*(10) = H'(10, \alpha = 0)$ .

Para radiación débilmente penetrante un instrumento que determine el equivalente de dosis en una profundidad apropiada dentro de un bloque de material equivalente a tejido, determinará adecuadamente  $H'(0,07, \Omega,)$  y también  $H'(3, \Omega,)$ , si la superficie del bloque es perpendicular a  $\Omega$ .

### 3.7.2. Equivalente de dosis personal

En lugar de las dos magnitudes definidas en el informe 39 de ICRU (ICRU, 1985) para vigilancia individual, se recomienda un concepto simplificado denominado equivalente de dosis personal que es apropiado para radiaciones fuerte y débilmente penetrantes, dependiendo del valor de  $d$ .

El equivalente de dosis personal,  $H_p(d)$ , es el equivalente de dosis en tejido blando, por debajo de un punto especificado del cuerpo y a una profundidad apropiada,  $d$ .

La unidad SI es  $J\ kg^{-1}$  y su nombre especial es sievert ( $Sv$ ). Cualquier expresión del equivalente de dosis personal debe incluir una especificación de la profundidad de referencia,  $d$ . Para simplificar la notación,  $d$  debe expresarse en mm. Se puede definir una magnitud análoga al equivalente de dosis personal en términos de dosis absorbida. Es la denominada dosis absorbida personal,  $D_p(d)$ .

Para radiación débilmente penetrante, se emplea una profundidad de 0,07 mm para la piel y de 3 mm para el cristalino. El equivalente de dosis personal se expresa entonces mediante  $H_p(0,07)$  y  $H_p(3)$ , respectivamente. Para radiación fuertemente penetrante se emplea frecuentemente una profundidad de 10 mm con una notación análoga.

$H_p(d)$  se puede medir con un detector que se lleva en la superficie del cuerpo y cubierto con un espesor apropiado de material equivalente a tejido.

La calibración del dosímetro se realiza generalmente en condiciones simplificadas sobre un maniquí apropiado (ICRU, 1992a).

Conceptualmente:

- Las magnitudes operacionales son magnitudes medibles que se han concebido para estimar o dar aproximaciones razonables de las magnitudes limitadoras.
- Se basan en el equivalente de dosis en un punto de un maniquí (esfera ICRU para la vigilancia de área) o del cuerpo (vigilancia personal). Por lo tanto pertenecen a la misma familia que la magnitud básica,  $H$ . Son funciones de punto y se relacionan (a través de  $Q$  y  $D$ ) con el tipo y energía de la radiación existente en ese punto. Para su determinación necesitan la relación funcional  $Q(L)$  que establece y revisa ICRP.

- En la vigilancia de área se introducen los conceptos de campo expandido y campo alineado. En cierto modo son conceptos abstractos ligados al campo real de radiación establecido en un punto del espacio. En un laboratorio de calibración y a una distancia apropiada de la mancha focal o de una fuente radiactiva se puede obtener un campo alineado con suficiente aproximación (fluencia uniforme sobre un cuerpo de interés y campo unidireccional).
- En las magnitudes definidas para la vigilancia de área se fija el maniquí que sustituye al tronco humano, la esfera ICRU. La magnitud equivalente de dosis ambiental está especialmente dirigida (aunque no exclusivamente) a radiaciones fuertemente penetrantes, donde la variación del equivalente de dosis en un punto en el interior varía menos con la distribución angular que lo haría una radiación débilmente penetrante. Para estas últimas, donde la variación del equivalente de dosis en un punto con la distribución angular puede ser muy significativa, va dirigida especialmente (aunque no exclusivamente) la magnitud equivalente de dosis direccional.
- El equivalente de dosis personal se define en el cuerpo y no en la esfera ICRU pues, entre otras razones, una definición basada en este maniquí no sería apropiada para la dosimetría realizada sobre las extremidades. Su definición es un reflejo bastante fiel de lo que se persigue en la práctica de la vigilancia individual (dosimetría personal).
- El recomendar valores para la profundidad,  $d$ , en las diferentes magnitudes operacionales (10 mm, para radiaciones fuertemente penetrantes o, lo que es lo mismo, para órganos situados en profundidad; 0,07 mm y 3 mm para radiaciones débilmente penetrantes o, lo que es lo mismo, para órganos como la piel y el cristalino) significa que la cuantía de las magnitudes operacionales en esas profundidades resulta ser una estimación adecuada de las magnitudes limitadoras, para todas las orientaciones posibles del cuerpo humano respecto del campo de radiación.
- Una estimación adecuada significa que se puede tolerar una sobreestimación razonable de las magnitudes limitadoras, pero no se debe aceptar una subestimación sustancial. En último término, suelen ser ICRP e ICRU los organismos que juzgan con sus razonamientos lo aceptable o no de esa estimación.

### 3.8. Justificación de las magnitudes operacionales. Comité conjunto ICRU-ICRP

En el informe 43 (ICRU, 1988) ICRU presentaba datos que justificaban las magnitudes operacionales en las profundidades recomendadas, o usualmente empleadas, para fuentes de radiación externas. En otras palabras, se consideraba a las magnitudes operacionales anteriormente descritas en esas profundidades como buenas estimadoras de las magnitudes limitadoras. Estas no eran otras que las magnitudes establecidas por ICRP en la publicación 26 (ICRP, 1977). Por lo tanto aquellos datos estaban basados en la relación  $Q(L)$  y valores de  $w_T$  especificados por ICRP en la misma publicación.

El establecimiento, como hemos visto, de nuevas magnitudes limitadoras por parte de ICRP, conceptualmente distintas de las anteriores, y la revisión y establecimiento de nuevos valores de  $Q(L)$  y  $w_T$  obligaban a una revisión de los datos que justificasen de nuevo la adecuación o no de las magnitudes operacionales a las nuevas magnitudes limitadoras. Todo ello se encomendó en 1991 a un Comité conjunto de ICRU e ICRP.

El Comité conjunto finalizó sus trabajos a finales de 1995, llegando a la conclusión de que, con algunas excepciones que no son significativas en el campo de la protección radiológica, las magnitudes operacionales, en las profundidades recomendadas, continúan siendo también buenas estimadoras de las nuevas magnitudes limitadoras de ICRP (ICRP, 1991). El informe final publicado por ambas Comisiones ha dado lugar a la publicación 74 de ICRP (ICRP, 1996) y al informe 57 de ICRU (ICRU, 1998a). En ambos informes se suministran valores actualizados referentes a la relación entre las magnitudes radiológicas de uso general (radiométricas o dosimétricas) con las magnitudes operacionales y las magnitudes limitadoras, así como a la relación entre estas últimas. Véase la figura 10.

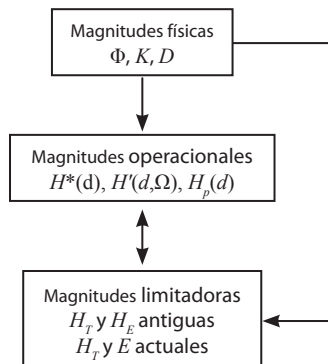


Figura 10. Relación entre las magnitudes usadas en protección radiológica.

### 3.9. Relación entre las magnitudes operacionales y las magnitudes radiométricas o dosimétricas

Los procedimientos de calibración usuales en aquellos laboratorios que pertenecen a una red metrológica emplean patrones de medida próximos a la magnitud de interés y trazables a patrones nacionales o internacionales. Los patrones primarios del equivalente de dosis ambiental y direccional, por ejemplo, podrían imaginarse mediante la construcción de una esfera de un material equivalente a tejido ICRU y la realización de medidas apropiadas. Es cierto que algunos laboratorios, principalmente nacionales, han realizado medidas de dosis absorbidas en esferas de composición muy parecida a la esfera ICRU. Sin embargo, se puede decir que en general no existe un patrón primario que pueda tener en cuenta todas las energías y todos los tipos de radiación que afectan a la radioprotección. La solución que se emplea actualmente es relacionar algunas magnitudes radiométricas o dosimétricas (de las cuales existen patrones) con las magnitudes operacionales mediante coeficientes de conversión adecuados. Estos coeficientes se han establecido mediante métodos de cálculo, basados en técnicas de Monte Carlo, en la esfera ICRU (y en otros maniqués para el caso de los dosímetros personales) validados por algunas medidas experimentales empleando métodos ionométricos o termoluminiscentes. Las magnitudes establecidas en los laboratorios nacionales y relacionadas a las magnitudes operacionales son el kerma en aire en el seno de aire,  $K$ , para haces de fotones, la fluencia de partículas,  $\Phi$ , para radiación neutrónica y la dosis absorbida en tejido,  $D$ , para radiación beta y electrones.

Los coeficientes de conversión ( $H^*(10) / K$  ;  $H^*(10) / \Phi$ , etc.) para fotones, neutrones y electrones se han establecido para haces monoenergéticos, por lo que en la práctica resulta necesario promediar esos coeficientes sobre los espectros disponibles en los laboratorios de calibración. Conviene señalar también que no sólo se han establecido los coeficientes de conversión de interés directo para estos laboratorios sino también aquéllos que son de interés para el cálculo. Tal es el caso de los coeficientes que relacionan las magnitudes operacionales con la fluencia en el caso de fotones y electrones. Para fotones no se usa este coeficiente en los laboratorios porque no es usual medir la fluencia y para electrones no se usan coeficientes, ya que lo usual es calibrar en unidades de dosis absorbida en tejido ICRU bajo  $7 \text{ mg cm}^{-2}$ , al menos para radiación beta de hasta 2 MeV aproximadamente. Esto equivale a medir  $H'(0,07)$  con un factor de calidad unidad.

En la literatura, se encuentran valores numéricos de los coeficientes de conversión. Los trabajos o informes importantes para obtener los coeficientes de conversión recomendados podrían ser los siguientes: informe 57 de ICRU (ICRU, 1998a) e ISO 4037-3 (ISO, 1999).

Aún cuando el objetivo de este tema no es presentar matices o detalles conceptuales de los coeficientes ni siquiera sus valores numéricos o funciones, sí convendría señalar que no se establecen siempre coeficientes para todas las profundidades recomendadas por ICRU (0,07; 3 y 10 mm) ni para todas las magnitudes operacionales [ $H^*(d)$ ,  $H'(d, \alpha)$  y  $H_p(d)$ ]. Depende en general del tipo de radiación que se considere, y dentro de cada tipo, de la zona de energías contemplada. Así, por ejemplo, para neutrones, se suelen establecer solamente los coeficientes relacionados con el equivalente de dosis ambiental y personal,  $H^*(10)/\Phi$  y  $H_p(10)/\Phi$  respectivamente. La razón es que, en general y para este tipo de radiación,  $H'(0,07)$  resulta ser inferior a  $H'(3)$  y éste a su vez inferior a  $H'(10)$ , de modo que si  $H'(10)$  [ $H'(10) = H'(10, 0^\circ) = H^*(10)$ ] estima convenientemente la dosis efectiva,  $E$ , y se mantiene por debajo de su valor límite, no se deben exceder los límites para el cristalino y la piel. Por ello, en la práctica de la protección en el campo de neutrones no resulta de interés la exposición de la piel y del cristalino, siempre que no se exceda el límite para la dosis efectiva.

Para vigilancia individual, ICRU, en su informe 47 (ICRU, 1992a) considera varios maniqués, además de la esfera ICRU, que pueden representar apropiadamente al tronco humano en procedimientos de calibración. De esta manera ICRU extiende explícitamente la definición de la magnitud a medir para incluir  $H_p(d)$  en un maniquí de tejido ICRU. Considera varios materiales y formas (cubo de agua de 30 cm x 30 cm x 15 cm; bloque de 30 cm x 30 cm x 15 cm de PMMA, etc.). Señala ICRU que cualquiera de estos maniqués darían resultados, en los procedimientos de calibración, dentro de la incertidumbre necesitada y que para la realización de calibraciones o para el cálculo del equivalente de dosis personal, se deberían utilizar los valores de  $H_p(10)$  y  $H_p(0,07)$  en un maniquí normalizado que representase al cuerpo humano. Si este maniquí es la esfera ICRU en un campo expandido, las magnitudes aplicables son  $H'(10)$  y  $H'(0,07)$  (para  $H_p(10)$  y  $H_p(0,07)$  respectivamente).

Si el maniquí escogido tuviera una geometría diferente o se hiciera de un material que no fuera un sustituto adecuado del tejido, las magnitudes aplicables serían  $H_p(10)$  y  $H_p(0,07)$  en un maniquí de tejido ICRU teniendo las mismas dimensiones.

En la actualidad se puede decir que el maniquí escogido mayoritariamente para representar el tronco humano, en campos de fotones y neutrones, es el bloque de tejido ICRU de dimensiones 30 cm x 30 cm x 15 cm. De acuerdo con la recomendación de ICRU las magnitudes asignables a los dosímetros personales son  $H_p(10)$  y  $H_p(0,07)$  en ese maniquí y, en consecuencia y en función de estas magnitudes, se establecen normalmente los coeficientes de conversión. La esfera ICRU se reserva generalmente para aquellas situaciones en que tratando de homologar la respuesta direccional de un dosímetro personal,  $H'(d, \alpha)$ , se



estima que para determinados ángulos de incidencia de la radiación, la forma de la esfera refleja mejor que el bloque, el contorno del tronco humano.

En la práctica rutinaria de la calibración de dosímetros personales se utilizan, sin embargo, maniqués fáciles de construir y de manejar y que simulen lo mejor posible la característica de retrodispersión sobre los dosímetros, del tejido ICRU. En el deseo de uniformizar los procedimientos de calibración, ICRU señalaba en su informe 47 *"El maniquí práctico de calibración recomendado para fotones y neutrones es un bloque de 30 cm x 30 cm x 15 cm de polimetil metacrilato (PMMA) ya que su masa es parecida a la de la esfera ICRU; sus características de retrodispersión están aceptablemente próximas a las del tronco humano para fotones y neutrones y su cara frontal de 30 cm x 30 cm es lo suficientemente grande para permitir irradiar simultáneamente varios dosímetros. Para la calibración de dosímetros empleados en extremidades pueden ser más apropiados maniqués más pequeños"*. El organismo normalizador europeo, ISO, señala para haces de fotones los maniqués apropiados para dosímetros anulares y de muñeca, en tanto que para el tronco, y a diferencia de ICRU, considera más apropiado un maniquí de agua de dimensiones 30 cm x 30 cm x 15 cm con paredes de PMMA, de espesor especificado si bien acepta el maniquí ICRU para fotones de energía igual o superior a la del  $^{137}\text{Cs}$  (ISO, 1999).

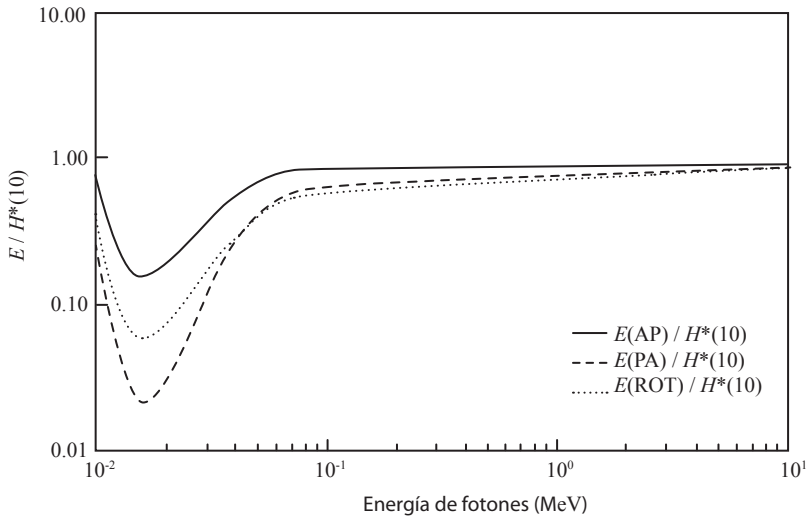
### 3.10. Relación de las magnitudes operacionales con las magnitudes limitadoras

Al definir las magnitudes operacionales, hemos visto que las profundidades recomendadas por ICRU para las radiaciones fuerte y débilmente penetrantes y para las vigilancias de área e individual, son de 10 mm para los órganos situados en profundidad, de 0,07 mm para la piel y de 3 mm para el cristalino. En consecuencia, estas magnitudes operacionales [ $H^*(10)$ ,  $H'(0,07)$ ,  $H'(3)$  para vigilancia de área y  $H_p(10)$ ,  $H_p(0,07)$  y  $H_p(3)$  para vigilancia individual] tienen que estar relacionadas con las magnitudes limitadoras. Todo el mundo está de acuerdo que para los campos de radiación habitualmente encontrados en la práctica, se puede tolerar una sobreestimación razonable de las magnitudes limitadoras pero no se debe aceptar subestimaciones sustanciales. Para poder relacionar los equivalentes de dosis personal con las magnitudes limitadoras se hace necesario disponer de valores de  $H_p(10)$ ,  $H_p(0,07)$  y  $H_p(3)$ , obtenidos mediante cálculo en un maniquí antropomórfico. La realidad es que existen pocos cálculos de estas magnitudes con ese tipo de maniquí. Sin embargo,  $H_p(10)$ ,  $H_p(0,07)$  y  $H_p(3)$  se pueden representar adecuadamente por las magnitudes definidas en la esfera ICRU [ $H'(10)$ ,  $H'(0,07)$  y  $H'(3)$ ] o por las magnitudes definidas en el bloque de tejido ICRU [ $H_p(10)$ ,  $H_p(0,07)$  y  $H_p(3)$  en el bloque] si

se considera a la esfera ICRU o al bloque de tejido ICRU como representantes adecuados del tronco humano.

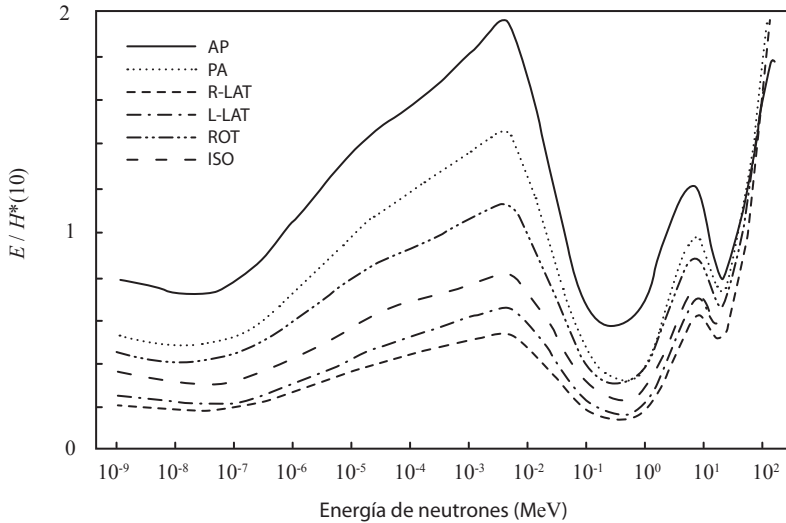
Se acepta generalmente que cuando el límite para la piel se satisface en términos de  $H'(0,07)$ , y  $H^*(10)$  permanece por debajo de su límite, entonces el valor límite para el cristalino en términos de  $H'(3)$  se excede muy raramente. Entonces  $H'(3)$  es de escaso interés pero naturalmente se puede hacer una medida adicional de  $H'(3)$  si existiera alguna duda acerca de qué equivalente de dosis es más restrictiva. Esta pérdida de interés de  $H'(3)$  es especialmente cierto en el caso de fotones y lo es más y se extiende también a  $H'(0,07)$  en el caso de neutrones, como ya se ha comentado en el apartado anterior. Para radiación beta y electrones de hasta aproximadamente 3 MeV el interés se centra en la relación de  $H'(0,07)$  con la dosis equivalente en la piel y para energías mayores el interés se desplazaría a la relación de  $H'(10)$  con la dosis efectiva.  $H_p(0,07)$  y  $H'(0,07)$  son iguales al equivalente de dosis en tejidos en una profundidad de 0,07 mm y, por lo tanto, proporcionarán una buena medida de la dosis equivalente en las células de la capa basal en esa profundidad en la piel expuesta.

Por todo esto, el interés en la práctica de la radioprotección se ha centrado anteriormente en la relación de las magnitudes operacionales [ $H^*(10)$ ;  $H_p(10)$ ] con el equivalente de dosis efectiva,  $H_{E'}$ , y ahora con la dosis efectiva,  $E_p$ , para toda la variedad de condiciones que pueden ocurrir en la práctica. Es usual presentar los datos de esa relación para diferentes geometrías y energías del campo de radiación. En general se consideran cinco geometrías: AP, haz ancho y paralelo desde el frente hacia la espalda (anterior-posterior); PA, haz ancho y paralelo desde la espalda hacia el frente (posterior-anterior); LAT, haz ancho y paralelo desde un lado (lateral); IS, campo isótropo, y ROT, campo rotacional (isotropía cilíndrica sobre un eje vertical). Resulta difícil estimar el tipo o forma de exposición en un lugar de trabajo. Sin embargo, si tenemos en cuenta que el personal profesionalmente expuesto se mueve de manera no sistemática con respecto al lugar donde se sitúa la fuente de radiación, podemos estar de acuerdo con Kraus (Kraus, 1991) al decir que *“los campos de radiación medios y realistas en un determinado período de vigilancia son normalmente una mezcla de irradiaciones frontales, rotacionales e isótropas (irradiaciones laterales o dorsales ocurren solamente en situaciones inusuales con una exposición aguda, por lo que este tipo de exposición se debe reconstruir y no se puede deducir simplemente de la lectura del dosímetro)”*.



**Figura 11.** Razón  $E/H^*(10)$ , para diferentes geometrías en función de la energía (ICRP, 1996).

En la figura 11, se muestra la relación  $E/H^*(10)$  frente a la energía de fotones  $E$ . Se observa que para todo el rango de energía  $H^*(10)$  sobreestima siempre  $E$ , siendo de un 15% para todas las geometrías de irradiación desde 60 keV a 10 MeV. Por debajo de 60 keV la sobreestimación ya es considerable siendo para 25 keV de un factor 3 en la geometría AP y de un orden de magnitud en la geometría ROT y PA. Conviene señalar que esta sobreestimación excesiva, pero lógica por otra parte, no tiene consecuencias prácticas ya que en esta zona las magnitudes de interés en protección radiológica son la dosis equivalente en la piel y en el cristalino. En esta zona habría que comparar  $H'(0,07)$  y  $H'(3)$  con  $H_r(\text{piel})$  y  $H_r(\text{cristalino})$ .



**Figura 12.** Razón  $E/H^*(10)$ , para diferentes geometrías en función de la energía (ICRP, 1996).

En la figura 12, se muestra la relación  $E/H^*(10)$  para todas las energías de neutrones. Como en la figura 11,  $H^*(10)$  sobreestimaré  $E$  siempre que el cociente  $E/H^*(10)$  sea menor que 1.

Para neutrones de energías de hasta 40 MeV el equivalente de dosis ambiental sobreestima  $E$  para todas las geometrías a excepción de las AP y PA. Por encima de 40 MeV,  $H^*(10)$  subestima  $E$  en todas las geometrías.

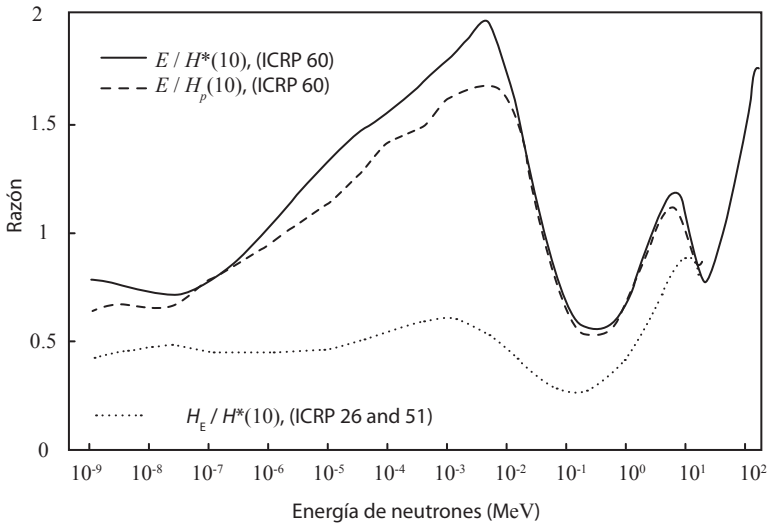
En la geometría AP,  $H^*(10)$  subestima  $E$  en la zona de energías comprendida entre 1 eV y 40 keV y desde 3 MeV a 10 MeV.

En la práctica, sin embargo, la irradiación con neutrones monoenergéticos ocurre muy raramente por lo que resulta necesario considerar irradiaciones de neutrones distribuidas sobre un rango muy ancho de energías. Pues bien, en estas circunstancias el equivalente de dosis ambiental estima conservadoramente la dosis efectiva. Varios autores han mostrado que en instalaciones pertenecientes a plantas de producción de energía y de procesamiento de elementos combustibles, los espectros de neutrones muestran picos en el rango entre 100 keV y 1 MeV, justamente donde  $H^*(10)$  sobreestima  $E$  en todas las geometrías de irradiación. En laboratorios de calibración, donde se usan fuentes de  $^{252}\text{Cf}$  con y sin moderador y fuentes de Am-Be,  $H^*(10)$  proporciona una sobreestimación razonable de  $E$ .

Por el contrario, hay lugares donde están presentes radiaciones de alta energía, como es el caso de las cabinas de aviones y en las cercanías de acele-

radadores de alta energía. En éstos no se puede considerar que  $H^*(10)$  sea una medida conveniente de la dosis efectiva y habría que cambiar probablemente la profundidad de 10 mm.

En general, se puede decir que es recomendable tener un conocimiento adecuado del espectro de neutrones allí donde se vaya a medir.



**Figura 13.** Razón  $E/H^*(10)$  (línea continua) y  $E/H_{p,bl}(10)$  (línea de trazos) en función de la energía.  $E$  se ha calculado para neutrones incidentes en geometría AP sobre un modelo humano de cálculo;  $E$  y  $H^*(10)$  se han calculado de acuerdo con las especificaciones de ICRP 60. Para comparación se muestra también la razón  $H_E/H^*(10)$  (línea inferior de trazos) (ICRP, 1996).

En la figura 13 se muestran las razones  $E/H^*(10)$  y  $E/H_p(10)$ , siendo  $H_p(10)$  en el bloque de tejido ICRU, para una irradiación AP y para todas las energías de neutrones. La figura muestra que la razón  $E/H_p(10)$  es muy similar a la razón  $E/H^*(10)$ .

En la figura se puede observar también la razón  $H_E/H^*(10)$  que refleja la situación anterior y en donde  $H^*(10)$  sobrestima  $H_E$  en todas las energías, a excepción de las superiores a 40 MeV. Al comparar esta razón con la razón  $E/H^*(10)$  se puede observar la fuerte influencia de los factores ponderales de radiación,  $w_R$ .

No es intención de este informe mostrar todas las gráficas que muestran la relación de las magnitudes operacionales con las magnitudes limitadoras, por lo que se remite al lector interesado a los informes de ambas Comisiones (ICRP, 1996) (ICRU, 1998a). Sí se considera conveniente describir a grandes rasgos las

conclusiones que emanan de esas relaciones y para ello nada mejor que transcribir las conclusiones generales de la sección 5 de ambas publicaciones. Dicen como sigue:

- a) Uno de los asuntos de mayor interés de esta Sección ha sido considerar si las magnitudes operacionales recomendadas por ICRU, a la luz de las nuevas recomendaciones de la publicación 60, alcanzaban todavía su objetivo de proporcionar magnitudes medibles que representasen adecuadamente las magnitudes de protección (o limitadoras).
- b) Las magnitudes operacionales definidas y especificadas en 1985 se diseñaron para satisfacer los requerimientos de la publicación 26 de ICRP (ICRP, 1977). Con la excepción de la revisión de la relación funcional  $Q(L)$ , recomendada en la publicación 60, permanecen esencialmente sin cambios. Por lo tanto es de máximo interés comprender su comportamiento en las nuevas condiciones que han emanado de la publicación 60.
- c) El análisis de los datos presentados indican que generalmente, aunque con unas pocas excepciones, las magnitudes operacionales continúan alcanzando sus objetivos.
- d) Existen algunas circunstancias en que la geometría de la irradiación o la energía de la radiación producen discrepancias significativas entre los dos conjuntos de magnitudes (operacionales y limitadoras o de protección). Estos casos se pueden clasificar en tres grupos: electrones y fotones de baja energía (y por lo tanto de bajo poder de penetración); neutrones de energía intermedia y neutrones de alta energía<sup>6</sup>.
- e) Lo cierto es que las radiaciones de bajo poder de penetración pocas veces presentan problemas prácticos ya que se reducen normalmente mediante blindajes modestos. Por otro lado, las exposiciones a neutrones ocurren generalmente con espectros anchos de energía, en cuyo caso, las magnitudes operacionales son generalmente adecuadas. Sin embargo, las radiaciones de alta energía, que están fuera del alcance de este informe, tales como las que se encuentran en las cabinas de los aviones comerciales, necesitan un estudio aparte y posterior.
- f) Por consiguiente, todo parece indicar que las magnitudes operacionales proporcionan una base satisfactoria para la mayoría de las medidas que se realizan en la práctica de la protección radiológica frente a radia-

---

<sup>6</sup> Nota del autor: Para electrones y fotones de baja energía, la discrepancia se produce hacia el lado conservador, a diferencia del caso de los dos grupos de neutrones en donde la magnitud operacional,  $H^*(10)$ , subestima sustancialmente la dosis efectiva,  $E$ . Por otro lado no hay que olvidar que en el caso de fotones de baja energía la magnitud de interés se desplaza desde  $H^*(10)$  a  $H^*(0,07)$ .

ciones externas. En aquellos casos en que no sea así, los datos que se suministran en este informe proporcionan una base para diseñar programas especiales de medida, interpretando debidamente sus resultados y relacionándolos con las magnitudes de protección.

## 4. Otras magnitudes usadas en las escalas de algunos equipos (fuentes externas)

En niveles de protección y a lo largo de las últimas décadas se han venido utilizando medidores de radiación con escalas expresadas en unidades de magnitudes muy diversas. En unos casos, la magnitud tenía antecedentes históricos como la exposición y su unidad especial,  $R$ ; en otros, la magnitud elegida, dosis absorbida en tejido bajo un determinado espesor, trataba de acercarse a la dosis absorbida media en la piel y en órganos más profundos y por último, en otros casos, e intuyendo el paso a magnitudes específicas de la protección, se eligió como magnitud la magnitud básica en radioprotección, el equivalente de dosis con una convención o equivalencia entre la unidad especial de exposición y la unidad de la magnitud equivalente de dosis.

Hoy en día, los fabricantes no tienen ninguna duda acerca de las magnitudes a usar que no son otras que las magnitudes operacionales y de su unidad, que es sievert ( $Sv$ ). Lo mismo deberían tener en cuenta los usuarios al aparecer en el Reglamento sobre protección sanitaria contra radiaciones ionizantes de julio de 2001, las magnitudes operacionales como las únicas magnitudes medibles para campos de radiación externa. En una renovación del equipamiento deberían tener presente la adquisición de equipos expresados en sievert y correspondientes a las magnitudes equivalente de dosis ambiental y direccional. En tanto esto sucede, describiremos como magnitudes específicas en esta área las que aparecen como magnitud de medida en algunos medidores de radiación externa en España y que no corresponden ni a la exposición (magnitud de uso general) ni a las magnitudes operacionales,  $H^*(10)$  y  $H'(0,07)$ , actualmente recomendadas.

### 4.1. Dosis absorbida en aire seco en condiciones de equilibrio electrónico

En condiciones de equilibrio electrónico relativo, la dosis absorbida en aire,  $D_{air}$ , se relaciona con el kerma en aire,  $K_{air}$ , de la forma siguiente:

$$D_{air} = K_{air} b_{air}$$

donde  $b_{air}$  es un parámetro relacionado con el origen medio de los electrones que contribuyen a la dosis absorbida en un punto. Sin embargo, dada su escasa cuantía y a efectos prácticos en esta área, es usual asignar a  $b_{air}$  el valor unidad.

Los equipos medidores de esta magnitud son pues esencialmente medidores de kerma en aire, en el seno de aire. Para un equipo ideal (curva de respuesta plana para  $D_{air}$  para fotones entre 10 keV y 1,25 MeV) el coeficiente de calibración<sup>7</sup>,  $(Sv/Gy)$ , en unidades de  $H^*(10)$  y  $H'(0,07)$  puede diferir de la unidad hasta un 70%, aproximadamente.

## 4.2. Dosis absorbida en tejido blando, bajo un espesor másico, p

En condiciones de equilibrio electrónico relativo, la dosis absorbida en un punto de un material  $m$ ,  $D_m$ , bajo un espesor másico,  $p$ , está relacionado con el kerma en aire, en el seno de aire,  $K_{air}$ , y en ese mismo punto, a través de la expresión:

$$D_m = K_{air} (1 - g_{air}) \left( \frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{air}^m e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_m p} b_m$$

donde  $g_{air}$  es la fracción de la energía perdida por los electrones en forma de radiación de frenado en el aire,  $\left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho}\right)_{air}^m$  es el cociente de los coeficientes de absorción másicos en el material y en el aire, promediados para el espectro de fluencia de energía,  $(\mu/\rho)$  es el coeficiente de atenuación másico del material y  $b_m$  es un factor que relaciona en un mismo punto la dosis absorbida con el kerma de colisión.

Los equipos medidores de esta magnitud, relativamente abundantes en España, bajo los espesores másicos de 7 mg/cm<sup>2</sup> y 300 mg/cm<sup>2</sup>, se calibran usando la expresión anterior y considerando el tejido blando como tejido ICRU. En un equipo perfectamente ajustado en dosis absorbida en tejido ICRU bajo un espesor de 300 mg/cm<sup>2</sup>, expresado en Gy y en la energía del <sup>137</sup>Cs, el coeficiente de calibración,  $(Sv/Gy)$ , en unidades de  $H^*(10)$  difiere de la unidad en un 12%. Para un equipo ideal (curva de respuesta plana para dosis absorbida en tejido bajo 7 mg/cm<sup>2</sup>, en la zona de fotones de baja energía) el coeficiente de calibración,  $(Sv/Gy)$ , en unidades de  $H'(0,07)$  no debería diferir significativamente de la unidad.

<sup>7</sup> Se acepta aquí la terminología de calibración señalada en la guía 31 de ISO de 1992. De acuerdo con ella, un "coeficiente de calibración" se expresa como la razón del mensurando por unidad del valor indicado (tiene dimensiones) cuando un factor de calibración no tiene dimensiones.



### 4.3. Equivalente de dosis

Esta magnitud básica,  $H$ , ha servido para introducir las magnitudes operacionales y durante cierto tiempo fue utilizada como única magnitud ligada directamente a la radioprotección. Mientras no existieron ni una definición, ni una concepción clara del sentido que debía darse a las magnitudes que finalmente tomaron su lugar (magnitudes operacionales), algunos fabricantes optaron por utilizar como unidad de medida en sus instrumentos el sievert, con la convención de que 100  $R$  de la magnitud exposición producen un equivalente de dosis de 1  $Sv$ :

$$H(Sv) \rightarrow X(R)/100R$$

Esta convención nacía de que en unidades antiguas y hoy fuera de uso, un  $R$  de exposición producía en tejido blando una dosis absorbida de aproximadamente 1 rad y un equivalente de dosis de aproximadamente un rem, lo que produjo en la época no pocas confusiones conceptuales de lo que representaba una magnitud y su unidad. El paso a las unidades SI condujo a la citada convención.

Hoy en día, para un instrumento basado en esta convención no representa ninguna dificultad el realizar su calibración en unidades de  $H^*(10)$  o de  $H'(0,07)$ . Es más, se recomienda en los laboratorios de calibración. Para un equipo perfectamente ajustado en unidades de  $H$  y en la energía del  $^{137}\text{Cs}$ , el coeficiente de calibración ( $Sv/div$  o  $Sv$  nominales) en unidades de  $H^*(10)$  diferiría de la unidad en un 5%.

## Referencias

- [1] BCRU (1993). The British Committee on Radiation Units and Measurements, *"Advice following ICRP Publication 60"*, J. Radiol. Prot. 13, 71-73.
- [2] EURATOM (1996). Directiva 96/29/Euratom. *"Normas básicas relativas a la protección sanitaria de los trabajadores y de la población contra los riesgos que resultan de las radiaciones ionizantes"*. Edición en lengua española.
- [3] ICRP (1977). International Commission on Radiological Protection, *Recommendations of the ICRP*, Publication 26, Annals of the ICRP 1, No. 3 (Pergamon Press, New York).
- [4] ICRP (1987). International Commission on Radiological Protection, *Data for use in Protection Against External Radiation*, Publication 51, Annals of the ICRP.
- [5] ICRP (1991). International Commission on Radiological Protection, *1990 Recommendations of the ICRP*, Publication 60, Annals of the ICRP 21 No. 1-3 (Pergamon Press, New York).
- [6] ICRP (1996). International Commission on Radiological Protection, *"Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation"*, Publication 74, Annals of the ICRP (Pergamon Press, New York).
- [7] ICRP (2007). Comisión Internacional de Protección Radiológica. *"Las recomendaciones 2007 de la Comisión Internacional de Protección Radiológica"*. Traducción oficial al español de la Publicación 103 de ICRP, SEPR-APCNEAN. Octubre 2008.
- [8] ICRU (1962). International Commission on Radiation Units and Measurements, *"Quantities and Units"*, ICRU Report 10a, published as National Bureau of Standards Handbook 84 (U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.).
- [9] ICRU (1973). International Commission on Radiation Units and Measurements, *"Dose Equivalent"*, Supplement to ICRU Report 19. (International Commission on Radiation Units and Measurement, Bethesda, Maryland).
- [10] ICRU (1980). International Commission on Radiation Units and Measurements. *"Radiation Quantities and Units"*, ICRU Report 33 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).

- [11] ICRU (1985). International Commission on Radiation Units and Measurements. *"Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources"*, ICRU Report 39 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
- [12] ICRU (1986). International Commission on Radiation Units and Measurements. *"The Quality Factor in Radiation Protection"*, ICRU Report 40 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
- [13] ICRU (1988). International Commission on Radiation Units and Measurements. *"Determination of Dose Equivalents from External Radiation Sources-Part 2"*, ICRU Report 43 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
- [14] ICRU (1992a). International Commission on Radiation Units and Measurements. *"Measurements of Dose Equivalents from External Photon and Electron Radiations"*, ICRU Report 47 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
- [15] ICRU (1992b). International Commission on Radiation Units and Measurements. *"Phantom and Computational Models in Therapy, Diagnosis and Protection"*, ICRU Report 48 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
- [16] ICRU (1993). International Commission on Radiation Units and Measurements. *"Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry"*, ICRU Report 51 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
- [17] ICRU (1998a). International Commission on Radiation Units and Measurements, *"Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation"*, ICRU Report 57. (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
- [18] ISO (1999). ISO 4037-3. *"X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and doserate meters and for determining their response as a function of photon energy"*, Part 3: Calibration of area and personal dosimeters and the measurement of their response as a function of energy and angle of incidence (International Organization for Standardization).
- [19] KELLERER A.M. (1985). *"The new operational quantities for radiation protection"*, Rad. Prot. Dosim. 12, 79-81.
- [20] KELLERER, A.M. (1990). *"Rigour within uncertainty"*, ICRU NEWS 90-2, 3-6.

- [21] KRAUS W. (1991). *"Practical application of the new ICRP recommendation to external dosimetry"*. International Conference on implications of the new ICRP recommendations on radiation protection practices and interventions Proceedings of the IV National Congress of the Spanish Radiation Protection Society, vol. 1, 415. Salamanca 1991.
- [22] OIEA (1997). *"Normas básicas internacionales de seguridad"*. Informe de Seguridad nº 115. Organismo Internacional de Energía Atómica. Viena.
- [23] SELBACH H.J., GROSSWENDT B., HOHLFELD K., KRAMER H.M. (1985). *"Experimental and computational determination of the dose equivalent distribution in the ICRU sphere"*. Radiat. Prot. Dosim. 12, 2, 129.
- [24] SEPR (1995). *"Recomendaciones de la Comisión Internacional de Protección radiológica 1990"*. Traducción al español de la publicación ICRP nº 60. Editada por la Sociedad Española de Protección Radiológica con la autorización de la International Commission on Radiological Protection (ICRP).
- [25] UNE (1999). *"Magnitudes en protección radiológica para radiaciones electromagnéticas"*. Norma española UNE 73303.
- [26] WAGNER S.R. (1984). *"Definition and realisation of the operational quantities used or proposed for radiation protection measurements"*. Rad. Prot. Dosim. 9, 153-160.
- [27] WAGNER S.R. (1985). *"Can the new ICRU operational quantities for individual monitoring be measured?"*, Rad. Prot. Dosim. 12, 89-94.



**Tema 6:**  
Conceptos básicos  
de la medida

**Ana María González Leitón**



# Conceptos básicos de la medida

*Ana María González Leitón  
Laboratorio de Metrología de Radiaciones Ionizantes  
CIEMAT  
ana.leiton@ciemat.es*

## 1. Proceso de medida

### 1.1. Conceptos de mensurando, medición, resultado de una medida e incertidumbre de medida

Se puede hacer una descripción abstracta del proceso de medida diciendo que se dispone de un sistema que reacciona a la magnitud que se trata de medir (mensurando) y su reacción es representable numéricamente (resultado).

Para que el valor numérico, o lectura, sirva de algo hay que asegurarse de que otros sistemas análogos, y otros observadores enfrentados al mismo mensurando, obtienen números razonablemente parecidos.

Es excepcional que dos resultados de medida de un mismo mensurando coincidan exactamente, es decir, dos resultados de una medida pueden no ser exactamente iguales y, pese a ello, podemos admitir que describen un mensurando único. Esto se puede expresar diciendo que se trata de resultados equivalentes y ocurre así porque dos instrumentos de medida nunca pueden ser exactamente iguales y porque ningún instrumento de medida es tan perfecto que reaccione exclusivamente a la magnitud que se quiere medir.

Se llaman magnitudes de influencia a todas aquellas que tienen consecuencias sobre la lectura del instrumento, bien porque alteren el valor del mensurando en sí o porque modifiquen la respuesta del instrumento de medida. Las posibilidades de variación de estas magnitudes son infinitas, la forma de reaccionar ante ellas de cada instrumento casi otro tanto. En cierto modo es su



presencia lo que provoca la necesidad de corregir el resultado para eliminar el efecto que producen.

Las correcciones que se introducen en las lecturas son siempre resultado de algunas o muchas hipótesis simplificadoras. En último término, cuando se da un resultado "bueno" para un mensurando, se ha aplicado una determinada corrección a la lectura del instrumento, elegida entre un gran número de posibilidades, es decir, se ha elegido un resultado único entre un número prácticamente ilimitado de resultados posibles. Ahora bien, si la medida tiene algún sentido, todos los resultados posibles, es decir, compatibles con lo que se sabe de la medición, deben estar comprendidos en un intervalo razonablemente estrecho.

Como fácilmente puede deducirse de lo expuesto anteriormente, es imposible conocer el valor exacto del mensurando, por lo que en cualquier proceso de medida, lo que se hace es determinar un intervalo, dentro del cual se encontrará, con mayor o menor probabilidad, el verdadero valor del objeto a medir. La semiapertura de este intervalo es lo que se denomina incertidumbre de medida.

Por tanto, todo resultado de medida debe expresarse con su correspondiente incertidumbre, que es un parámetro que caracteriza la dispersión de los valores que razonablemente podrían ser atribuidos al mensurando. Cuanto menor sea el valor de esta incertidumbre mayor será la calidad de la medida.

El objetivo de cualquier medición es determinar el valor del mensurando, es decir, el valor de la magnitud particular bajo medición. Una medición (conjunto de operaciones que tienen por finalidad determinar el valor de una magnitud) comienza pues por una definición apropiada del mensurando, del método de medida (sucesión lógica de operaciones, descritas de forma genérica, utilizadas en la ejecución de las mediciones) y del procedimiento de medida (conjunto de operaciones, descritas de forma específica, utilizadas en la ejecución de mediciones particulares, según el método dado).

El resultado de una medición es solamente una aproximación o estimación del valor del mensurando, y únicamente está completo cuando se halla acompañado de la incertidumbre asociada a la estimación.

## 2. Definiciones

### 2.1. Valor de una magnitud. Exactitud. Precisión. Repetibilidad. Reproducibilidad

#### Valor de una magnitud

Expresión cuantitativa de una magnitud particular, generalmente en forma de una unidad de medida multiplicada por un número.

#### Valor verdadero de una magnitud

Valor que se obtendría por una medición perfecta. Todo valor verdadero es por naturaleza indeterminado.

#### Valor convencionalmente verdadero de una magnitud

Valor atribuido a una magnitud particular y aceptado, a veces por convenio, con una incertidumbre apropiada para su uso.

Es importante antes de comenzar una medida, definir de forma apropiada el mensurando, el método de medida y el procedimiento de medida, puesto que son los principales factores de influencia que afectarán posteriormente al resultado de la medida.

#### Exactitud de medida

Es el grado de coincidencia existente entre el resultado de una medición y un valor verdadero del mensurando aceptado como referencia. El concepto de exactitud es cualitativo.

#### Veracidad (justeza)

Es el grado de coincidencia existente entre el valor obtenido de una serie de resultados y un valor verdadero del mensurando aceptado como referencia. Es un concepto cualitativo.

#### Precisión (fidelidad)

Es el grado de coincidencia existente entre los resultados independientes de una medición obtenidos en condiciones estipuladas. Es un concepto cualitativo. El concepto "precisión" no debe utilizarse por "exactitud".

## Repetibilidad

Es el grado de coincidencia existente entre los resultados de sucesivas mediciones del mismo mensurando, permaneciendo inalterables las condiciones de medida durante todo el proceso. La repetibilidad puede expresarse cuantitativamente por medio de las características de dispersión de los resultados. Por ejemplo, mediante la desviación típica experimental de esas medidas.

## Reproducibilidad

Es el grado de coincidencia existente entre los resultados de sucesivas mediciones del mismo mensurando, habiéndose producido, durante el proceso, la variación de algunas de las condiciones de medida, que pueden ser: equipo de medida, operador, patrón de referencia, intervalo entre mediciones, lugar de las medidas, procedimiento de medida, etc. La reproducibilidad puede expresarse cuantitativamente por medio de las características de dispersión de los resultados. Por ejemplo, mediante la desviación típica experimental de esas mediciones.

## 2.2. Magnitudes de influencia

Se puede decir que las magnitudes de influencia son aquellas magnitudes que no constituyendo el objeto directo de la medida, están presentes durante su realización y afectan de forma determinante al resultado final.

## 2.3. Concepto de error

Se puede definir el error como: "La diferencia entre el valor obtenido en una medición y el valor verdadero del mensurando". En la realización de una medida real intervienen instrumentos y métodos de medida, operadores, condiciones ambientales, etc., que hacen que la medida no sea perfecta, traduciéndose en la aparición de errores.

## 2.4. Correcciones

Lo que realmente se hace en una medida es identificar las causas de error, estimar de la mejor manera posible el valor de esos errores y corregir los resultados brutos de las medidas.

Para poder realizar dichas correcciones es imprescindible conocer los instrumentos de medida, los métodos utilizados y las circunstancias en las que se realizan las medidas, mediante la calibración de equipos, estudio de las características técnicas, medida de magnitudes auxiliares, conocimiento de los coeficientes de variación, etc.

## 2.5. Valor bruto y corregido del resultado de una medida

Se define el resultado de una medida como el valor atribuido al mensurando, obtenido en dicha medida, y es necesario indicar claramente si se refiere a uno de los casos siguientes:

- Indicación: valor de la magnitud proporcionada por un instrumento de medida.
- Resultado sin corregir: Resultado de una medida antes de la corrección (Valor bruto).
- Resultado corregido: Resultado de una medida después de la corrección (Valor corregido).

El resultado corregido, correspondiente a la medida de una magnitud, no es más que uno de los posibles valores asignables a esa magnitud, ya que ninguna corrección puede eliminar completamente el error, puesto que no se puede conocer exactamente.

## 2.6. Calibración

Se define como “Calibración” al conjunto de operaciones mediante las que se puede establecer, en condiciones específicas, la relación entre los valores de una magnitud indicados por un instrumento o sistema de medida, o los valores representados por una medida material o por un material de referencia y los correspondientes valores conocidos de esa magnitud realizados por patrones.

Un equipo o instrumento de medida calibrado asume la propiedad de ser trazable a una referencia nacional e internacional y con un grado de incertidumbre que le permite posteriormente al usuario determinar la incertidumbre de las medidas que con él realice. Por el contrario, si no está calibrado, ambas características son ajenas al equipo y huelga cualquier intento de comparación, confirmación o constatación con las medidas realizadas con otros equipos o instrumentos calibrados. El equipo resta pues con una potencialidad latente pero completamente ineficaz o inútil para su uso.

Es importante que en cualquier actividad científica o industrial exista plena conciencia de la necesidad de la calibración de los equipos, instrumentos y sistemas de medida. Y no solamente de una calibración inicial, sino de la necesidad de realizar calibraciones periódicas de acuerdo con los “Sistemas de Calidad” establecidos en los diferentes centros e instituciones. En efecto, conviene señalar que una calibración de un equipo, instrumento o sistema de medida en un momento determinado, se puede asimilar a una “foto”, por lo que el usuario se ve obligado, en el periodo entre calibraciones, a mantenerlo adecuadamente y a verificar, esencialmente, su estabilidad de respuesta. Huelga decir

que la necesidad de la recalibración descansa en la variación de sensibilidad de cualquier equipo con el uso, envejecimiento de sus componentes, etc., y también en la posibilidad de cambios en las referencias nacionales o internacionales de la magnitud física de interés, a lo largo del tiempo. En el ámbito hospitalario español y a través del personal especializado, físicos por lo general, existe esa conciencia de calibración de sus equipos, refrendada por la obligatoriedad de disponer de instrumentación calibrada que exigen los Reales Decretos 1841/1997, 1566/1998 y 1973/1999, por los que se establecen los criterios de calidad en medicina nuclear, radioterapia y radiodiagnóstico respectivamente. En resumen, a esta obligatoriedad se suma una predisposición plena de todos los Centros implicados en esos Reales Decretos.

## 2.7. Trazabilidad

Se denomina trazabilidad a la propiedad del resultado de una medición o de un patrón tal que pueda relacionarse con referencias determinadas, generalmente a patrones nacionales e internacionales, por medio de una cadena ininterrumpida de comparaciones teniendo todas ellas las incertidumbres determinadas.

La trazabilidad se manifiesta en que a cualquier resultado obtenido por una parte idónea del sistema, se le atribuye una incertidumbre y ésta, a su vez, representa una estimación objetiva y justificable del grado de discrepancia que puede admitirse o esperarse que haya entre dicho resultado y el resultado convencionalmente verdadero.

Es el principal requisito de un Laboratorio de calibración, tener sus patrones trazables a referencias nacionales o internacionales.

## 2.8. Concepto de incertidumbre

Se define, como es sabido, como un parámetro asociado al resultado de una medida, que caracteriza la dispersión de los valores que pueden atribuirse razonablemente al mensurando.

Las correcciones que se aplican a los resultados, los mejoran notablemente, pero dejan un residuo de incertidumbre que, bien entendida, debe consistir en una cota superior del error residual.

La definición de incertidumbre es un reconocimiento de que no es posible disponer de la corrección exacta o verdadera para poder aplicarla al resultado bruto de una medida. La cadena de correcciones se detiene cuando la información falta o se considera poco fiable, aunque la detención también puede

efectuarse voluntariamente, una vez realizada las correcciones que se estiman de mayor cuantía.

La incertidumbre de una medida comprende, en general, varios componentes. Algunos pueden ser evaluados a partir de la distribución estadística de los resultados de series de mediciones y pueden caracterizarse por sus desviaciones típicas experimentales. Los otros componentes, que también pueden ser caracterizados por desviaciones típicas, se evalúan asumiendo distribuciones de probabilidad, basadas en la experiencia adquirida o en otras informaciones. La ley de propagación de incertidumbres conduce a la incertidumbre combinada,  $u_c(y)$ , donde  $y$  es el valor estimado del mensurando  $Y$ .

Aunque  $u_c(y)$  se podría usar universalmente para expresar la incertidumbre de un resultado de una medida, en algunas aplicaciones comerciales, industriales o de carácter regulador, resulta necesario dar una incertidumbre que proporcione un intervalo alrededor del resultado de la medida, dentro del cual los valores que podrían atribuirse razonablemente al mensurando,  $Y$ , es de esperar que se encuentren con un alto nivel de confianza. Esto conduce a la incertidumbre expandida,  $U$ . Se obtiene multiplicando la incertidumbre combinada,  $u_c(y)$ , por un factor de cobertura,  $k$ :

$$U = k u_c(y)$$

con lo que el resultado de una medida viene expresado de manera conveniente mediante:

$$Y = y \pm U$$

El factor de cobertura,  $k$ , alcanza, en general, valores de 1 a 3. Es imprescindible señalar el valor de  $k$  empleado, de modo que el mejor valor atribuible al mensurando,  $Y$ , se debe expresar como:

$$y \pm U (k = 1, 2 \text{ ó } 3)$$

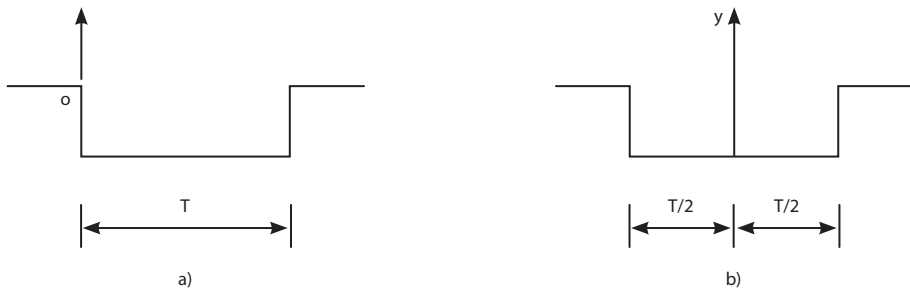
### 3. Bondad del resultado de una medida en un proceso de control de calidad

El desarrollo de un programa de aseguramiento o de garantía de la calidad de cualquier proceso conduce, en lo que respecta al equipamiento, a la realización de pruebas de aceptación, de fijación del estado de referencia inicial y de las denominadas periódicas o específicas de un programa de control de calidad. Todas estas pruebas ofrecen y presentan situaciones al radiofísico en las que debe decidir si un resultado procedente de la realización de una prueba se considera aceptable o no.

### 3.1. Tolerancia y tolerancia efectiva

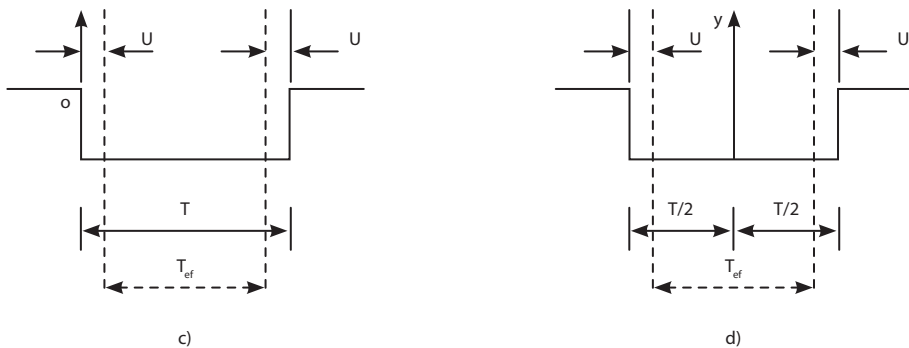
La tolerancia se define como el intervalo de una magnitud, establecido mediante criterios objetivos, dentro del cual debe encontrarse el verdadero valor de la magnitud en cuestión. La tolerancia se puede expresar por los extremos superior e inferior del intervalo de variación, por la amplitud de dicho intervalo (diferencia entre los extremos) o, cuando este intervalo es simétrico alrededor del valor especificado, por la mención de la semiamplitud a continuación de dicho valor (como "más o menos").

Este intervalo es previo e independiente de la realización de cualquier control, es decir, no depende del resultado de las medidas que se efectúen, en cambio, la incertidumbre es una propiedad asignable a las medidas realizadas.



Obsérvese que, de acuerdo con la definición de tolerancia, en ambos casos se denomina como tolerancia el intervalo de variación,  $T$ , aunque en ocasiones, como el caso b, se pueda expresar a partir de la semiamplitud.

La presencia inevitable de la incertidumbre en el resultado de cualquier medida reduce el margen de tolerancia, definiendo la tolerancia efectiva como la diferencia entre los intervalos totales de tolerancia y de incertidumbre.



Para ambos casos, y para una incertidumbre expandida,  $U$ , del valor que se examina, la tolerancia efectiva es el valor del intervalo de tolerancia disminuido en el doble de la incertidumbre  $U$ .

$$T_{ef} = T - 2U$$

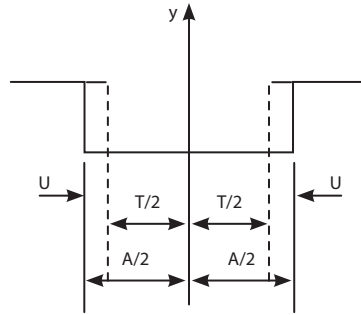
Dado que la tolerancia se establece previamente a cualquier actuación (como ocurre en un programa de control de calidad), la situación óptima para determinar si un resultado o un conjunto de ellos se consideran aceptables o inaceptables, sucede cuando la incertidumbre es despreciable en comparación con la tolerancia. En ese caso la tolerancia efectiva es muy próxima a la tolerancia o, en otras palabras, la probabilidad de encontrarse con situaciones de duda es pequeña. De ahí la existencia de una recomendación práctica muy generalizada en otras áreas de aplicación, de que  $U$  debería ser igual o menor de 1/10 del intervalo de tolerancia,  $T$ .

### 3.2. Nivel de acción

Existen situaciones en las que las incertidumbres de medida pueden ser comparables con el intervalo de tolerancia. Para el equipamiento de radioterapia las causas pueden ser varias: falta de disponibilidad en el mercado de la instrumentación adecuada, empleo de métodos o procedimientos de medida más simples, uso de otro tipo de instrumentación más conveniente para la frecuencia de realización de algunas pruebas, etc. Para aliviar esas situaciones hay que "expandir" la tolerancia de alguna forma. Ahora bien, se debe siempre tener presente que cualquier intento de "expandir" la tolerancia debe ir acompañada de una acotación suficiente de la incertidumbre de medida asociada al instrumento y al método a emplear. De otro modo la situación sería inmanejable, porque las medidas de control darían siempre respuestas ambiguas, en el sentido de que podrían interpretarse lo mismo como aceptables que como inaceptables. Adicionalmente el uso de una tolerancia "expandida" quedaría justificada, en el sentido de aliviar esas situaciones, siempre y cuando el empleo de ese concepto produjera una modificación despreciable del tratamiento.

En la literatura, cuando se expande la tolerancia se acostumbra a cambiarla de nombre, para evitar equívocos, y normalmente el nuevo intervalo, expandido a partir de la tolerancia, se llama "nivel de acción". Se define como el límite superior de la variación de un valor o nivel de referencia de una característica funcional, de operación o dosimétrica de un equipo, sistema o unidad generadora de radiación, que una vez sobrepasado permite asegurar razonablemente que se está en presencia de una anomalía y, en consecuencia, en la situación de tomar una decisión. Es un intervalo convencionalmente ampliado de la tolerancia que tiene en cuenta las incertidumbres habituales del campo o área de actuaciones.





La amplitud del intervalo del nivel de acción vendrá dado por  $A = T + 2U$ , o en términos de semiamplitudes, por  $A/2 = T/2 + U$ . Cualquier valor comprendido entre  $\pm (T/2 + U)$  está dentro del nivel de acción y deben entenderse como resultados que no requieren acción en el sentido de tomar una decisión. Esto no quiere decir, naturalmente, que si en una prueba se sobrepasase de manera sistemática el nivel de tolerancia, sin llegar al de acción, no se aplicara el sentido común. En otras palabras, usar el mejor método e instrumentación, analizar y comparar los resultados y obrar en consecuencia.

## Bibliografía

- [1] ANDREO P. y cols. (CDR) (1997). *“Tolerancia, tolerancia efectiva y niveles de acción en un programa de garantía de calidad del equipamiento usado en radioterapia”*. Comité de Dosimetría en Radioterapia de la SEFM. XI Congreso Nacional de Física Médica (Valencia).
- [2] BROSED A. *“Incertidumbre, tolerancia y nivel de acción”*. Curso de Metrología y calibración en radiaciones ionizantes y en el área de la radiofísica hospitalaria. C05-SEFM/04 (Tema 6).
- [3] *Vocabulario internacional de términos fundamentales y generales de metrología*. CEM (segunda edición, 2000).

## Anexo 1

### 1. Consejos prácticos para la utilización correcta del Sistema Internacional en los escritos de carácter científico-técnico

- 1.1. Los valores de las magnitudes deben expresarse únicamente en unidades del SI y en aquellas otras cuyo uso conjunto con el SI esté aceptado.
- 1.2. Los símbolos de las unidades SI, excepto el W, se expresan con caracteres romanos y con letra minúscula. Sin embargo, si dichos símbolos corresponden a unidades derivadas de nombres propios, su letra inicial es mayúscula.
- 1.3. No se pone punto a continuación del símbolo, ni se añade s al plural.
- 1.4. El símbolo de la unidad sigue al símbolo del prefijo sin espacio.
- 1.5. Para multiplicar dos símbolos, se pone un punto a media altura o se deja un espacio en blanco.
- 1.6. Para dividir dos símbolos se utiliza una barra oblicua, una barra horizontal o potencias negativas.
- 1.7. Los nombres de las unidades que derivan de un científico se deben poner con el nombre originario de éste, y con letras minúsculas.
- 1.8. Los nombres de las unidades toman una s en el plural, salvo que terminen en s, x o z.
- 1.9. En los números, la coma se utiliza sólo para separar la parte entera de la decimal. Para facilitar la lectura, se recomienda dividir los números en grupos de tres cifras: estos grupos no se separan jamás por puntos ni

por comas. La separación en grupos no se utiliza para los números de cuatro cifras que designan un año.

1.10. Los múltiplos y submúltiplos decimales de las unidades del SI se forman con prefijos que anteceden sin espacio al símbolo de la unidad.

1.11. Deben evitarse expresiones incorrectas: 35 x 45 cm, ppm.

1.12. Deben evitarse abreviaturas incorrectas: seg, cc.

## 2. Unidades del Sistema Internacional

### 2.1. Unidades básicas

Magnitud	Nombre	Símbolo
longitud	metro	<i>m</i>
masa	kilogramo	<i>kg</i>
tiempo	segundo	<i>s</i>
corriente eléctrica	ampère	<i>A</i>
temperatura termodinámica	kelvin	<i>K</i>
intensidad luminosa	candela	<i>cd</i>
cantidad de sustancia	mol	<i>mol</i>

### 2.2. Unidades derivadas

#### 2.2.1. Unidades derivadas sin dimensión

Magnitud	Nombre	Símbolo
ángulo plano	radián	<i>rad</i>
ángulo sólido	estereorradián	<i>sr</i>

#### 2.2.2. Unidades derivadas

Magnitud	Nombre	Símbolo
superficie	metro cuadrado	<i>m<sup>2</sup></i>
volumen	metro cúbico	<i>m<sup>3</sup></i>
velocidad	metro por segundo	<i>m/s</i>
aceleración	metro por segundo cuadrado	<i>m/s<sup>2</sup></i>
número de ondas	metro a la potencia menos uno	<i>m<sup>-1</sup></i>
masa en volumen	kilogramo por metro cúbico	<i>kg/m<sup>3</sup></i>
caudal de volumen	metro cúbico por segundo	<i>m<sup>3</sup>/s</i>
caudal másico	kilogramo por segundo	<i>kg/s</i>
velocidad angular	radián por segundo	<i>rad/s</i>
aceleración angular	radián por segundo cuadrado	<i>rad/s<sup>2</sup></i>

### 2.2.3. Unidades derivadas con nombres y símbolos especiales

Magnitud	Nombre	Símbolo
frecuencia	hertz	<i>Hz</i>
fuerza	newton	<i>N</i>
presión, tensión	pascal	<i>Pa</i>
energía, trabajo, cantidad de calor	joule	<i>J</i>
potencia, flujo radiante	watt	<i>W</i>
carga eléctrica	coulomb	<i>C</i>
tensión eléctrica	volt	<i>V</i>
resistencia eléctrica	ohm	$\Omega$
conductancia eléctrica	siemens	<i>S</i>
capacidad eléctrica	farad	<i>F</i>
flujo magnético	weber	<i>Wb</i>
inducción magnética	tesla	<i>T</i>
inductancia	henry	<i>H</i>
flujo luminoso	lumen	<i>lm</i>
iluminancia	lux	<i>lx</i>
actividad	becquerel	<i>Bq</i>
dosis absorbida, kerma	gray	<i>Gy</i>
equivalente de dosis	sievert	<i>Sv</i>

### 2.2.4. Otras unidades

minuto	min	$1 \text{ min} = 60 \text{ s}$
hora	h	$1 \text{ h} = 60 \text{ min} = 3.600 \text{ s}$
día	d	$1 \text{ d} = 24 \text{ h} = 86.400 \text{ s}$
grado	°	$1^\circ = (\pi / 180) \text{ rad}$
minuto	'	$1' = (1 / 60)^\circ$
segundo	"	$1'' = (1 / 60)'$
litro	L o l	$1 \text{ L} = 1 \text{ dm}^3 = 10^{-3} \text{ m}^3$
tonelada	t	$1 \text{ t} = 10^3 \text{ kg}$

### 2.3. Prefijos SI

$10^{24}$	yotta	<i>Y</i>	$10^{-1}$	deci	<i>d</i>
$10^{21}$	zetta	<i>Z</i>	$10^{-2}$	centi	<i>c</i>
$10^{18}$	exa	<i>E</i>	$10^{-3}$	mili	<i>m</i>
$10^{15}$	peta	<i>P</i>	$10^{-6}$	micro	$\mu$
$10^{12}$	tera	<i>T</i>	$10^{-9}$	nano	<i>n</i>
$10^9$	giga	<i>G</i>	$10^{-12}$	pico	<i>p</i>
$10^6$	mega	<i>M</i>	$10^{-15}$	femto	<i>f</i>
$10^3$	kilo	<i>k</i>	$10^{-18}$	atto	<i>a</i>
$10^2$	hecto	<i>h</i>	$10^{-21}$	zepto	<i>z</i>
$10^1$	deca	<i>da</i>	$10^{-24}$	yocto	<i>y</i>

**Tema 7A:**  
Expresión de la  
incertidumbre de medida  
en las calibraciones

**CEA-ENAC-LC/02**



# Expresión de la incertidumbre de medida en las calibraciones

CEA-ENAC-LC/02

## Preámbulo

El presente documento es traducción del documento EAL-R2 "Expression of the Uncertainty of Measurement in Calibration" Edition 1 April 1997. Este documento ha sido desarrollado por el grupo especial de EAL para la revisión del documento WECC 19-1990 en nombre del Comité 2 de EAL (Actividades de Calibración y Ensayo). Contiene una revisión completa del documento WECC 19-1990 al que sustituye.

El propósito de este documento es armonizar la evaluación de la incertidumbre de medida en EAL, para establecer los requisitos específicos sobre la expresión de la incertidumbre de medida en los certificados de calibración emitidos por los laboratorios acreditados y ayudar a los organismos de acreditación a aplicar un enfoque coherente en la evaluación de la capacidad óptima de medida de los laboratorios acreditados por ellos. Las normas que se establecen en este documento están en concordancia con las recomendaciones del documento *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*, publicado por siete organizaciones internacionales de normalización y metrología y, en consecuencia, la aplicación del documento EAL-R2 fomentará también la aceptación general de los resultados de las mediciones europeas.

## 1. Introducción

1.1. Este documento establece los principios y los requisitos para la evaluación de la incertidumbre de medida en calibraciones y para la expresión de dicha incertidumbre en los certificados de calibración. El enfoque que adopta el presente documento es de carácter general, a fin de abarcar todas las áreas de calibración. El método descrito puede complementarse con recomendaciones más concretas para cada área, de manera que la información sea más fácil de aplicar. Al desarrollar estas directrices complementarias,



deberán observarse los principios generales aquí expuestos, para asegurar una armonía suficiente entre las diferentes áreas.

1.2. El tratamiento que se propone en este documento se corresponde con el del documento *Guide for the Expression of Uncertainty in Measurement* publicado por primera vez en 1993 en nombre de BIPM, IEC, IFFC, ISO, IUPAC, IUPAP y OIML [ref. 1]. Pero mientras que [ref. 1] establece normas generales para la evaluación y la expresión de la incertidumbre de medida que pueden aplicarse en la mayoría de los campos de mediciones físicas, este documento se centra en el método más adecuado para las mediciones realizadas por laboratorios de calibración y describe una forma armonizada y clara de evaluar y expresar la incertidumbre de medida. Se abordan los siguientes temas:

- definiciones básicas;
- métodos para evaluar la incertidumbre de medida de las magnitudes de entrada;
- relación entre la incertidumbre de medida de la magnitud de salida y la incertidumbre de medida de las magnitudes de entrada;
- incertidumbre expandida de medida de la magnitud de salida;
- expresión de la incertidumbre de medida;
- procedimiento, paso a paso, para calcular la incertidumbre de medida.

En posteriores documentos suplementarios se desarrollarán ejemplos resueltos de la aplicación del método aquí descrito para problemas de medición específicos en diferentes campos. La evaluación de la incertidumbre de medida se aborda también en otros documentos de EAL que ofrecen directrices sobre los métodos de calibración, algunos de los cuales contienen ejemplos específicos ya resueltos.

1.3. En EAL, la *capacidad óptima de medida* (referida siempre a una magnitud concreta, o al mensurando) se define como la incertidumbre de medida más pequeña que un laboratorio puede conseguir, dentro del alcance de su acreditación, cuando realiza calibraciones más o menos rutinarias de patrones de medida casi ideales, utilizados para definir, realizar, conservar o reproducir una unidad de esa magnitud o uno o más de sus valores, o cuando realiza calibraciones rutinarias de instrumentos de medida casi ideales utilizados para medir una magnitud. La evaluación de la capacidad óptima de medida de los laboratorios de calibración acreditados tiene que basarse en el método que se describe en este documento, pero normalmente tendrá que ser respaldada o confirmada por evidencias experimentales. Para ayudar a los organismos de acreditación a evaluar la capacidad óptima de medida de los laboratorios, el Anexo A contiene más explicaciones sobre el particular.

## 2. Ideas generales y definiciones

- 1.4. La expresión del resultado de una medición está completa sólo cuando contiene tanto el valor atribuido al mensurando como la incertidumbre de medida asociada a dicho valor. En el presente documento, todas las magnitudes que no se conocen exactamente se tratan como *variables aleatorias*, incluso las magnitudes de influencia que pueden afectar al valor medido.
- 1.5. La *incertidumbre de medida* es un parámetro, asociado al resultado de una medición, que caracteriza la dispersión de los valores que pueden atribuirse razonablemente al mensurando [ref. 2]. En el presente documento, se utilizará el término abreviado *incertidumbre* en lugar de *incertidumbre de medida* siempre que no exista el riesgo de equívocos. El Anexo C contiene una lista de las fuentes típicas de incertidumbre en una medición.
- 1.6. Los *mensurandos* son las magnitudes particulares objeto de una medición. En calibración, es frecuente que sólo se disponga de un mensurando o *magnitud de salida*  $Y$ , que depende de una serie de *magnitudes de entrada*  $X_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ), de acuerdo con la relación funcional

$$Y = f(X_1, X_2, \dots, X_n) \quad (2.1)$$

La función modelo  $f$  representa el procedimiento de medición y el método de evaluación. Describe cómo se obtienen los valores de la magnitud de salida  $Y$  a partir de los valores de las magnitudes de entrada. En la mayoría de los casos, la función modelo corresponde a una sola expresión analítica, pero en otros casos se necesitan varias expresiones de este tipo que incluyan correcciones y factores de corrección de los efectos sistemáticos, en cuyo caso existe una relación más complicada que no se expresa explícitamente como una función. Es más,  $f$  puede determinarse experimentalmente, existir sólo como un algoritmo de cálculo que deba ser numéricamente evaluado, o ser una combinación de todo ello.

- 1.7. El conjunto de magnitudes de entrada  $X_i$  puede agruparse en dos categorías, según la forma en que se haya calculado el valor de la magnitud y la incertidumbre asociada al mismo:
  - magnitudes cuyo valor estimado y cuya incertidumbre asociada se determinan directamente en la medición. Estos valores pueden obtenerse, por ejemplo, a partir de una única observación, observaciones reiteradas o juicios basados en la experiencia. Pueden exigir la determinación de correcciones de las lecturas del instrumento y de las

magnitudes de influencia, como la temperatura ambiental, la presión barométrica o la humedad relativa;

- magnitudes cuyo valor estimado e incertidumbre asociada se incorporan a la medición desde fuentes externas, tales como magnitudes asociadas a patrones de medida calibrados, materiales de referencia certificados o datos de referencia obtenidos de manuales.

- 1.8. Una estimación del mensurando  $Y$ , *la estimación de salida* expresada por  $y$ , se obtiene de la ecuación (2.1) utilizando las *estimaciones de entrada*  $x_i$  como valores de las magnitudes de entrada  $X_i$

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (2.2)$$

Se supone que los valores de entrada son estimaciones óptimas en las que se han corregido todos los efectos significativos para el modelo. De lo contrario, se habrán introducido las correcciones necesarias como magnitudes de entrada diferentes.

- 1.9. En el caso de las variables aleatorias, la *varianza* de su distribución o la raíz cuadrada positiva de la varianza, llamada *desviación típica*, se utiliza como medida de la dispersión de los valores. La *incertidumbre típica de medida* asociada a la estimación de salida o al resultado de la medición  $y$ , expresada por  $u(y)$ , es la desviación típica del mensurando  $Y$ . Se determina a partir de los valores estimados  $x_i$  de las magnitudes de entrada  $X_i$  y sus incertidumbres típicas asociadas  $u(x_i)$ . La incertidumbre típica asociada a un estimado tiene la misma dimensión que éste. En algunos casos, puede utilizarse la *incertidumbre típica relativa de medida*, que es la incertidumbre típica de medida asociada a un estimado dividida por el módulo de dicho estimado  $y$ , por consiguiente, es adimensional. Este concepto no es aplicable cuando el estimado es igual a cero.

## 3. Evaluación de la incertidumbre de medida de las estimaciones de entrada

### 3.1. Consideraciones generales

1.9.1. La incertidumbre de medida asociada a las estimaciones de entrada se evalúa utilizando uno de los siguientes métodos: "Tipo A" o "Tipo B". La *evaluación Tipo A de la incertidumbre típica* es el método de evaluar la incertidumbre mediante el análisis estadístico de una serie de observaciones. En este caso, la incertidumbre típica es la desviación típica experimental de la medida que se deriva de un procedimiento promediado o de un análisis de regresión. La *evaluación Tipo B de la incertidumbre típica* es el método de evaluar la incertidumbre mediante un procedimiento distinto al análisis estadístico de una serie de observaciones. En este caso, la estimación de la incertidumbre típica se basa en otros conocimientos científicos.

Nota: En algunas ocasiones, poco frecuentes en calibración, todos los valores posibles de una magnitud caen a un mismo lado de un único valor Límite. Un caso bien conocido es el llamado "error del coseno". Para el tratamiento de estos casos especiales, véase ref. 1.

### 3.2. Evaluación Tipo A de la incertidumbre típica

1.9.1. La evaluación Tipo A de la incertidumbre típica se utiliza cuando se han realizado  $n$  observaciones independientes de una de las magnitudes de entrada  $X_i$  bajo las mismas condiciones de medida. Si este proceso de medida tiene suficiente resolución, se podrá observar una dispersión o fluctuación de los valores obtenidos.

1.9.2. Supóngase que la magnitud de entrada  $X_i$ , medida repetidas veces, es la magnitud  $Q$ . Con  $n$  ( $n > 1$ ) observaciones estadísticamente independientes, el valor estimado de la magnitud  $Q$  es  $q$ , la *media aritmética* o el *promedio* de todos los valores observados  $q_j$  ( $j = 1, 2, \dots, n$ )

$$\bar{q} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n q_j \quad (3.1)$$

La incertidumbre de medida asociada al estimado  $q$ , se evalúa de acuerdo con uno de los métodos siguientes:

- a) El valor estimado de la varianza de la distribución de probabilidad es la *varianza experimental*  $s^2(q)$  de los valores  $q_j$ , que viene dada por:

$$s^2(q) = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (q_j - \bar{q})^2 \quad (3.2)$$

Su raíz cuadrada (positiva) se denomina *desviación típica experimental*. La mejor estimación de la varianza de la media aritmética  $q$  es la *varianza experimental de la media aritmética*, que viene dada por

$$s^2(\bar{q}) = \frac{s^2(q)}{n} \quad (3.3)$$

Su raíz cuadrada positiva se denomina *desviación típica experimental de la media aritmética*. La incertidumbre típica  $u(q)$  asociada a la estimación de entrada  $q$  es la desviación típica experimental de la media

$$u(\bar{q}) = s(\bar{q}) \quad (3.4)$$

Advertencia: Generalmente, cuando el número  $n$  de mediciones repetidas es pequeño ( $n < 10$ ), la evaluación Tipo A de la incertidumbre típica, expresada por la ecuación (3.4) puede no ser fiable. Si resulta imposible aumentar el número de observaciones, tendrán que considerarse otros métodos descritos en el texto para evaluar la incertidumbre típica.

- b) Cuando una medición está correctamente caracterizada y bajo control estadístico, es posible que se disponga de una *estimación combinada de la varianza*  $s_p^2$  que caracterice mejor la dispersión  $p$  que la desviación típica estimada a partir de un número limitado de observaciones. Si, en ese caso, el valor de la magnitud de entrada  $Q$  se calcula como la media aritmética  $\bar{q}$  de un pequeño número  $n$  de observaciones independientes, la varianza de la media aritmética podrá estimarse como

$$s^2(\bar{q}) = \frac{s_p^2}{n} \quad (3.5)$$

La incertidumbre típica se deduce de este valor utilizando la ecuación (3.4).

### 3.3. Evaluación Tipo B de la incertidumbre típica

1.9.3. La evaluación Tipo B de la incertidumbre típica es la evaluación de la incertidumbre asociada a un estimado  $x_i$  de una magnitud de entrada  $X_i$  por otros medios distintos al análisis estadístico de una serie de observaciones. La incertidumbre típica  $u(x_i)$  se evalúa aplicando un juicio científico basado en toda la información disponible sobre la posible variabilidad de  $X_i$ . Los valores que caigan dentro de esta categoría pueden derivarse de

- datos obtenidos de mediciones anteriores;
- experiencia o conocimientos generales sobre el comportamiento y las propiedades de los materiales e instrumentos relevantes;
- especificaciones de los fabricantes;
- datos obtenidos de calibraciones y de otros certificados;
- incertidumbres asignadas a los datos de referencia obtenidos de manuales.

1.9.4. El uso apropiado de la información disponible para una evaluación Tipo B de la incertidumbre típica de medición exige un juicio basado en la experiencia y en conocimientos generales. Es una destreza que puede adquirirse con la práctica. Una evaluación Tipo B de la incertidumbre típica que tenga una base sólida puede ser tan fiable como una evaluación Tipo A, especialmente cuando ésta se basa sólo en un número comparativamente pequeño de observaciones estadísticamente independientes. Deben distinguirse los siguientes casos:

- a) Cuando sólo se conoce un *valor único* de la magnitud  $X_i$ , por ejemplo, el valor de una única medición, el valor resultante de una medición previa, un valor de referencia obtenido de la literatura o el valor de una corrección, este valor debe utilizarse como  $x_i$ . La incertidumbre típica  $u(x_i)$  asociada a  $x_i$  debe adoptarse siempre que se conozca. En caso contrario, debe calcularse a partir de datos inequívocos sobre la incertidumbre. Si no se dispone de este tipo de datos, la incertidumbre tendrá que estimarse sobre la base de la experiencia.
- b) Cuando se pueda suponer una *distribución de probabilidad* para la magnitud  $X_i$ , ya sea basándose en la teoría o en la experiencia, la expectativa o valor esperado y la raíz cuadrada de la varianza de su distribución deben tomarse como el estimado  $x_i$  y la incertidumbre típica asociada  $u(x_i)$ , respectivamente.
- c) Si sólo pueden estimarse unos *límites superior e inferior*  $a_+$  y  $a_-$  para el valor de la magnitud  $X_i$  (por ejemplo, especificaciones del fabricante de un instrumento de medición, intervalo de temperaturas, error de

redondeo o de truncamiento resultante de la reducción automatizada de los datos), puede suponerse una distribución de probabilidad con una densidad de probabilidad constante entre dichos límites (distribución de probabilidad rectangular) para la variabilidad de la magnitud de entrada  $X_i$ . Según el anterior caso (b), se obtiene

$$x_i = \frac{1}{2} (a_+ + a_-) \quad (3.6)$$

para el valor estimado y

$$u^2(x_i) = \frac{1}{12} (a_+ - a_-)^2 \quad (3.7)$$

para el cuadrado de la incertidumbre típica. Si la diferencia entre los valores límites se expresa como  $2a$ , la ecuación (3.7) se convierte en:

$$u^2(x_i) = \frac{1}{3} a^2 \quad (3.8)$$

La distribución rectangular es una descripción razonable en términos de probabilidad del conocimiento que se tenga sobre la magnitud de entrada  $X_i$  cuando no existe ninguna otra información más que sus límites de variabilidad. Pero si se sabe que los valores de la magnitud en cuestión próximos al centro del intervalo de variabilidad son más probables que los valores próximos a los extremos, un modelo más adecuado sería una distribución triangular o normal. Por otro lado, cuando los valores cercanos a los extremos son más probables que los valores cercanos al centro, es más apropiada una distribución con forma de U.

## 4. Cálculo de la incertidumbre típica de la estimación de salida

- 1.10. Cuando las magnitudes de entrada no están correlacionadas, el cuadrado de la incertidumbre típica asociada a la estimación de salida  $y$ , viene dado por

$$u^2(y) = \sum_{i=1}^N u_i^2(y) \quad (4.1)$$

Nota: Existen casos, poco frecuentes en calibración, en los que la función modelo es claramente no lineal o algunos de los coeficientes de sensibilidad [véanse ecuaciones (4.2) y (4.3)] se anulan y tienen que incluirse términos de orden superior en la ecuación (4.1). Para el tratamiento de estos casos especiales, véase ref.1.

La magnitud  $u_i(y)$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) es la contribución a la incertidumbre típica asociada a la estimación de salida  $y$ , resultante de la incertidumbre típica asociada a la estimación de entrada  $x_i$

$$u_i(y) = c_i u(x_i) \quad (4.2)$$

en donde  $c_i$  es el *coeficiente de sensibilidad* asociado a la estimación de entrada  $x_i$ , es decir, la derivada parcial de la función modelo  $f$  con respecto a  $X_i$  evaluada para las estimaciones de entrada  $x_i$ ,

$$c_i = \frac{\partial f}{\partial x_i} = \left. \frac{\partial f}{\partial X_i} \right|_{X_1 = x_1 \dots X_N = x_N} \quad (4.3)$$

- 1.11. El coeficiente de sensibilidad  $c_i$  describe el grado en que la estimación de salida  $y$  se ve afectada por variaciones en la estimación de entrada  $x_i$ . Puede evaluarse a partir de la función modelo  $f$  según la ecuación (4.3) o utilizando métodos numéricos; por ejemplo, calculando la variación en la estimación de salida  $y$  como consecuencia de una variación en la estimación de entrada  $x_i$  de  $+u(x_i)$  y  $-u(x_i)$  y tomando como valor de  $c_i$  la diferencia resultante en  $y$  dividida por  $2u(x_i)$ . En algunas ocasiones, es preferible determinar con un experimento la variación en la estimación de salida  $y$ , repitiendo la medición en, por ejemplo,  $x_i \pm u(x_i)$ .
- 1.12. Aunque  $u(x_i)$  es siempre positiva, la contribución  $u_i(y)$  según la ecuación (4.2) puede ser negativa o positiva, dependiendo del signo del coeficiente de sensibilidad  $c_i$ . El signo de  $u_i(y)$  tiene que tenerse en cuenta en el



caso de magnitudes de entrada correlacionadas. Véase la ecuación (D.4) del Anexo D.

1.13. Si la función modelo  $f$  es una suma o diferencia de las magnitudes de entrada  $X_i$ ,

$$f(X_1, X_2, \dots, X_N) = \sum_{i=1}^N p_i X_i \quad (4.4)$$

la estimación de salida según la ecuación (2.2) viene dada por la correspondiente suma o diferencia de las estimaciones de entrada,

$$y = \sum_{i=1}^N p_i x_i \quad (4.5)$$

mientras que los coeficientes de sensibilidad son iguales a  $p_i$  y la ecuación (4.1) se convierte en:

$$u^2(y) = \sum_{i=1}^N p_i^2 u^2(x_i) \quad (4.6)$$

1.14. Si la función modelo  $f$  es un producto o cociente de las magnitudes de entrada  $X_i$

$$f(X_1, X_2, \dots, X_N) = c \prod_{i=1}^N x_i^{p_i} \quad (4.7)$$

la estimación de salida es de nuevo el correspondiente producto o cociente de las estimaciones de entrada

$$y = c \prod_{i=1}^N x_i^{p_i} \quad (4.8)$$

En este caso, los coeficientes de sensibilidad son iguales a  $p_i y/x_i$  y de la ecuación (4.1) se obtiene una expresión análoga a la ecuación (4.6) cuando se utilizan incertidumbres típicas relativas  $w(y) = u(y) / |y|$  y  $w(x_i) = u(x_i) / |x_i|$  ( $i=1, 2, \dots, N$ ),

$$w^2(y) = \sum_{i=1}^N p_i^2 w^2(x_i) \quad (4.9)$$

- 1.15. Si dos magnitudes de entrada  $X_i$  y  $X_k$  están *correlacionadas* en cierto grado; es decir, si son mutuamente dependientes de una forma u otra, su *covarianza* tiene que considerarse también como una contribución a la incertidumbre. En el Anexo D se explica cómo hacer esto. La posibilidad de tener en cuenta el efecto de las correlaciones depende del conocimiento que se tenga del proceso de medición y del juicio de las dependencias mutuas de las magnitudes de entrada. En general, no debe olvidarse que, si se ignoran las correlaciones entre las magnitudes de entrada, el resultado puede ser una estimación incorrecta de la incertidumbre típica del mensurando.
- 1.16. La covarianza asociada a los estimados de dos magnitudes de entrada,  $X_i$  y  $X_k$  puede considerarse igual a cero o insignificante en cualquiera de los siguientes casos:
- las magnitudes de entrada  $X_i$  y  $X_k$  son independientes; por ejemplo, cuando se han observado reiterada, pero no simultáneamente, en diferentes experimentos independientes, o cuando representan magnitudes resultantes de diferentes evaluaciones que se han realizado de forma independiente,
  - cualquiera de las magnitudes de entrada  $X_i$  y  $X_k$  puede tratarse como constante;
  - no existe información suficiente para valorar la existencia de una correlación entre las magnitudes de entrada  $X_i$  y  $X_k$ .

En algunas ocasiones, las correlaciones pueden eliminarse mediante la elección de una función modelo adecuada.

- 1.17. El análisis de la incertidumbre para una medición –a veces llamado balance de incertidumbres de una medida– debe incluir una lista de todas las fuentes de incertidumbre, junto con las incertidumbres típicas de medida asociadas y los métodos para evaluarlas. En el caso de mediciones repetidas, debe indicarse también el número  $n$  de observaciones. Para mayor claridad, se recomienda presentar los datos referentes a este análisis en forma tabulada. En la tabla, las magnitudes deben expresarse mediante un símbolo físico  $X_i$  o un breve identificador, indicando para cada una de ellas, como mínimo, el valor estimado  $x_i$ , la incertidumbre típica de medición asociada  $u(x_i)$ , el coeficiente de sensibilidad  $c_i$  y las diferentes contribuciones a la incertidumbre  $u_i(y)$ . Asimismo, debe indicarse la dimensión de cada magnitud junto con los valores numéricos que se facilitan en la tabla.

1.18. En la tabla 4.1 se ofrece un ejemplo formal de este tipo de presentación, que puede aplicarse cuando las magnitudes de entrada no están correlacionadas. La incertidumbre típica asociada al resultado de la medición  $u(y)$  que aparece en la esquina inferior derecha de la tabla corresponde a la raíz cuadrada de la suma de todas las contribuciones de la incertidumbre que aparecen en la columna derecha. La parte gris de la tabla no se ha completado.

magnitud $X_i$	estimación $x_i$	incertidumbre típica $u(x_i)$	coeficiente de sensibilidad $c_i$	contrib. a la incertid. típica $u_i(y)$
$X_1$	$x_1$	$u(x_1)$	$c_1$	$u_1(y)$
$X_2$	$x_2$	$u(x_2)$	$c_2$	$u_2(y)$
:	:	:	:	:
$X_N$	$x$	$u(x_N)$	$c_N$	$u_N(y)$
$Y$	$y$			$u(y)$

**Tabla 4.1.** Tabla esquemática para la presentación ordenada de las magnitudes, estimaciones, incertidumbres típicas, coeficientes de sensibilidad y contribuciones a la incertidumbre utilizados en el análisis de la incertidumbre de una medida.

## 5. Incertidumbre expandida de medida

1.19. En EAL, se ha decidido que los laboratorios de calibración acreditados por miembros de EAL deben obtener una *incertidumbre expandida de medida*  $U$ , que se calcula multiplicando la incertidumbre típica  $u(y)$  de la estimación de salida y por un *factor de cobertura*  $k$ .

$$U = k u(y) \quad (5.1)$$

Cuando se puede atribuir una distribución normal (gausiana) al mensurando y la incertidumbre típica asociada a la estimación de salida tiene la suficiente fiabilidad, debe utilizarse el factor de cobertura usual  $k = 2$ . La incertidumbre expandida asociada corresponde a una *probabilidad de cobertura* de, aproximadamente, un 95%. Estas condiciones se cumplen en la mayoría de los casos encontrados en los trabajos de calibración.

- 1.20. La hipótesis de una distribución normal no siempre puede confirmarse experimentalmente con facilidad. Sin embargo, cuando varios componentes de la incertidumbre (por ejemplo,  $N \geq 3$ ), derivados de distribuciones de probabilidad bien definidas de magnitudes independientes (por ejemplo, distribuciones normales o rectangulares), realizan contribuciones comparables a la incertidumbre típica asociada a la estimación de salida, se cumplen las condiciones del Teorema Central del Límite y puede suponerse, con un elevado grado de aproximación, que la distribución de la estimación de salida es normal.
- 1.21. La fiabilidad de la incertidumbre típica asociada a la estimación de salida se determina por sus grados efectivos de libertad (véase Anexo E). Sin embargo, el criterio de fiabilidad se cumple siempre que ninguna de las contribuciones a la incertidumbre se obtenga de una evaluación Tipo A basada en menos de diez observaciones repetidas.
- 1.22. Si no se cumple alguna de estas condiciones (normalidad o fiabilidad suficiente), el factor de cobertura usual  $k = 2$  puede producir una incertidumbre expandida correspondiente a una probabilidad de cobertura inferior al 95%. En estos casos, para garantizar que el valor de la incertidumbre expandida se corresponde con la misma probabilidad de cobertura que en el caso normal, tienen que utilizarse otros procedimientos. La utilización de aproximadamente la misma probabilidad de cobertura es esencial para comparar los resultados de dos mediciones de la misma magnitud; por ejemplo, cuando se evalúan los resultados de intercomparaciones o se verifica el cumplimiento de una especificación.
- 1.23. Incluso aunque pueda suponerse una distribución normal, puede ocurrir que la incertidumbre típica asociada a la estimación de salida no tenga la suficiente fiabilidad. Si, en ese caso, no se puede aumentar el número  $n$  de mediciones repetidas ni utilizar una evaluación de Tipo B en lugar de una evaluación de Tipo A poco fiable, debe utilizarse el método que se describe en el Anexo E.
- 1.24. En el resto de los casos, es decir, en todos los casos en los que no pueda justificarse la hipótesis de una distribución normal, debe utilizarse información sobre la distribución de probabilidad real de la estimación de salida para obtener un valor del factor de cobertura  $k$  que se corresponda con una probabilidad de cobertura de, aproximadamente, un 95%.

## 6. Expresión de la incertidumbre de medida en los certificados de calibración

- 1.25. En los certificados de calibración, el resultado completo de la medición, que consiste en el estimado y del mesurando y la incertidumbre expandida asociada  $U$  debe expresarse en la forma  $(y \pm U)$ . También debe incluirse una nota explicatoria que, en el caso general, debería tener el siguiente contenido:

“La incertidumbre expandida de medida se ha obtenido multiplicando la incertidumbre típica de medición por el factor de cobertura  $k = 2$  que, para una distribución normal, corresponde a una probabilidad de cobertura de aproximadamente el 95%. La incertidumbre típica de medida se ha determinado conforme al documento EAL-R2.”

- 1.26. Sin embargo, cuando se haya seguido el procedimiento descrito en el Anexo E, la nota explicatoria debería decir lo siguiente:

“La incertidumbre expandida de medida se ha obtenido multiplicando la incertidumbre típica de medida por el factor de cobertura  $k = XX$  que, para un distribución *de t de Student* con  $v_{ef} = YY$  grados efectivos de libertad, corresponde a una probabilidad de cobertura de aproximadamente el 95%. La incertidumbre típica de medición se ha determinado conforme al documento EAL-R2.”

- 1.27. El valor numérico de la incertidumbre de medida debe expresarse, como máximo, con dos cifras significativas. En general, el valor numérico del resultado de la medición debe redondearse en su expresión final a la menor cifra significativa en el valor de la incertidumbre expandida asignada al resultado de la medición. Para el proceso de redondeo, deben aplicarse las normas habituales para el redondeo de cifras (para más detalles, véase el documento ISO 31-0:1992, Anexo B). Sin embargo, si el redondeo reduce el valor numérico de la incertidumbre de medición en más de un 5%, debe utilizarse el valor redondeado hacia arriba.

## 7. Procedimiento, paso a paso, para el cálculo de la incertidumbre de medida

- 1.28. A continuación, se ofrece una guía para la aplicación práctica del presente documento (En posteriores documentos suplementarios se desarrollarán ejemplos resueltos):

- a) Exprese en términos matemáticos la dependencia del mensurando (magnitud de salida)  $Y$  respecto de las magnitudes de entrada  $X_i$ , según la ecuación (2.1). Si se trata de una comparación directa de dos patrones, la ecuación puede resultar muy sencilla; por ejemplo,  $Y = X_1 + X_2$ .
- b) Identifique y aplique todas las correcciones significativas.
- c) Relacione todas las fuentes de incertidumbre en la forma de un análisis de incertidumbres según se explica en el apartado 4.
- d) Calcule la incertidumbre típica  $u(\bar{q})$  para magnitudes medidas reiteradamente conforme a la sección 3.2.
- e) Para valores únicos, por ejemplo, valores resultantes de mediciones previas, valores de corrección, valores tomados de la literatura técnica, etc, adopte la incertidumbre típica cuando se conozca la misma o pueda calcularse según el párrafo 3.3.2(a). Preste atención a la representación de la incertidumbre utilizada. Si no dispone de datos de los que pueda derivar la incertidumbre típica, tendrá que estimar el valor de  $u(x_i)$  basándose en la experiencia científica.
- f) Para magnitudes de entrada para las que se conoce o puede suponerse una distribución de probabilidad, calcule el valor esperado y la incertidumbre típica  $u(x_i)$  conforme al párrafo 3.3.2(b). Si sólo conoce o puede estimar los límites superior e inferior, calcule la incertidumbre típica  $u(x_i)$  de acuerdo con el párrafo 3.3.2(c).
- g) Calcule, para cada magnitud de entrada  $X_i$ , la contribución  $u_i(y)$  a la incertidumbre asociada a la estimación de salida resultante de la estimación de entrada  $x_i$ , aplicando las ecuaciones (4.2) y (4.3) y sumando sus cuadrados tal como se describe en la ecuación (4.1) para obtener el cuadrado de la incertidumbre típica  $u(y)$  del mensurando. Si sabe que las magnitudes de entrada están correlacionadas, aplique el procedimiento que se describe en el Anexo D.
- h) Calcule la incertidumbre expandida  $U$ , multiplicando la incertidumbre típica  $u(y)$  asociada a la estimación de salida por un factor de cobertura  $k$  elegido conforme al apartado 5.
- i) Informe del resultado de la medición, indicando el estimado y del mensurando, la incertidumbre expandida asociada  $U$ , y el factor de cobertura  $k$  en el certificado de calibración según se indica en el apartado 6.

## Referencias

- [1] *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*, primera edición, 1993, revisada y reeditada en 1995, International Standardization Organization (Ginebra, Suiza).
- [2] *International Vocabulary of Basic and General Terms in Metrology*, segunda edición, 1993, International Standardization Organization (Ginebra, Suiza).
- [3] International Standard ISO 3534-1 *Statistics, Vocabulary and Symbols, Part I: Probability and General Statistical Terms*, primera edición, 1993, International Standardization Organization (Ginebra, Suiza).

## Anexo A

### Comentarios sobre la evaluación de la capacidad óptima de medida

- 
- A1 La capacidad óptima de medida (véase apartado 1 del texto principal) es uno de los parámetros que se utilizan para definir el *alcance* de la acreditación de un laboratorio de calibración. Los otros son: magnitud física, rango de medida y método de calibración o tipo de instrumento calibrado. La capacidad óptima de medida se indica en el *Anexo Técnico al certificado de acreditación*. La capacidad óptima de medida es uno de los datos fundamentales que pueden encontrarse en los directorios de laboratorios acreditados que los organismos de acreditación publican periódicamente. Se trata de un dato que permite a los clientes potenciales de los laboratorios acreditados juzgar la capacidad de un laboratorio para realizar un determinado trabajo de calibración en el laboratorio o "in situ".
- 
- A2 Para poder comparar la capacidad de diferentes laboratorios de calibración, especialmente de laboratorios acreditados por diferentes organismos de acreditación, debe armonizarse la expresión de la capacidad óptima de medida. Con el fin de facilitar esta armonización, seguidamente se ofrecen una serie de explicaciones del término "capacidad óptima de medida", partiendo de la definición que de este término se hace en el texto principal.
- 
- A3 Por "calibraciones más o menos rutinarias" se entiende que el laboratorio debe ser capaz de conseguir la capacidad óptima de medida indicada en los trabajos *usuales* para los que ha sido acreditado. Obviamente, existen casos en los que el laboratorio podría mejorar dicha capacidad como resultado de extensas investigaciones y la adopción de precauciones adicionales, pero estos casos no se contemplan en la definición de la capacidad óptima de medida, a no ser que la política explícita del laboratorio consista en realizar este tipo de investigaciones científicas (en cuyo caso, éstas se convertirían en calibraciones más o menos rutinarias del laboratorio).
- 
- A4 La inclusión del calificativo "casi ideal" en la definición significa que la capacidad óptima de medida no debe depender de las características del instrumento calibrado. El concepto "casi ideal" indica, pues, que no existe una contribución significativa a la incertidumbre de medida atribuible a efectos físicos que puedan deberse a imperfecciones del instrumento calibrado. Sin embargo, se entiende que este tipo de instrumento casi ideal debe existir. Si se establece que, en un caso concreto, incluso el instrumento más cercano al "ideal" que existe contribuye a la incertidumbre de medida, esta contribución deberá incluirse en la determinación de la capacidad óptima de medida, indicando que dicha capacidad se refiere a la calibración de ese tipo de instrumento.
- 
- A5 La definición de la capacidad óptima de medida implica que, dentro del alcance de su acreditación, el laboratorio no está autorizado a declarar una incertidumbre menor que la capacidad óptima de medida. Esto significa que el laboratorio debe indicar una incertidumbre mayor que la correspondiente a la capacidad óptima de medida siempre que se establezca que el proceso real de calibración contribuye significativamente a la incertidumbre de medida. Es frecuente que el equipo calibrado realice una cierta contribución. Obviamente, la incertidumbre de medida real nunca puede ser menor que la capacidad óptima de medida. Para establecer la incertidumbre real, el laboratorio tendrá que aplicar los principios del presente documento.
-



- A6 De acuerdo con la definición de la capacidad óptima de medida, el concepto es aplicable sólo a los resultados para los que el laboratorio declara su condición de laboratorio acreditado. Por consiguiente, estrictamente hablando, el término es de naturaleza administrativa y no tiene necesariamente que reflejar la capacidad técnica real del laboratorio. Un laboratorio puede solicitar su acreditación con una incertidumbre de medida mayor que su capacidad técnica, si tiene razones internas para hacerlo. Este tipo de razones internas suelen implicar casos en que deba mantenerse la confidencialidad la capacidad real del laboratorio frente a clientes externos; por ejemplo, cuando se realizan actividades de investigación y desarrollo o cuando se prestan servicios a clientes especiales.

La política del organismo de acreditación debe consistir en conceder la acreditación a cualquier nivel solicitado si el laboratorio es capaz de realizar las calibraciones a dicho nivel. (Esta última consideración se refiere, no sólo a la capacidad óptima de medida, sino a todos los parámetros que definen el alcance de la acreditación de un laboratorio).

- A7 La evaluación de la capacidad óptima de medida es tarea del organismo de acreditación. La estimación de la incertidumbre de medida que define la capacidad óptima de medida debe realizarse conforme al procedimiento descrito en el presente documento, con la excepción del caso que se contempla en el anterior párrafo. La capacidad óptima de medida debe expresarse de forma similar que la exigida en los certificados de calibración; es decir, como una incertidumbre expandida de medida, normalmente con un factor de cobertura  $k = 2$ . (Sólo en casos excepcionales en los que no pueda suponerse la existencia de una distribución normal o la evaluación se base en datos limitados, la capacidad óptima de medida tendrá que indicarse para una probabilidad de seguridad de, aproximadamente, el 95%. Para más detalle, véase el apartado 5 del texto principal).

- A8 Para evaluar la capacidad óptima de medida, deben tenerse en cuenta todos los componentes que realizan una contribución significativa a la incertidumbre de medida. Cuando se sabe que las contribuciones varían con el tiempo o con cualquier otra magnitud física, la evaluación puede basarse en los límites de las posibles variaciones que se supone que ocurren en condiciones de trabajo normales. Por ejemplo, si se sabe que el patrón de trabajo utilizado sufre una deriva, debe tenerse en cuenta la contribución causada por dicha deriva entre sucesivas calibraciones del patrón para estimar la contribución a la incertidumbre del patrón de trabajo.

- A9 En algunos campos, la incertidumbre de medición puede depender de otros parámetros, como la frecuencia de la tensión aplicada cuando se calibran resistencias patrón. Estos parámetros adicionales deben indicarse junto con la magnitud física en cuestión y especificar la capacidad óptima de medida para dichos parámetros, lo que suele hacerse expresando la capacidad óptima de medida como una función de los mismos.

- A10 En general, la capacidad óptima de medida debe expresarse numéricamente. Cuando dicha capacidad es una función de la magnitud a la que se refiere (o de cualquier otro parámetro), debe expresarse de forma analítica, en cuyo caso podría ser conveniente acompañar la indicación con un diagrama. Siempre debe indicarse clara e inequívocamente si la capacidad óptima de medida se expresa en términos absolutos o relativos. (Normalmente, esto se deduce cuando se indica la unidad correspondiente, pero, sobre todo cuando se trata de magnitudes adimensionales, se necesita una explicación adicional.)

- A11 Aunque la evaluación debe basarse en los procedimientos descritos en este documento, en el texto principal se establece el requisito de que la evaluación sea "respaldada o confirmada con datos experimentales", lo que significa que el organismo de acreditación no debe basarse sólo en una evaluación de la incertidumbre de medida. Las intercomparaciones entre laboratorios para respaldar la evaluación tienen que realizarse bajo la supervisión del propio organismo de acreditación o en su nombre.

## Anexo B

### Glosario de algunos términos utilizados

B1	<b>media aritmética</b> ([ref.3] término 2.26) suma de valores dividido por el número de valores.
B2	<b>capacidad óptima de medida</b> (apartado 1) incertidumbre de medición más pequeña que puede conseguir un laboratorio para una determinada magnitud en condiciones ideales de medición, dentro del alcance de su acreditación.
B3	<b>correlación</b> ([ref.3] término 1.13) relación entre dos o más variables aleatorias dentro de una distribución de dos o más variables aleatorias.
B4	<b>coeficiente de correlación</b> ([ref.1] sección C.3.6) medida de la dependencia relativa mutua de dos variables aleatorias, igual a su covarianza dividida por la raíz cuadrada positiva del producto de sus varianzas.
B5	<b>covarianza</b> ([ref.1] sección C.3.4) medida de la dependencia mutua de dos variables aleatorias, igual al valor esperado del producto de las desviaciones de las dos variables aleatorias con respecto a sus respectivos valores esperados.
B6	<b>factor de cobertura</b> ([ref.1] término 2.3.6) factor numérico utilizado como multiplicador de la incertidumbre típica de medida para obtener una incertidumbre expandida de medición.
B7	<b>probabilidad de cobertura</b> ([ref.1] término 2.3.5, NOTA 1) fracción, generalmente grande, de la distribución de valores que como resultado de una medición, pueden atribuirse razonablemente al mensurando.
B8	<b>desviación típica experimental</b> ([ref.2] término 3.8) raíz cuadrada positiva de la varianza experimental.
B9	<b>incertidumbre expandida</b> ([ref.1] término 2.3.5) magnitud que define un intervalo en torno al resultado de una medición que puede esperarse que incluya una fracción grande de la distribución de los valores que pueden atribuirse razonablemente al mensurando.
B10	<b>varianza experimental</b> ([ref.1] párrafo 4.2.2) magnitud que caracteriza la dispersión de los resultados de una serie de $n$ observaciones del mismo mensurando dada por la ecuación (3.2) del texto.
B11	<b>estimación de entrada</b> ([ref.1] párrafo 4.1.4) valor estimado de una magnitud de entrada utilizado en la evaluación del resultado de una medición.
B12	<b>magnitud de entrada</b> ([ref.1] párrafo 4.1.2) magnitud de la que depende el mensurando y que se tiene en cuenta en el proceso de evaluar el resultado de una medición.
B13	<b>mensurando</b> ([ref.2] término 2.6) magnitud concreta objeto de la medición.
B14	<b>estimación de salida</b> ([ref.1] párrafo 4.1.4) resultado de una medición calculado por la función modelo a partir de las estimaciones de entrada.

---

B15	<b>magnitud de salida</b> ([ref.1] párrafo 4.1.2) magnitud que representa al mensurando en la evaluación de una medición.
B16	<b>estimación combinada de la varianza</b> ([ref.1] párrafo 4.2.4) valor estimado de la varianza experimental obtenido de una larga serie de observaciones del mismo mensurando en mediciones bien caracterizadas y bajo control estadístico.
B17	<b>distribución de probabilidad</b> ([ref.3] término 1.3) función que da la probabilidad de que una variable aleatoria adopte cualquier valor o pertenezca a un determinado conjunto de valores.
B18	<b>variable aleatoria</b> ([ref.3] término 1.2) variable que puede adoptar cualquier valor de un determinado conjunto de valores y que está asociada a una distribución de probabilidad.
B19	<b>incertidumbre típica relativa de medición</b> ([ref.1] párrafo 5.1.6) incertidumbre típica de una magnitud dividida por el valor estimado de dicha magnitud.
B20	<b>coeficiente de sensibilidad asociado a una estimación de entrada</b> ([ref.1] párrafo 5.1.3) variación diferencial en la estimación de salida generada por una variación diferencial en una estimación de entrada dividida por la variación en la estimación de entrada.
B21	<b>desviación típica</b> ([ref.3] término 1.23) raíz cuadrada positiva de la varianza de una variable aleatoria.
B22	<b>incertidumbre típica</b> ([ref.1] término 2.3.1) incertidumbre de medida expresada como desviación típica.
B23	<b>Método de evaluación Tipo A</b> método de evaluación de la incertidumbre de medida por análisis estadístico de una serie de observaciones.
B24	<b>Método de evaluación Tipo B</b> método de evaluación de la incertidumbre de medida por otro medio diferente al análisis estadístico de una serie de observaciones.
B25	<b>incertidumbre de medida</b> ([ref.2] término 3.9) parámetro, asociado al resultado de una medición, que caracteriza la dispersión de los valores que pueden atribuirse razonablemente al mensurando.
B26	<b>varianza</b> ([ref.3] término 1.22) valor esperado del cuadrado de la desviación de una variable aleatoria con respecto al valor esperado.

---

## Anexo C

### Fuentes de incertidumbre de medida

---

- C1 La incertidumbre del resultado de una medición refleja la falta de un conocimiento completo del valor del mensurando. Un conocimiento completo exigiría una cantidad infinita de información. Los fenómenos que contribuyen a la incertidumbre y, por tanto, al hecho de que el resultado de una medición no pueda ser caracterizado con un único valor, se denominan fuentes de incertidumbre. En la práctica, pueden existir muchas fuentes de incertidumbre en una medición [ref.1], entre ellas las siguientes:
- a) definición incompleta del mensurando;
  - b) realización imperfecta de la definición del mensurando;
  - c) muestreo no representativo –la muestra medida no representa el mensurando definido–;
  - d) efectos no adecuadamente conocidos de las condiciones ambientales o mediciones imperfectas de las mismas;
  - e) desviaciones personales en la lectura de instrumentos analógicos;
  - f) límites en la discriminación o resolución del instrumento;
  - g) valores inexactos de los patrones y materiales de referencia utilizados en la medición;
  - h) valores inexactos de constantes y otros parámetros obtenidos de fuentes externas y utilizados en el algoritmo para la obtención de datos;
  - i) aproximaciones e hipótesis incorporadas en el método y el procedimiento de medición;
  - j) variaciones en observaciones repetidas del mensurando realizadas en condiciones aparentemente idénticas.
- 
- C2 Estas fuentes no son necesariamente independientes. Algunas de las fuentes (a) – (i) pueden contribuir a (j).
-

## Anexo D

### Magnitudes de entrada correlacionadas

- D1 Si se sabe que dos magnitudes de entrada  $X_i$  y  $X_k$  están correlacionadas en cierto grado –es decir, si dependen la una de la otra de alguna manera– la *covarianza* asociada a los dos estimados  $x_i$  y  $x_k$

$$u(x_i, x_k) = u(x_i)u(x_k)r(x_i, x_k) \quad i \neq k \quad (D.1)$$

tiene que considerarse como una contribución adicional a la incertidumbre. El grado de correlación se caracteriza por el *coeficiente de correlación*  $r(x_i, x_k)$  (en donde  $i \dots k$  y  $|r| \neq 1$ ).

- D2 En el caso de  $n$  parejas independientes de observaciones repetidas simultáneamente de dos magnitudes  $P$  y  $Q$ , la covarianza asociada a las medias aritméticas  $\bar{p}$  y  $\bar{q}$  viene dada por:

$$s(\bar{p}, \bar{q}) = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{j=1}^n (p_j - \bar{p})(q_j - \bar{q}) \quad (D.2)$$

y, por sustitución,  $r$  puede calcularse a partir de la ecuación (D.1).

- D3 En el caso de las magnitudes de influencia, cualquier grado de correlación tiene que basarse en la experiencia. Cuando existe correlación, la ecuación (4.1) tiene que sustituirse por

$$u^2(y) = \sum_{i=1}^N c_i^2 u^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{k=i+1}^N c_i c_k u(x_i, x_k) \quad (D.3)$$

donde  $c_1$  y  $c_k$  son los coeficientes de sensibilidad definidos por la ecuación (4.3), o bien

$$u^2(y) = \sum_{i=1}^N c_i^2(y) + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{k=i+1}^N u_i(y) u_k(y) r(x_i, x_k) \quad (D.4)$$

donde las contribuciones  $u_i(y)$  a la incertidumbre típica de la salida  $y$  se derivan de la incertidumbre típica de la estimación de entrada  $x_i$  dada por la ecuación (4.2). Debe recordarse que el segundo sumando de términos en las ecuaciones (D.3) y (D.4) puede dar un resultado de signo negativo.

- D4 En la práctica, las magnitudes de entrada suelen estar correlacionadas, ya sea porque en la estimación de sus valores se utilice el mismo patrón físico de medida, el mismo instrumento de medida, los mismos datos de referencia o, incluso, métodos de medida que tengan una incertidumbre significativa. Sin pérdida de generalidad, supóngase que dos magnitudes de entrada  $X_1$  y  $X_2$  estimadas por  $x_1$  y  $x_2$  dependen de una serie de variables independientes  $Q$  ( $l = 1, 2, \dots, L$ )

$$\begin{aligned} X_1 &= g_1(Q_1, Q_2, \dots, Q_L) \\ X_2 &= g_2(Q_1, Q_2, \dots, Q_L) \end{aligned} \quad (D.5)$$

aunque algunas de estas variables no tienen que aparecer necesariamente en las dos funciones. Las estimaciones  $x_1$  y  $x_2$  de las magnitudes de entrada estarán correlacionados en cierto grado, incluso aunque las estimaciones  $q$  ( $l = 1, 2, \dots, L$ ) no estén correlacionados. La covarianza estimada  $u(x_1, x_2)$  asociada con las estimaciones  $x_1$  y  $x_2$  viene dada por

$$u(x_1, x_2) = \sum_{l=1}^L c_{1l} c_{2l} u^2(q_l) \quad (\text{D.6})$$

en donde  $c_{1l}$  y  $c_{2l}$  son los coeficientes de sensibilidad derivados de las funciones  $g_1$  y  $g_2$  en analogía con la ecuación (4.3). Puesto que sólo contribuyen a la suma los términos para los que no se anulan los coeficientes de sensibilidad, la covarianza es cero cuando no existe ninguna variable común en las funciones  $g_1$  y  $g_2$ . El coeficiente de correlación estimado  $r(x_1, x_2)$  asociado a las estimaciones  $x_1$  y  $x_2$  se deriva de la ecuación (D.6) conjuntamente con la ecuación (D.1).

- D5 El siguiente ejemplo demuestra las correlaciones que existen entre valores atribuidos a dos patrones elementales que se calibran frente al mismo patrón de referencia.

#### *Problema de medida*

Los dos patrones  $X_1$  y  $X_2$  se comparan con el patrón de referencia  $Q_s$  por medio de un sistema de medida capaz de determinar una diferencia  $z$  en sus valores, con una incertidumbre típica asociada  $u(z)$ . El valor  $q_s$  del patrón de referencia se conoce con una incertidumbre típica  $u(q_s)$ .

#### *Modelo matemático*

Las estimaciones  $x_1$  y  $x_2$  dependen del valor  $q_s$  del patrón de referencia y las diferencias observadas  $z_1$  y  $z_2$  conforme a las relaciones

$$\begin{aligned} x_1 &= q_s - z_1 \\ x_2 &= q_s - z_2 \end{aligned} \quad (\text{D.7})$$

#### *Incertidumbres típicas y covarianzas*

Se supone que las estimaciones  $z_1$ ,  $z_2$  y  $q_s$  no están correlacionados porque se han determinado en diferentes mediciones. Las incertidumbres típicas se calculan a partir de la ecuación (4.4) y la covarianza asociada a las estimaciones  $x_1$  y  $x_2$  se calcula a partir de la ecuación (D.6), suponiendo que  $u(z_1) = u(z_2) = u(z)$

$$\begin{aligned} u^2(x_1) &= u^2(q_s) + u^2(z) \\ u^2(x_2) &= u^2(q_s) + u^2(z) \\ u(x_1, x_2) &= u^2(q_s) \end{aligned} \quad (\text{D.8})$$

El coeficiente de correlación que se deduce de estos resultados es

$$r(x_1, x_2) = \frac{u^2(q_s)}{u^2(q_s) + u^2(z)} \quad (\text{D.9})$$

Su valor varía entre 0 y +1, dependiendo del cociente entre las incertidumbres típicas  $u(q_s)$  y  $u(z)$ .

D6 El caso que describe la ecuación (D.5) es uno en que la inclusión de la correlación en la evaluación de la incertidumbre típica del mensurando puede evitarse mediante la elección adecuada de la función modelo. Al introducir directamente las variables independientes  $Q_i$  en sustitución de las variables originales  $X_1$  y  $X_2$  en la función modelo  $f$  conforme a las ecuaciones de transformación (D.5), se obtiene una nueva función modelo que no contiene ya las variables correlacionadas  $X_1$  y  $X_2$ .

---

D7 No obstante, existen casos en los que no puede evitarse la correlación entre dos magnitudes de entrada  $X_1$  y  $X_2$ ; por ejemplo, cuando se utiliza el mismo instrumento de medida o el mismo patrón de referencia para determinar las magnitudes de entrada  $x_1$  y  $x_2$ , pero no se dispone de las ecuaciones de transformación a nuevas variables independientes. Si además no se conoce exactamente el grado de correlación, puede que sea conveniente evaluar la máxima influencia que esta correlación puede tener mediante una estimación del Límite superior de la incertidumbre típica del mensurando que, en el caso de que no se hayan tenido en cuenta otras correlaciones, adopta la forma de

$$u^2(y) \leq (|u_1(y)| + |u_2(y)|)^2 + u_r^2(y) \quad (\text{D.10})$$

siendo  $u_r(y)$  la contribución de la incertidumbre típica de todas las restantes magnitudes de entrada que se supone que no están correlacionadas.

Nota:

La ecuación (D.10) se generaliza fácilmente a casos de uno o varios grupos con dos o más magnitudes de entrada correlacionadas. En este caso, se debe introducir en la ecuación (D.10) una suma respectiva del peor de los casos para cada grupo de magnitudes correlacionadas.

---

## Anexo E

### Factores de cobertura derivados de los grados efectivos de libertad

- E1 Para estimar el valor de un factor de cobertura  $k$  correspondiente a una determinada probabilidad de cobertura, es necesario tener en cuenta la fiabilidad de la incertidumbre típica  $u(y)$  de la estimación de salida  $y$ . Esto significa que hay que tener en cuenta la fiabilidad con que  $u(y)$  estima la desviación típica asociada al resultado de la medición. En el caso de un estimado de la desviación típica de una distribución normal, los grados de libertad de dicho estimado, que dependen del tamaño de la muestra en la que se basa, es una medida de su fiabilidad. Igualmente, una medida satisfactoria de la fiabilidad de la incertidumbre típica asociada a una estimación de salida son sus grados efectivos de libertad  $v_{ef}$ , que se estiman mediante una combinación adecuada de los grados efectivos de libertad de las diferentes contribuciones a la incertidumbre  $u_i(y)$ .
- 
- E2 El procedimiento para calcular un factor de cobertura  $k$  adecuado cuando se cumplen las condiciones del Teorema Central del Límite, incluye las siguientes tres etapas:
- a) Obtención de la incertidumbre típica asociada a la estimación de salida según el procedimiento paso a paso que se describe en el apartado 7.
  - b) Estimación de los grados efectivos de libertad  $v_{ef}$  de la incertidumbre típica  $u(y)$  asociada a la estimación de salida  $y$ , utilizando la fórmula de Welch-Satterthwaite

$$v_{ef} = \frac{u^4(y)}{\sum_{i=1}^N \frac{u_i^4(y)}{v_i}} \quad (E.1)$$

donde  $u_i(y)$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ), definido en la ecuación (4.2), son las contribuciones a la incertidumbre típica asociada a la estimación de salida  $y$  resultante de la incertidumbre típica asociada a la estimación de entrada  $x_i$  que se supone que son mutua y estadísticamente independientes, y  $v_i$  corresponde a los grados efectivos de libertad de la contribución a la incertidumbre típica  $u_i(y)$ .



Para una incertidumbre típica  $u(q)$  obtenida mediante una evaluación Tipo A tal como se describe en la sección 3.1, los grados de libertad vienen dados por  $\nu_i = n-1$ . Es más problemático determinar los grados de libertad de una incertidumbre típica  $u(x_i)$  obtenida de una evaluación de Tipo B. Sin embargo, una práctica común consiste en realizar estas evaluaciones de manera que se evite toda subestimación. Si, por ejemplo, se establecen unos límites superior e inferior  $a_-$  y  $a_+$ , éstos suelen escogerse de manera que la probabilidad de que la magnitud en cuestión quede fuera de dichos límites sea, de hecho, extremadamente pequeña. Siempre que se siga esta práctica, los grados de libertad de la incertidumbre típica  $u(x_i)$  obtenida de una evaluación Tipo B pueden considerarse como  $\nu_i \rightarrow \infty$ .

- c) Obtención del factor de cobertura  $k$  a partir de la tabla de valores E.1 de este anexo. Esta tabla de valores se basa en una distribución de T de Student evaluada para una probabilidad de cobertura del 95,45%. Si  $\nu_{ef}$  no es un número entero, como ocurre a menudo, deberá truncarse al siguiente número entero más pequeño.

$\nu_{ef}$	1	2	3	4	5	6	7	8	10	20	50	$\infty$
$k$	13,97	4,53	3,31	2,87	2,65	2,52	2,43	2,37	2,28	2,13	2,05	2,00

**Tabla E.1.** Factores de seguridad  $k$  para diferentes grados efectivos de libertad  $\nu_{ef}$

**Tema 7B:**  
Ejemplo de cálculo  
de la incertidumbre  
en una calibración

**Ana María González Leitón**



# Ejemplo de cálculo de la incertidumbre en una calibración

*Ana María González Leitón  
Laboratorio de Metrología de Radiaciones Ionizantes  
CIEMAT  
ana.leiton@ciemat.es*

## 1. Introducción

En este tema se desarrolla un ejemplo de calibración de un conjunto cámara-electrómetro utilizado como "Patrón de Referencia" en los centros hospitalarios españoles con servicio de radioterapia, en la energía de  $^{60}\text{Co}$ , y en unidades de kerma en aire en el seno de aire, en el "Laboratorio de Referencia Gamma en Niveles de Terapia" del CIEMAT, siguiendo los procedimientos establecidos por dicho laboratorio.

## 2. Proceso de calibración

La calibración se efectúa usando el método de calibración en un campo de radiación conocido (Ref. 1), es decir, la cámara de referencia a calibrar se irradia en el punto de calibración, donde para la fecha de calibración y para las condiciones geométricas de referencia, el laboratorio conoce el valor de la tasa de kerma en aire, obtenido mediante medidas previas y periódicas con las cámaras patrón. Ni que decir tiene que se hará coincidir con el punto de calibración, los puntos de referencia de ambas cámaras.

## 3. Resultados

### 3.1. Tasa de kerma en aire determinada con las cámaras patrón

El valor de la tasa de kerma en aire, en el punto de calibración y en las condiciones geométricas de referencia, obtenido con las cámaras patrón Shonka y referenciado a una fecha de calibración determinada,  $\dot{K}_{air,R,FEC}$ , se obtiene siguiendo el correspondiente procedimiento (Ref. 2), por lo tanto, para el objetivo de este tema, se considera determinada y con su incertidumbre correspondiente.

### 3.2. Tasa de la lectura corregida del conjunto de referencia

Debe quedar bien establecido, que en el proceso de calibración de cualquier cámara o de un conjunto de referencia, la corriente de ionización se corrige por presión, temperatura y humedad relativa del aire, obteniendo la medida a 101,325 kPa, 20°C y 50 % HR.

La tasa de lectura corregida procedente de un conjunto cámara-electrómetro a calibrar,  $\dot{M}_{cc}$ , se puede expresar como sigue:

$$\dot{M}_{cc} = \frac{M_u^*}{t_{ef}} \cdot \varphi(P_u^*, \theta_u^*) \cdot k'_{h,50,u} \quad (1)$$

donde:

$M_u^*$  es la lectura procedente del conjunto cámara-electrómetro, durante el tiempo efectivo de medida,  $t_{ef}$ , y corregida por fugas y si fuera el caso por la denominada pérdida de carga del condensador de integración (en nC nominales o divisiones);

$$M_u^* = M_u - M_{u,F} + M_{u,PC} \quad (2)$$

$t_{ef}$  es el tiempo efectivo de medida en  $s$ , que es esencialmente igual al tiempo fijado en el temporizador,  $t_{temp}$ , corregido por  $\tau$ , que tiene en cuenta los tiempos finitos que implican el tránsito de la fuente gamma desde la posición de almacén a la posición de estación y viceversa;

$\varphi(P_u^*, \theta_u^*)$  es la corrección por presión y temperatura, y viene dada por la expresión:

$$\varphi(P_u^*, \theta_u^*) = \frac{101,325}{P_u^*} \frac{273,15 + \theta_u^*}{293,15} \quad (3)$$

donde  $\theta_u^*$  es la lectura corregida de la temperatura en °C en las proximidades de la cámara a calibrar y  $P_u^*$  la presión atmosférica corregida en kPa.

Las correcciones a aplicar a los medidores de las condiciones climáticas en el ejemplo, son las siguientes:

Para cualquier temperatura, exceptuando 20,4°C, punto en el que no se aplica corrección ninguna, la corrección a aplicar a la lectura del teletermómetro es:

$$\text{Corrección} = -0,0099 \times \text{Lectura del teletermómetro} + 0,2311 \quad (4)$$

La corrección a aplicar a la lectura del barómetro es de  $-0,03$  kPa.

$k'_{h,50,u}$  es la corrección que se aplica a la lectura corregida para llevarla a la que se obtendría con un 50% de humedad relativa. Su expresión es la siguiente:

$$k'_{h,50,u} = \frac{k_{h,u}}{0,9971} \quad (5)$$

donde  $k_{h,u}$  se obtiene del informe JEN 534 (Ref. 3) a partir de los valores  $P_u^*$ ,  $\theta_u^*$  y HR, que se suelen medir en el tiempo central de las medidas del conjunto a calibrar.

### 3.3. Coeficiente de calibración del conjunto cámara-electrómetro

El coeficiente de calibración del conjunto,  $N_{K,CC}$ , se obtendrá como el cociente de la tasa de kerma en aire, obtenido mediante las cámaras patrón y referenciada a la fecha de calibración,  $\dot{K}_{air,R,FEC}$ , y el valor medio de las tasas de las lecturas corregidas del conjunto,  $\bar{M}_{CC}$ :

$$N_{K,CC} = \frac{\dot{K}_{air,R,FEC}}{\bar{M}_{CC}} \quad (6)$$

## 4. Cálculo de incertidumbres

La asignación y expresión de las incertidumbres se realizará siguiendo los criterios de las guías existentes [Ref. 4 y 5]. En lo que sigue, se aplicará la ley de propagación de la varianza o ley de propagación de incertidumbres. Señalaremos que en todos los casos, salvo que se señale expresamente, todas las variables que entran en las distintas ecuaciones de salida, se consideran independientes entre sí.

Para la estimación de la incertidumbre típica del coeficiente de calibración de los conjuntos cámara-electrómetro, se parte de la ecuación (6) y utilizando la ley de propagación de la varianza, se puede deducir:

$$u^2(N_{K,CC}) = \left( \frac{\partial N_{K,CC}}{\partial \dot{K}_{air,R,FEC}} \right)^2 u^2(\dot{K}_{air,R,FEC}) + \left( \frac{\partial N_{K,CC}}{\partial \bar{M}_{CC}} \right)^2 u^2(\bar{M}_{CC})$$

$$\left( \frac{\partial N_{K,CC}}{\partial \dot{K}_{air,R,FEC}} \right) = \frac{1}{\bar{M}_{CC}} \quad \left( \frac{\partial N_{K,CC}}{\partial \bar{M}_{CC}} \right) = -\frac{\dot{K}_{air,R,FEC}}{\bar{M}_{CC}^2}$$

$$u^2(N_{K,CC}) = \left( \frac{1}{\bar{M}_{CC}} \right)^2 u^2(\dot{K}_{air,R,FEC}) + \left( -\frac{\dot{K}_{air,R,FEC}}{\bar{M}_{CC}^2} \right)^2 u^2(\bar{M}_{CC}) \quad (7)$$

Si se deseara en términos relativos, se obtendría:

$$\frac{u^2(N_{K,CC})}{N_{K,CC}^2} = \frac{u^2(\dot{K}_{air,R,FEC})}{\dot{K}_{air,R,FEC}^2} + \frac{u^2(\bar{M}_{CC})}{\bar{M}_{CC}^2} \quad (8)$$

La raíz cuadrada de las ecuaciones (7) y (8) conduciría obviamente a la incertidumbre típica y a su valor relativo, respectivamente, del coeficiente de calibración.

#### 4.1. Componente de incertidumbre de la tasa de kerma en aire referenciada a la fecha de calibración

La tasa de kerma en aire obtenida con las cámaras patrón y referenciada a la fecha de calibración se obtiene de la tasa de kerma en aire obtenida con las cámaras patrón y referenciada a 1 de enero de 2001,  $\dot{K}_{air,R}$ , aplicándole el correspondiente factor de decaimiento.

$$\dot{K}_{air,R,FEC} = \dot{K}_{air,R} \cdot e^{-\lambda \cdot \Delta t} \quad (9)$$

siendo  $\lambda$  la constante de decaimiento por día, del  $^{60}\text{Co}$  y  $\Delta t$  el tiempo transcurrido en días desde el 1 de enero de 2001.

La obtención de la tasa de kerma en aire obtenida con las cámaras patrón y referenciada a 1 de enero de 2001 así como su incertidumbre, se encuentran detallados en el procedimiento correspondiente (Ref. 2).

Atendiendo a la ley de propagación de la varianza:

$$u^2(\dot{K}_{air,R,FEC}) = \left( \frac{\partial \dot{K}_{air,R,FEC}}{\partial \dot{K}_{air,R}} \right)^2 u^2(\dot{K}_{air,R}) + \left( \frac{\partial \dot{K}_{air,R,FEC}}{\partial \lambda} \right)^2 u^2(\lambda) + \left( \frac{\partial \dot{K}_{air,R,FEC}}{\partial (\Delta t)} \right)^2 u^2(\Delta t)$$

$$\left( \frac{\partial \dot{K}_{air,R,FEC}}{\partial \dot{K}_{air,R}} \right) = e^{-\lambda \cdot \Delta t} \quad \left( \frac{\partial \dot{K}_{air,R,FEC}}{\partial \lambda} \right) = \dot{K}_{air,R} \cdot (-\Delta t) \cdot e^{-\lambda \cdot \Delta t}$$

$$\left( \frac{\partial \dot{K}_{air,R,FEC}}{\partial (\Delta t)} \right) = \dot{K}_{air,R} \cdot (-\lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot \Delta t}$$

$$u^2(\dot{K}_{air,R,FEC}) = (e^{-\lambda \cdot \Delta t})^2 u^2(\dot{K}_{air,R}) + (\dot{K}_{air,R} \cdot (-\Delta t) \cdot e^{-\lambda \cdot \Delta t})^2 u^2(\lambda) + (\dot{K}_{air,R} \cdot (-\lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot \Delta t})^2 u^2(\Delta t) \quad (10)$$

Si se deseara en términos relativos, se obtendría:

$$\frac{u^2(\dot{K}_{air,R,FEC})}{\dot{K}_{air,R,FEC}^2} = \frac{u^2(\dot{K}_{air,R})}{\dot{K}_{air,R}^2} + (\Delta t)^2 u^2(\lambda) + \lambda^2 u^2(\Delta t) \quad (11)$$

De nuevo, la raíz cuadrada de éstas últimas ecuaciones conducen a la incertidumbre típica o a su valor relativo, respectivamente, de  $\dot{K}_{air,R,FEC}$ .

#### 4.1.1. Incertidumbre debida a la determinación de la tasa de kerma en aire con las cámaras patrón referenciada a una misma fecha, $\dot{K}_{air,R}$

El valor de la incertidumbre típica de la tasa de kerma en aire obtenida con las cámaras patrón y referenciada a 1 de enero de 2001,  $u(\dot{K}_{air,R})$ , se determina en el procedimiento correspondiente (Ref. 2).

#### 4.1.2. Componentes de incertidumbre debidas al decaimiento de la fuente y al tiempo transcurrido

El valor de la constante de decaimiento de la fuente, así como su incertidumbre, se obtienen del documento de Nichols (Ref. 6), valor adoptado por el BIPM y por la organización ISO:

$$T_{1/2} = (1925,5 \pm 0,5) d \text{ para } k = 1$$

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2} = (3,59983 \cdot 10^{-4} \pm 0,00093 \cdot 10^{-4}) d^{-1} \text{ para } k = 1$$

$\Delta t$  es el tiempo transcurrido desde el 1 de enero del 2001. Si aceptamos por simplicidad, una resolución de una jornada laboral en el tiempo transcurrido, admitiremos una desviación máxima de  $\pm 8$  horas. Suponiendo una distribución rectangular  $u(\Delta t) = (8/24 \cdot \sqrt{3}) d = 0,19 d$ .

La aplicación de los valores descritos de las incertidumbres típicas,  $u(\lambda)$  y  $u(\Delta t)$  a la ecuación (10), conduciría a la ecuación:

$$u^2(\dot{K}_{air,R,FEC}) = (e^{-\lambda \cdot \Delta t})^2 u^2(\dot{K}_{air,R}) + (\dot{K}_{air,R,FEC} \cdot (-\Delta t) \cdot 9,3 \cdot 10^{-8})^2 + (\dot{K}_{air,R,FEC} \cdot (3,59983 \cdot 10^{-4}) \cdot 0,19)^2$$



o bien:

$$u^2(\dot{K}_{air,R,FEC}) = (e^{-\lambda \cdot \Delta t})^2 u^2(\dot{K}_{air,R}) + (\dot{K}_{air,R,FEC})^2 8,649 \cdot 10^{-15} (\Delta t)^2 + (\dot{K}_{air,R,FEC})^2 4,6781 \cdot 10^{-9} \quad (12)$$

Si se deseara en términos relativos:

$$\frac{u^2(\dot{K}_{air,R,FEC})}{\dot{K}_{air,R,FEC}^2} = \frac{u^2(\dot{K}_{air,R})}{\dot{K}_{air,R}^2} + 4,6781 \cdot 10^{-9} + 8,649 \cdot 10^{-15} (\Delta t)^2 \quad (13)$$

## 4.2. Componente de incertidumbre debida al valor medio de las tasas de las lecturas corregidas del conjunto a calibrar

Se parte de la ecuación (1) para determinar la tasa de lectura corregida a partir de cada una de las lecturas dadas por el electrómetro:

$$\dot{M}_{CC} = \frac{M_u^*}{d^2} \frac{1}{t_{ef}} \cdot \frac{101,325}{293,15} \frac{273,15 + \theta_u^*}{P_u^*} \cdot k'_{h,50,u} \quad (14)$$

donde se puede observar que se ha añadido el factor  $d^2$ .  $d$  es la distancia fuente-cámara y de valor numérico unidad ( $d = 1$ ). El objetivo de esta adición es valorar la influencia sobre la incertidumbre típica de  $N_{K,CC}$  de la incertidumbre del posicionado de la cámara a calibrar, según la conocida ley de variación, de cualquier magnitud proporcional a la fluencia, con el cuadrado de la distancia.

Puesto que se realizan tres ó cinco lecturas en el electrómetro, se obtendrá la media de los valores de  $\dot{M}_{CC}$ :

$$\bar{\dot{M}}_{CC} = \frac{\sum \dot{M}_{CC}}{n} \quad (15)$$

La incertidumbre típica asociada a  $\dot{M}_{CC}$  será la combinación cuadrática de dos tipos de incertidumbre:

### 4.2.1. Componente de incertidumbre de Tipo A

El índice de la dispersión de las lecturas, a través de la desviación típica del valor medio, se obtiene a partir de las medidas de la tasa de lectura corregida por presión, temperatura y humedad relativa (50%),  $\dot{M}_{CC}$ . Habitualmente se realizan un mínimo de 5 medidas, con la excepción de aquellos casos en los que la repetición de 3 medidas dan lugar a valores idénticos. En todos los casos:

$$u_A(\bar{\dot{M}}_{CC}) = \bar{s} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n(n-1)}} \quad (16)$$

siendo  $x_i = \dot{M}_{CC}$  y  $\bar{x} = \bar{\dot{M}}_{CC}$ .

En términos relativos:

$$\frac{u_A(\bar{M}_{CC})}{(\bar{M}_{CC})} = \frac{\bar{s}}{\bar{M}_{CC}} = \frac{1}{(\bar{M}_{CC})} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n(n-1)}} \quad (17)$$

#### 4.2.2. Componente de incertidumbre de Tipo B

Utilizando la ley de propagación de la varianza sobre la ecuación (14), se obtiene la siguiente ecuación para la obtención de la incertidumbre típica de la tasa de lectura del conjunto de referencia:

$$\begin{aligned} u_B^2(\dot{M}_{CC}) &= \left(\frac{\partial \dot{M}_{CC}}{\partial M_u^*}\right)^2 u^2(M_u^*) + \left(\frac{\partial \dot{M}_{CC}}{\partial d}\right)^2 u^2(d) + \left(\frac{\partial \dot{M}_{CC}}{\partial t_{ef}}\right)^2 u^2(t_{ef}) + \\ &+ \left(\frac{\partial \dot{M}_{CC}}{\partial \theta_u^*}\right)^2 u^2(\theta_u^*) + \left(\frac{\partial \dot{M}_{CC}}{\partial P_u^*}\right)^2 u^2(P_u^*) + \left(\frac{\partial \dot{M}_{CC}}{\partial k'_{h,50,u}}\right)^2 u^2(k'_{h,50,u}) \\ u_B^2(\dot{M}_{CC}) &= \left[ \frac{101,325}{293,15} \frac{1}{d^2} \frac{1}{t_{ef}} \cdot \frac{273,15 + \theta_u^*}{P_u^*} \cdot k'_{h,50,u} \right]^2 u^2(M_u^*) + \\ &+ \left[ -\frac{101,325}{293,15} \frac{M_u^*}{t_{ef}} \cdot \frac{273,15 + \theta_u^*}{P_u^*} \cdot k'_{h,50,u} \frac{2}{d^3} \right]^2 u^2(d) + \\ &+ \left[ -\frac{101,325}{293,15} \frac{M_u^*}{d^2} \cdot \frac{273,15 + \theta_u^*}{P_u^*} \cdot k'_{h,50,u} \frac{1}{t_{ef}^2} \right]^2 u^2(t_{ef}) + \\ &+ \left[ \frac{101,325}{293,15} \frac{M_u^*}{t_{ef}} \cdot \frac{1}{d^2} \frac{1}{P_u^*} \cdot k'_{h,50,u} \right]^2 u^2(\theta_u^*) + \\ &+ \left[ -\frac{101,325}{293,15} \frac{M_u^*}{d^2} \cdot \frac{273,15 + \theta_u^*}{t_{ef}} \cdot k'_{h,50,u} \frac{1}{(P_u^*)^2} \right]^2 u^2(P_u^*) + \\ &+ \left[ \frac{101,325}{293,15} \frac{M_u^*}{t_{ef}} \cdot \frac{1}{d^2} \frac{273,15 + \theta_u^*}{P_u^*} \right]^2 u^2(k'_{h,50,u}) \end{aligned} \quad (18)$$

o en términos simplificados para los coeficientes de sensibilidad:

$$\begin{aligned} u_B^2(\dot{M}_{CC}) &= [c(M_u^*)]^2 u^2(M_u^*) + [c(d)]^2 u^2(d) + [c(t_{ef})]^2 u^2(t_{ef}) + \\ &+ [c(\theta_u^*)]^2 u^2(\theta_u^*) + [c(P_u^*)]^2 u^2(P_u^*) + [c(k'_{h,50,u})]^2 u^2(k'_{h,50,u}) \end{aligned} \quad (19)$$

Si se deseara la ecuación (18) en términos relativos:

$$\begin{aligned} \frac{u_B^2(\dot{M}_{CC})}{\dot{M}_{CC}^2} &= \frac{u^2(M_u^*)}{(M_u^*)^2} + 4 \frac{u^2(d)}{d^2} + \frac{u^2(t_{ef})}{t_{ef}^2} + \frac{u^2(\theta_u^*)}{(273,15 + \theta_u^*)^2} + \\ &+ \frac{u^2(P_u^*)}{(P_u^*)^2} + \frac{u^2(k'_{h,50,u})}{(k'_{h,50,u})^2} \end{aligned} \quad (20)$$

La raíz cuadrada de las ecuaciones (18) y (20) conduciría de nuevo a la incertidumbre típica y a su valor relativo, respectivamente, de la tasa de lectura corregida.

A continuación se determinará la incertidumbre típica de cada una de las variables que contribuyen a la incertidumbre típica de  $M_{CC}$ .

#### 4.2.2.1. Componente de incertidumbre debida a la lectura procedente del conjunto cámara-electrómetro, corregida por fugas y pérdida de carga

Se parte de la ecuación (2):

$$M_u^* = M_u - M_{u,F} + M_{u,PC}$$

donde  $M_u$  es la lectura procedente del conjunto cámara-electrómetro recogida durante el tiempo efectivo de medida,  $M_{u,F}$  es la corrección por fugas y  $M_{u,PC}$  es la corrección por pérdida de carga. Ambas correcciones determinadas para el mismo tiempo de medida.

Por lo tanto, y atendiendo a la ley de propagación de incertidumbres:

$$u^2(M_u^*) = \left(\frac{\partial M_u^*}{\partial M_u}\right)^2 u^2(M_u) + \left(\frac{\partial M_u^*}{\partial M_{u,F}}\right)^2 u^2(M_{u,F}) + \left(\frac{\partial M_u^*}{\partial M_{u,PC}}\right)^2 u^2(M_{u,PC})$$

$$u^2(M_u^*) = u^2(M_u) + u^2(M_{u,F}) + u^2(M_{u,PC}) \quad (21)$$

##### a) Incertidumbre debida a la lectura del conjunto cámara-electrómetro

La lectura del conjunto cámara-electrómetro es el resultado de la diferencia entre la lectura final del electrómetro y la lectura inicial:

$$M_u = M_{u,f} - M_{u,i} \quad (22)$$

Por lo tanto,

$$u^2(M_u) = u^2(M_{u,f}) + u^2(M_{u,i}) \quad (23)$$

La incertidumbre debida a la lectura inicial y final es consecuencia de la resolución del electrómetro. Se denomina Res1 y Res2 a la diferencia de la indicación que corresponde al cambio de una unidad en la cifra menos significativa, en las escalas donde se miden la lectura final y la inicial respectivamente. Asumiendo una distribución rectangular:

$$u(M_{u,f}) = \frac{Res1}{2\sqrt{3}} \quad u(M_{u,i}) = \frac{Res2}{2\sqrt{3}}$$

Atendiendo a la ecuación (23):

$$u^2(M_u) = \left(\frac{\text{Res}1}{2\sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{\text{Res}2}{2\sqrt{3}}\right)^2 \quad (24)$$

- b) Incertidumbre debida a la pérdida de carga del conjunto cámara-electrómetro

Puesto que se realizan dos medidas de pérdida de carga, la pérdida de carga total será la media de los dos valores:

$$M_{u,PC} = \frac{M_{u,PC1} + M_{u,PC2}}{2} \quad (25)$$

Por otra parte, cada una de las medidas de pérdida de carga, son el resultado de restar la lectura final de la lectura inicial:

$$M_{u,PC} = \frac{(M_{u,PC1f} - M_{u,PC1i}) + (M_{u,PC2f} - M_{u,PC2i})}{2} \quad (26)$$

Y por lo tanto, la incertidumbre correspondiente vendrá dada por la expresión:

$$u^2(M_{u,PC}) = \frac{1}{4}u^2(M_{u,PC1f}) + \frac{1}{4}u^2(M_{u,PC1i}) + \frac{1}{4}u^2(M_{u,PC2f}) + \frac{1}{4}u^2(M_{u,PC2i}) \quad (27)$$

En este caso, las incertidumbres debido a las lecturas iniciales y finales de la pérdida de carga se deben únicamente a la resolución de la lectura. Asumiendo una distribución rectangular y que la resolución a tener en cuenta es la misma que para las lecturas de  $M_{u,f}$ , se obtiene:

$$u(M_{u,PC1f}) = u(M_{u,PC1i}) = u(M_{u,PC2f}) = u(M_{u,PC2i}) = \frac{\text{Res}1}{2\sqrt{3}}$$

$$u^2(M_{u,PC}) = \left(\frac{\text{Res}1}{2\sqrt{3}}\right)^2 \quad (28)$$

- c) Incertidumbre debida a las fugas del conjunto cámara-electrómetro

La estimación de la incertidumbre del valor de  $M_{u,F}$  resulta en buena parte de los casos bastante problemática. Se realizan dos medidas de fugas iniciales durante la calibración del conjunto. La situación ideal es que el resultado de las dos medidas de fugas resultasen idénticas y despreciables frente al valor de  $M_u$ , suponiendo además que el conjunto cámara-electrómetro se comporta de igual forma durante el resto de las medidas. De ser así, al final de una irradiación y siempre y cuando

la resolución lo hiciera posible, deberá detectarse el mismo comportamiento de las fugas, obteniéndose lo que denominamos fugas finales, que deben ser iguales a las fugas iniciales. Con frecuencia esto no ocurre debido a la existencia de pérdida de carga (enmascarando la medida de fugas) o a la falta de resolución del electrómetro.

Se procederá a actuar de dos formas diferentes dependiendo de las pérdidas de carga y de las fugas finales. Los criterios que siguen se aceptan como válidos siempre y cuando la corriente de fugas del conjunto cámara-electrómetro sea inferior a  $5 \cdot 10^{-14}$  A.

En el caso en que exista pérdida de carga, o bien ésta sea nula y la lectura final e inicial de su medida sea exactamente la misma, se consideran como fugas iniciales la media de los dos valores, puesto que las fugas finales no podrían medirse por la existencia de pérdida de carga o por falta de resolución.

La incertidumbre debida a fugas tendrá dos componentes:

- Componente de incertidumbre debida a la resolución de las lecturas. Se denomina *Res3* a la diferencia de la indicación que corresponde al cambio de una unidad en la cifra menos significativa de la escala del electrómetro en la que se miden las fugas iniciales.

Partiendo de:

$$M_{u,F} = \frac{(M_{u,F1f} - M_{u,F1i}) + (M_{u,F2f} - M_{u,F2i})}{2} \quad (29)$$

y asumiendo una distribución rectangular para cada una de las incertidumbres de las lecturas:

$$u_1^2(M_{u,F}) = \frac{1}{4}u^2(M_{u,F1f}) + \frac{1}{4}u^2(M_{u,F1i}) + \frac{1}{4}u^2(M_{u,F2f}) + \frac{1}{4}u^2(M_{u,F2i}) \quad (30)$$

$$u(M_{u,F1f}) = u(M_{u,F1i}) = u(M_{u,F2f}) = u(M_{u,F2i}) = \frac{Res3}{2\sqrt{3}}$$

$$u_1^2(M_{u,F}) = \left(\frac{Res3}{2\sqrt{3}}\right)^2 \quad (31)$$

- Si los dos valores obtenidos para las fugas son exactamente iguales en valor y sentido, no se considera componente adicional alguna. Sin embargo, si las fugas no son iguales, y en ocasiones pueden llegar a ser muy dispares, se cree conveniente añadir una componente de incertidumbre a la ya estimada en el párrafo anterior, en la cual se tiene en

cuenta el desconocimiento real del comportamiento de tales fugas durante las medidas. Se considera una distribución rectangular para esta componente de incertidumbre, cuyos límites mínimo y máximo los impone los valores de las fugas tomados al comienzo de la medida,  $M_{u,F1}$  y  $M_{u,F2}$ . El intervalo de la distribución se obtiene mediante la diferencia de ambos valores:

$$a = M_{u,F2} - M_{u,F1} \quad (32)$$

$$u_2^2(M_{u,F}) = \left(\frac{a}{2\sqrt{3}}\right)^2 \quad (33)$$

Por lo tanto, la incertidumbre combinada debido a fugas en el caso en el que solamente existan dos medidas de las fugas iniciales es:

$$u^2(M_{u,F}) = \left(\frac{\text{Res3}}{2\sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{a}{2\sqrt{3}}\right)^2 \quad (34)$$

En el caso en que no exista pérdida de carga, pero la lectura final de la misma sea ligeramente diferente de la lectura inicial, se obtendrá un valor de la denominada fuga final. Se considerará entonces  $M_{u,F}$  como la media de los dos valores de fugas iniciales y del valor tomado como fuga final.

La incertidumbre debida a fugas también tendrá dos componentes:

- Componente de incertidumbre debida a la resolución de las lecturas. En este caso, aparecerá Res3 como la diferencia de la indicación que corresponde al cambio de una unidad en la cifra menos significativa de la escala del electrómetro en la que se miden las fugas iniciales y Res1 como la diferencia de la indicación que corresponde al cambio de una unidad en la cifra menos significativa de la escala del electrómetro en la que se miden las fugas finales.

Partiendo de:

$$M_{u,F} = \frac{(M_{u,F1f} - M_{u,F1i}) + (M_{u,F2f} - M_{u,F2i}) + (M_{u,F3f} - M_{u,F3i})}{3} \quad (35)$$

y asumiendo una distribución rectangular para cada una de las incertidumbre de las lecturas:

$$u_1^2(M_{u,F}) = \frac{1}{9}u^2(M_{u,F1f}) + \frac{1}{9}u^2(M_{u,F1i}) + \frac{1}{9}u^2(M_{u,F2f}) + \frac{1}{9}u^2(M_{u,F2i}) + \frac{1}{9}u^2(M_{u,F3f}) + \frac{1}{9}u^2(M_{u,F3i}) \quad (36)$$

$$u(M_{u,F1f}) = u(M_{u,F1i}) = u(M_{u,F2f}) = u(M_{u,F2i}) = \frac{Res3}{2\sqrt{3}}$$

$$u(M_{u,F3f}) = u(M_{u,F3i}) = \frac{Res1}{2\sqrt{3}}$$

$$u_1^2(M_{u,F}) = \frac{4}{9}\left(\frac{Res3}{2\sqrt{3}}\right)^2 + \frac{2}{9}\left(\frac{Res1}{2\sqrt{3}}\right)^2 \quad (37)$$

- Si los tres valores obtenidos para las fugas son exactamente iguales en valor y sentido, no se considera componente adicional alguna. Sin embargo, si las fugas no son iguales, al igual que en el caso anterior, se añade una componente de incertidumbre basada en una distribución cuyos límites mínimo y máximo los impone los valores máximo y mínimo de los tres valores de fugas medidos. El intervalo de la distribución se obtiene mediante la diferencia de ambos valores:

$$a = Max(M_{u,F1}, M_{u,F2}, M_{u,F3}) - Min(M_{u,F1}, M_{u,F2}, M_{u,F3}) \quad (38)$$

y por lo tanto:

$$u_2^2(M_{u,F}) = \left(\frac{a}{2\sqrt{3}}\right)^2 \quad (39)$$

En consecuencia, la incertidumbre típica combinada debido a fugas en éste último caso se obtendrá a partir de:

$$u^2(M_{u,F}) = \frac{4}{9}\left(\frac{Res3}{2\sqrt{3}}\right)^2 + \frac{2}{9}\left(\frac{Res1}{2\sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{a}{2\sqrt{3}}\right)^2 \quad (40)$$

Utilizando la ecuación (21) se determinará la incertidumbre de la lectura corregida por fugas y pérdida de carga. Se consideran, pues, dos casos:

1. Para el caso en el que se disponga de dos valores de fugas iniciales, se utilizan las ecuaciones (24), (28) y (34) obteniendo:

$$u^2(M_u^*) = \frac{1}{12}(2Res1^2 + Res2^2 + Res3^2 + a^2) \quad (41)$$

En términos relativos:

$$\frac{u^2(M_u^*)}{(M_u^*)^2} = \frac{1}{12(M_u^*)^2}(2Res1^2 + Res2^2 + Res3^2 + a^2) \quad (42)$$

2. Para el caso en el que se disponga de dos valores de fugas iniciales y un valor de fuga final, se utilizan las ecuaciones (24), (28) y (40) obteniendo:

$$u^2(M_u^*) = \frac{1}{12} \left( \frac{20}{9} \text{Res}1^2 + \text{Res}2^2 + \frac{4}{9} \text{Res}3^2 + a^2 \right) \quad (43)$$

En términos relativos:

$$\frac{u^2(M_u^*)}{(M_u^*)^2} = \frac{1}{12(M_u^*)^2} \left( \frac{20}{9} \text{Res}1^2 + \text{Res}2^2 + \frac{4}{9} \text{Res}3^2 + a^2 \right) \quad (44)$$

#### 4.2.2.2. Componente de incertidumbre debida al posicionado de la cámara a calibrar

Se tienen en cuenta dos componentes de incertidumbre debida al posicionado de la cámara a calibrar.

1. Componente de incertidumbre debida a la colocación de la cámara a calibrar a 1 m del foco efectivo de la fuente

La distancia de 1 m desde el foco efectivo de la fuente al plano de referencia de las cámaras patrón ó de la cámara a calibrar, se mide con el concurso de una cala de longitud variable que se sitúa entre la cara anterior de una de las mandíbulas del colimador y la cara anterior de una mira de PMMA de 10 mm, que se emplea para situar el punto de referencia de una cámara en el punto de calibración. La distancia hasta 1 m, desde la cara anterior de la mira (donde se sitúa el plano de referencia de todas las cámaras) hasta el foco efectivo de la fuente se complementa con la distancia entre la cara anterior de la fuente y la cara anterior de esa mandíbula, que en su posición de tamaño de campo mínimo, hay una distancia de 450 mm según señala el fabricante de la unidad Theratron 780.

La experiencia permite asegurar que el punto débil en la colocación a 1 m de la cámara a calibrar, respecto a la situación de cualquiera de las cámaras patrón, reside en la fijación en el espacio de manera reproducible, de la mira de PMMA. La desviación máxima del punto de referencia de la cámara a calibrar con respecto a la de cualquiera de las cámaras patrón se estima en  $\pm 0,5$  mm, lo que se traduce, asumiendo una distribución rectangular, en una incertidumbre típica de posicionado de:

$$u_{pos}(d) = \frac{0,0005}{\sqrt{3}} \quad (45)$$



## 2. Incertidumbre adicional por un posicionado especialmente dificultoso

En ocasiones alguna cámara por su diseño y geometría algo especiales y diferentes de la mayoría de las cámaras ofrecen una mayor dificultad en su posicionado. Cuando esto ocurre, se estima en el momento de su posicionado una incertidumbre adicional a la señalada en el apartado 1 ( $u_{pos,dif.}$ ) en función de la desviación máxima posible " $b(m)$ ":

$$u_{pos,dif.}(d) = \frac{b(m)}{2\sqrt{3}} \quad (46)$$

La componente de incertidumbre debida al posicionado de la cámara resulta de combinar cuadráticamente las ecuaciones (45) y (46).

$$u^2(d) = u_{pos}^2(d) + u_{pos,dif.}^2(d)$$
$$u^2(d) = (2,89 \cdot 10^{-4})^2 + \left(\frac{b}{2\sqrt{3}}\right)^2 \quad (47)$$

Si se desea expresar esta componente en términos relativos y dado que  $d = 1\text{m}$ , obtendríamos una expresión análoga a la ecuación (47).

### 4.2.2.3. Componente de incertidumbre debida al tiempo efectivo de medida

En el cálculo de incertidumbre del valor de  $\dot{K}_{air,R}$  en el laboratorio (Ref. 2) ya se tuvo en cuenta las siguientes componentes de incertidumbre que afectan al tiempo efectivo de medida:

- Exactitud del temporizador, "Accuracy".
- Resolución del temporizador.
- Magnitudes de influencia sobre  $t_{temp}$ .
- Determinación de  $\tau$ .

El uso obviamente del mismo temporizador en el momento de calibrar una cámara problema y en general usando un tiempo efectivo,  $t_{ef}$ , distinto del usado en la determinación de  $\dot{K}_{air,R}$ , no acarrea otra incertidumbre que la debida a la falta de linealidad y a la resolución del temporizador.

- a) Componente de incertidumbre debida a la falta de linealidad del temporizador

Se toma la misma incertidumbre que la procedente del estudio de linealidad de la unidad (Ref. 2). Para tiempos efectivos desde 120 s a 840 s aproximadamente la desviación máxima relativa del valor medio de los

sucesivos valores de  $M^*/t_{ef}$  fue de  $\pm 6 \cdot 10^{-4}$ . En consecuencia y suponiendo una distribución rectangular:

$$u_{\text{linealidad}} = \frac{6 \cdot 10^{-4} \cdot t_{ef}}{\sqrt{3}} \quad (48)$$

con  $t_{ef}$  en s.

b) Componente de incertidumbre debida a la resolución del temporizador

La resolución del temporizador es de  $\pm 0,005$  min, es decir,  $\pm 0,3$  s. Considerando una distribución rectangular:

$$u_{\text{resolución}} = \frac{0,3}{\sqrt{3}}$$

La incertidumbre debida al tiempo efectivo se calcula a partir de la expresión:

$$u^2(t_{ef}) = u_{\text{linealidad}}^2(t_{ef}) + u_{\text{resolución}}^2(t_{ef})$$

$$u^2(t_{ef}) = \left(\frac{6 \cdot 10^{-4}}{\sqrt{3}}\right)^2 t_{ef}^2 + \left(\frac{0,3}{\sqrt{3}}\right)^2$$

o en términos relativos:

$$\frac{u^2(t_{ef})}{t_{ef}^2} = \left(\frac{6 \cdot 10^{-4}}{\sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{0,3}{\sqrt{3}}\right)^2 \frac{1}{t_{ef}^2} = 1,2 \cdot 10^{-7} + \frac{0,03}{t_{ef}^2} \quad (49)$$

#### 4.2.2.4. Componente de incertidumbre debida a la medida de la presión atmosférica

El uso del mismo barómetro para la calibración de la cámara problema que para la determinación de  $\dot{K}_{air,R}$ , hace que no se deba tener en cuenta la incertidumbre debida a la calibración del barómetro y a la falta de estabilidad a largo plazo. Ambas incertidumbres ya se tuvieron en cuenta en el momento del cálculo de incertidumbre de la presión al determinar  $\dot{K}_{air,R}$  (Ref. 2).

Al determinar el coeficiente de calibración de un conjunto de referencia se deberán tener en cuenta las siguientes componentes:

1. Sensibilidad del barómetro

Según el manual del fabricante, la falta de sensibilidad es 1 / 8000 de la lectura en mbar. Por lo tanto, la incertidumbre típica correspondiente, en kPa, será de :

$$u_{\text{sens.}}(P_u^*) = \frac{P}{8000 \cdot \sqrt{3}} \quad (50)$$

## 2. Inexactitud de la corrección a aplicar a la lectura

Según el certificado de calibración, la corrección a aplicar a la lectura del barómetro entre 91 kPa y 98 kPa (extremos de presión en Madrid) es de  $-0,03$  kPa con una desviación máxima de  $\pm 0,02$  kPa. Asumiendo una distribución rectangular, la incertidumbre debida a la corrección resultaría:

$$u_{corr.}(P_u^*) = \frac{0,02}{\sqrt{3}} \quad (51)$$

## 3. Umbral de discriminación visual

Se estima en  $\pm 0,01$  kPa, correspondiente a la quinta parte de una división. De nuevo considerando una distribución rectangular:

$$u_{dis.v.}(P_u^*) = \frac{0,01}{\sqrt{3}} \quad (52)$$

## 4. Magnitudes de influencia

El fabricante señala en el manual de instrucciones, a la temperatura como única magnitud de influencia sobre la lectura del barómetro. Para la temperatura ambiente existente en la sala de control del laboratorio esta corrección sería inferior a 0,003 kPa. Dado que no se realiza:

$$u_{mag.inf.}(P_u^*) = 0,003 \text{ kPa} \quad (53)$$

Por lo tanto, la incertidumbre típica debida a la medida de la presión atmosférica será la combinación cuadrática de las ecuaciones (50), (51), (52) y (53).

$$\begin{aligned} u^2(P_u^*) &= u_{sens.}^2(P_u^*) + u_{corr.}^2(P_u^*) + u_{dis.v.}^2(P_u^*) + u_{mag.infl.}^2(P_u^*) \\ u^2(P_u^*) &= \left(\frac{P}{8000 \cdot \sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{0,02}{\sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{0,01}{\sqrt{3}}\right)^2 + (0,003)^2 = \\ &= P^2 \cdot 5,2 \cdot 10^{-9} + 1,757 \cdot 10^{-4} \end{aligned} \quad (54)$$

o en términos relativos:

$$\frac{u^2(P_u^*)}{(P_u^*)^2} = \frac{P^2 \cdot 5,2 \cdot 10^{-9}}{(P_u^*)^2} + \frac{1,757 \cdot 10^{-4}}{(P_u^*)^2} \quad (55)$$

#### 4.2.2.5. Componente de incertidumbre debida a la medida de la temperatura

El uso del mismo teletermómetro para la calibración de la cámara problema que para la determinación de  $\dot{K}_{air,R}$ , hace que no se deba tener en cuenta la incertidumbre debida a la calibración del teletermómetro y la incertidumbre debida a la falta de estabilidad a largo plazo. Ambas se tuvieron en cuenta en el cálculo de la incertidumbre de  $\dot{K}_{air,R}$  (Ref. 2).

Al determinar el coeficiente de calibración de un conjunto de referencia se deberán tener en cuenta las siguientes componentes:

##### 1. Umbral de discriminación visual

Se considera la quinta parte de una división, es decir,  $0,04^{\circ}\text{C}$ . Asumiendo una distribución rectangular:

$$u_{dis.v.}(\theta_u^*) = \frac{0,04}{2\sqrt{3}} \quad (56)$$

##### 2. Inexactitud de la corrección a aplicar a la lectura

Según el certificado de calibración, la corrección a aplicar a la lectura del teletermómetro sigue una línea recta y con una incertidumbre típica de  $0,01^{\circ}\text{C}$  para una temperatura comprendida entre  $15^{\circ}\text{C}$  y  $30^{\circ}\text{C}$ .

$$u_{corr.}(\theta_u^*) = 0,01^{\circ}\text{C} \quad (57)$$

##### 3. Ajuste previo sobre línea roja

Esta posible componente se considera despreciable frente a las demás. Se utiliza una fuente de tensión estabilizada para alimentar el teletermómetro.

##### 4. Gradiente de temperatura

Se estima el posible gradiente entre el lugar donde está situado la sonda termistor y la cámara a calibrar en un valor máximo de  $0,2^{\circ}\text{C}$ . Por lo tanto la incertidumbre típica correspondiente es:

$$u_{grad.}(\theta_u^*) = \frac{0,2}{2\sqrt{3}} \quad (58)$$

Por lo tanto, la incertidumbre típica debida a la medida de la temperatura será la combinación cuadrática de las ecuaciones (56), (57) y (58):

$$u^2(\theta_u^*) = u_{dis.v.}^2(\theta_u^*) + u_{corr.}^2(\theta_u^*) + u_{grad.}^2(\theta_u^*)$$

o bien:

$$u^2(\theta_u^*) = \left(\frac{0,04}{2\sqrt{3}}\right)^2 + (0,01)^2 + \left(\frac{0,2}{2\sqrt{3}}\right)^2 = 3,567 \cdot 10^{-3} \quad (59)$$

Si se deseara en términos relativos:

$$\frac{u^2(\theta_u^*)}{(273,15 + \theta_u^*)^2} = \frac{3,567 \cdot 10^{-3}}{(273,15 + \theta_u^*)^2} \quad (60)$$

#### 4.2.2.6. Componente de incertidumbre debida al factor $k'_{h,50,u}$

La aplicación de la ley de propagación de la varianza a la ecuación (5) conduciría a la expresión:

$$u^2(k'_{h,50,u}) = \left(\frac{1}{0,9971}\right)^2 u^2(k_{h,u}) \quad (61)$$

Con respecto a la incertidumbre típica de  $k_{h,u}$ , cabe considerar dos componentes:

##### 1. Calibración del higrómetro

Según el certificado de calibración, la incertidumbre de calibración es de  $\pm 1,5\%$  ( $k = 2$ ). Esta incertidumbre, así como la que pueda corresponder a  $P$  y  $\theta$  no afectan significativamente al valor de  $k_{h,u}$ . Por lo tanto, la componente de incertidumbre por este motivo se considera despreciable sobre  $k_{h,u}$ .

##### 2. Falta de resolución en el informe JEN 534

En alguna ocasión puede ocurrir que por falta de resolución de la tabla del informe JEN 534 (Ref. 3) se ha dudado en elegir un valor de  $k_{h,u}$  con una desviación máxima de  $1 \times 10^{-4}$ . Por tanto, se considera una distribución rectangular con semiamplitud  $5 \times 10^{-5}$ .

$$u(k_{h,u}) = \frac{5 \cdot 10^{-5}}{\sqrt{3}} \quad (62)$$

En consecuencia:

$$u^2(k'_{h,50,u}) = \left(\frac{5 \cdot 10^{-5}}{\sqrt{3} \cdot 0,9971}\right)^2 = (2,90 \cdot 10^{-5})^2 \quad (63)$$

o si se desea en términos relativos:

$$\frac{u^2(k'_{h,50,u})}{(k'_{h,50,u})^2} = \left(\frac{2,90 \cdot 10^{-5}}{k_{h,u}}\right)^2 \quad (64)$$

#### 4.2.2.7. Incertidumbre de Tipo B

Partiendo de la ecuación (19) y utilizando las ecuaciones (41) (se dispone de dos valores de fugas iniciales), (47), (49), (54), (59) y (63) se obtiene la siguiente expresión para la incertidumbre de Tipo B:

$$\begin{aligned}
 u_B^2(\dot{M}_{CC}) = & c^2(M_u^*) \left[ \frac{1}{12} (2 \operatorname{Re}s1^2 + \operatorname{Re}s2^2 + \operatorname{Re}s3^2 + a^2) \right] + \\
 & + c^2(d) \left[ (2,89 \cdot 10^{-4})^2 + \frac{b^2}{12} \right] + c^2(t_{ef}) [1,2 \cdot 10^{-7} t_{ef}^2 + 0,03]^2 + \quad (65) \\
 & + c^2(P_u^*) [P^2 5,2 \cdot 10^{-9} + 1,757 \cdot 10^{-4}] + c^2(\theta_u^*) [3,567 \cdot 10^{-3}] + \\
 & + c^2(k'_{h,50,u}) [2,90 \cdot 10^{-5}]^2
 \end{aligned}$$

Partiendo de la ecuación (20) y utilizando las ecuaciones (42), (47), (49), (55), (60) y (64) se obtendrá la incertidumbre de Tipo B, en términos relativos:

$$\begin{aligned}
 \frac{u_B^2(\dot{M}_{CC})}{(\dot{M}_{CC})^2} = & \left[ \frac{1}{12(M_u^*)^2} (2 \operatorname{Re}s1^2 + \operatorname{Re}s2^2 + \operatorname{Re}s3^2 + a^2) \right] + \\
 & + 4 \left[ (2,89 \cdot 10^{-4})^2 + \frac{b^2}{12} \right] + \left[ 1,2 \cdot 10^{-7} + \frac{0,03}{t_{ef}^2} \right] + \quad (66) \\
 & + \left[ \frac{P^2 5,2 \cdot 10^{-9} + 1,757 \cdot 10^{-4}}{(P_u^*)^2} \right] + \left[ \frac{3,567 \cdot 10^{-3}}{(273,15 + \theta_u^*)^2} \right] + \\
 & + \left[ \frac{2,90 \cdot 10^{-5}}{k_{h,u}} \right]^2
 \end{aligned}$$

#### 4.2.3. Incertidumbre combinada

La incertidumbre combinada del valor medio de las lecturas corregidas del conjunto a calibrar es la combinación cuadrática de las incertidumbres de Tipo A y de Tipo B:

$$u^2(\bar{M}_{CC}) = u_A^2(\bar{M}_{CC}) + u_B^2(\bar{M}_{CC}) \quad (67)$$

donde las componentes vienen expresadas por las siguientes ecuaciones:

$$u_A^2(\bar{M}_{CC}) \Rightarrow Ec(16) \quad u_B^2(\bar{M}_{CC}) \Rightarrow Ec(65)$$

Si se deseara en términos relativos:

$$\frac{u^2(\bar{M}_{CC})}{(\bar{M}_{CC})^2} = \frac{u_A^2(\bar{M}_{CC})}{(\bar{M}_{CC})^2} + \frac{u_B^2(\bar{M}_{CC})}{(\bar{M}_{CC})^2} \quad (68)$$

donde las componentes vienen expresadas por las ecuaciones:

$$\frac{u_A^2(\bar{M}_{CC})}{(\bar{M}_{CC})^2} \Rightarrow Ec(17)$$

$$\frac{u_B^2(\dot{M}_{CC})}{(\dot{M}_{CC})^2} \Rightarrow Ec(66)$$

### 4.3. Incertidumbre típica del coeficiente de calibración

La expresión para el cálculo de la incertidumbre típica del coeficiente de calibración se muestra en la ecuación (7):

$$u^2(N_{K,CC}) = \left(\frac{1}{\bar{M}_{CC}}\right)^2 u^2(\dot{K}_{air,R,FEC}) + \left(-\frac{\dot{K}_{air,R,FEC}}{\bar{M}_{CC}^2}\right)^2 u^2(\bar{M}_{CC})$$

donde las componentes vienen expresadas por las ecuaciones:

$$u^2(\dot{K}_{air,R,FEC}) \Rightarrow Ec(10)$$

$$u^2(\dot{M}_{CC}) \Rightarrow Ec(67)$$

$$u = u(N_{K,CC}) = \sqrt{\left(\frac{1}{\bar{M}_{CC}}\right)^2 u^2(\dot{K}_{air,R,FEC}) + \left(-\frac{\dot{K}_{air,R,FEC}}{\bar{M}_{CC}^2}\right)^2 u^2(\bar{M}_{CC})} \quad (69)$$

Si se deseara la incertidumbre del coeficiente de calibración en términos relativos, se haría uso de la ecuación (8), donde las componentes vienen expresadas por las ecuaciones:

$$\frac{u^2(N_{K,CC})}{(N_{K,CC})^2} = \frac{u^2(\dot{K}_{air,R,FEC})}{(\dot{K}_{air,R,FEC})^2} + \frac{u^2(\bar{M}_{CC})}{(\bar{M}_{CC})^2}$$

$$\frac{u^2(\dot{K}_{air,R,FEC})}{(\dot{K}_{air,R,FEC})^2} \Rightarrow Ec(11)$$

$$\frac{u^2(\bar{M}_{CC})}{(\bar{M}_{CC})^2} \Rightarrow Ec(68)$$

y en consecuencia:

$$\frac{u(N_{K,CC})}{(N_{K,CC})} = \sqrt{\frac{u^2(\dot{K}_{air,R,FEC})}{(\dot{K}_{air,R,FEC})^2} + \frac{u^2(\bar{M}_{CC})}{(\bar{M}_{CC})^2}}$$

### 4.4. Incertidumbre expandida del coeficiente de calibración

La incertidumbre expandida es para  $k = 2$ :

$$U = 2u$$

## Referencias

- [1] International Atomic Energy Agency. "Calibration of radiation protection monitoring instruments". Safety reports series nº 16 IAEA, Vienna (2000).
- [2] GONZÁLEZ A. y BROSED A. , "Procedimiento para la determinación de la tasa de kerma en aire, con las cámaras patrón, en el Laboratorio de Dosimetría Gamma en niveles de terapia". PE-FP-MR-04 (2000).
- [3] LOS ARCOS J.M. y BROSED A., "Valores recomendados del factor de corrección por humedad,  $k_h$ , para la determinación de la exposición mediante cámaras de cavidad en la energía del  $^{60}\text{Co}$ ", JEN, Report 534 (1983).
- [4] Guía para la expresión de la incertidumbre de medida. Versión española. Centro Español de Metrología. Edición 1 (1998).
- [5] Expresión de la incertidumbre de medida en las calibraciones. EA-4/02. (2ª edición, 1999).
- [6] NICHOLS A.L., "X and Gamma Rays Standard For Detector Efficiency Calibration", Nucl. Instrum Methods Phys. Rev. A286, 467-475 (1990).



## Incertidumbre típica relativa del coeficiente de calibración, $N_{k,CC}$ , en la energía del $^{60}\text{Co}$ y en condiciones geométricas de referencia

Desglose de componentes	$s_i \cdot 10^2$	$u_j \cdot 10^2$
Determinación de $\dot{K}_{air,R}$ con el patrón nacional (1-1-2001)		0,4096
Corrección por decadencia de la fuente		0,0069
Posicionado en el punto de calibración		0,1291
Tiempo efectivo de irradiación		0,0396
Presión atmosférica		0,0158
Temperatura		0,0203
Humedad relativa		0,0029
Lectura del conjunto		
Repetibilidad:	0,0618	
Lectura:		0,0111
Incertidumbre típica	0,0618	0,4322
Incertidumbre combinada		0,44%
Incertidumbre expandida (k = 2)		0,88%

$s_i$  representa la incertidumbre típica relativa estimada mediante métodos estadísticos (Tipo A)

$u_j$  representa la incertidumbre típica relativa estimada por otros medios (Tipo B)

## **Tema 8:**

# Sistemas de dosimetría y de detección de la radiación en el ámbito hospitalario

**Ángel Gracia Ezpeleta**



# Sistemas de dosimetría y de detección de la radiación en el ámbito hospitalario

*Ángel Gracia Ezpeleta  
Sección de Acreditación e Inspección de Centros Sanitarios.  
Servicio de Evaluación y Calidad Asistencial.  
Dirección General de Planificación y Aseguramiento.  
Departamento de Salud y Consumo. Gobierno de Aragón  
agraciae@aragon.es*

## 1. Introducción

La radiación ionizante no es perceptible por los sentidos y es necesario valerse de instrumentos apropiados para detectar su presencia. En muchas situaciones, además de detectar la presencia de la radiación ionizante, es de vital importancia su evaluación numérica, utilizando para ello diferentes sistemas de medida.

Básicamente, en el ámbito hospitalario se pueden distinguir dos necesidades diferentes de la medida de las radiaciones:

- La primera es evaluar el efecto de la radiación sobre el medio, en particular sobre el cuerpo humano.
- La segunda de ellas consiste en conocer el número o la fluencia de partículas, y en ocasiones, la distribución de la fluencia en energía o espectro.

En este tema se han fijado los siguientes objetivos:

- La descripción de los principios de funcionamiento de los sistemas y componentes, que son capaces de detectar la radiación ionizante y proporcionar una magnitud que la caracterice.
- Clasificar los sistemas de dosimetría y detección de la radiación, utilizados habitualmente en el ámbito hospitalario.

- La descripción de las propiedades de los diversos sistemas y sus características específicas e intrínsecas, con un nivel de detalle adecuado a su nivel de utilización en el ámbito hospitalario.
- Intentar proporcionar un lenguaje común, es decir, una nomenclatura.

### 1.1. Definición

Existen diversos términos que hacen referencia a los instrumentos utilizados para detectar o medir las radiaciones ionizantes, como: detector, contador, espectrómetro, medidor, dosímetro, monitor, cámara, sistema de dosimetría, etc. Por supuesto estos términos se utilizan conjuntamente con otros como: “de ionización”, “de contaminación”, “de rayos x”, “de radiación ionizante” y otros muchos que se aplican o no según el contexto con mayor o menor acierto. Como primera idea, se puede indicar, que dependiendo de la información que necesitamos, los detectores de radiación ionizante se integran en distintos sistemas de adquisición o detección, que permiten una caracterización más o menos compleja del campo de radiación, los tipos de radiación que lo componen, su distribución de energía, su dirección, duración en el tiempo, etc. Es fácil intuir, que los diferentes nombres de instrumentos antes mencionados, se corresponden a diferentes tipos de sistemas, con diferentes denominaciones indicativas de dicha finalidad.

El diccionario de la “Real Academia Española” o RAE define *detección* como la acción y efecto de detectar que a su vez se define como “descubrir la existencia de algo que no era patente”. *Detector* es el “aparato que sirve para detectar.”

El diccionario del “Consejo de Seguridad Nuclear” o CSN, proporciona la siguiente definición. *Dosímetro*: “Instrumento o dispositivo que permite medir o evaluar una dosis absorbida, una exposición o cualquier otra magnitud radiológica. Los dosímetros emplean distintos procedimientos para la medida de la dosis absorbida: emulsiones fotográficas sensibles a la radiación (dosímetro fotográfico), materiales que absorben la energía de la radiación y después la liberan en forma de luz (dosímetros de termoluminiscencia), sustancias químicas que se transforman en presencia de la radiación (dosímetros químicos, dosímetros de Fricke), un condensador eléctrico (dosímetro de condensador), etc. También hay diferentes tipos de dosímetros en función de su utilización: dosímetro de bolsillo, de solapa, de mano, tipo pluma, etc.”

También en el diccionario de la “Real Academia Española”, entre diversas acepciones de *monitor*, se encuentra: “aparato que revela la presencia de las radiaciones y da una idea más o menos precisa de su intensidad. Suelen ser detectores muy sensibles y de poca precisión.” Hay que señalar que en este mismo diccionario se define la expresión *de precisión* como: “dícese de los aparatos,

máquinas, instrumentos, etc., construidos con singular esmero para obtener resultados exactos". Aún cuando se entiende el sentido de ambas definiciones, conviene señalar que el uso de los términos *intensidad* y *precisión* no coincide con el empleado en la metrología de radiaciones ionizantes. En ella se emplearían en su lugar los términos de *tasa de fluencia* y *exactitud* respectivamente. En ocasiones si al instrumento se le atribuye una cierta fiabilidad a la hora de estimar la radiación se emplea la acepción de *medidor*. Esta última acepción, también ha sido empleada para los equipos que dan un resultado numérico de la medida, mientras que el término *monitor* se ha reservado para aquellos equipos que están provistos de alarmas luminosas y/o audibles que se activan al superar un nivel predeterminado.

Tradicionalmente en el campo de la detección de partículas se denominan *detectores* a los dispositivos contadores de partículas y si además miden la energía de los sucesos ionizantes se denominan *espectrómetros*.

En la guía CSN 7.1, se define así *sistema de detección*: "Conjunto formado por los elementos sensibles a la radiación y por los equipos que permiten la transformación de los parámetros suministrados por dichos elementos, en términos de exposición, dosis absorbida, equivalente de dosis, fluencia, flujo, impulsos por unidad de tiempo, etc."

Se definirá *sistema de dosimetría* como: sistema que mide o evalúa, bien de forma directa o indirecta, exposición, kerma, dosis absorbida, o cualquier otra magnitud dosimétrica. En general un sistema de dosimetría está constituido por un dosímetro, por su lector y por los equipos adicionales necesarios. Como *dosímetro* se define aquella parte del sistema de dosimetría que merced a su exposición a las radiaciones ionizantes y debido a sus propiedades físicas o químicas, produce en ese momento o en uno posterior, la transducción de la magnitud dosimétrica a otra fácilmente medible por el lector. En la definición dada, *sistema* se define como un conjunto de cosas (instrumentos, equipos, dispositivos, etc.) que ordenadamente relacionadas entre sí contribuyen a determinado objeto. En el documento del "Organismo Internacional de la Energía Atómica" u OIEA (IAEA) TRS-398 se enumeran como parte del sistema de dosimetría los siguientes componentes: el lector (electrómetro), los dosímetros (cámaras), cables, conectores, fundas, maniqués y dispositivos de verificación de la estabilidad. De esta definición de *sistema de dosimetría*, se sigue que la *medida de una determinada magnitud dosimétrica*, es el proceso mediante el cual se determina su valor experimental utilizando uno o varios sistemas de dosimetría.

Finalmente, conviene resaltar que de acuerdo con las definiciones anteriores, el concepto *sistema de detección* incluye al de *sistema de dosimetría*. El primero de ellos, se refiere tanto a sistemas que miden magnitudes radiométricas

como dosimétricas, mientras que el segundo se reserva únicamente para las dosimétricas. De manera análoga a la definición de *dosímetro* como la parte "sensible" del sistema de dosimetría, se puede definir *detector* como el elemento "sensible" del *sistema de detección*.

## 1.2. Conceptos básicos

El diseño de los sistemas de dosimetría está basado en el conocimiento de la interacción de las radiaciones con la materia. Como ya sabemos, las radiaciones depositan energía en los materiales, principalmente a través de la ionización y excitación de sus átomos y moléculas. Además, puede haber emisión de luz, cambio de temperatura, o efectos químicos, todo lo cual puede ser un indicador de la presencia de radiación. Para que un sistema de dosimetría o de detección funcione como tal, es necesario que el dosímetro o el detector del sistema, posea un efecto físico o químico que sea función de la magnitud dosimétrica o radiométrica a medir. Debido a este efecto, que es principalmente físico en los sistemas habitualmente utilizados en el ámbito hospitalario, los sistemas presentan diversas propiedades y características. Por el contrario, algunas de las propiedades son comunes por la naturaleza de su uso, y por tanto impuestas en su diseño, debiendo descartar aquellos sistemas que no las cumplen. En conclusión, debido a su diseño y construcción, los dosímetros o detectores presentan siempre algunas características que los hacen diferentes y más o menos apropiados para una determinada función, o como siempre ocurre con todo, podemos decir que presentan ventajas e inconvenientes para unos determinados usos.

Los lectores siempre incluyen sistemas electrónicos de control y tratamiento de las señales producidas por los detectores o dosímetros. Según el tipo de detector, incluyen preamplificadores, amplificadores, discriminadores, conversores de frecuencia (para tensión e intensidad), conversores analógico-digita-les y otros muchos elementos electrónicos que no se van a estudiar con detalle. Si este sistema electrónico debe permanecer en funcionamiento mientras es irradiado el detector, diremos que nuestro sistema de detección es *activo*. Por el contrario, si el proceso de lectura del detector mediante dicho sistema electrónico ocurre con posterioridad a la irradiación, diremos que es *pasivo*.

Aunque sólo el calorímetro de agua permite la determinación directa de la dosis absorbida en agua en un maniquí de agua, este es un sistema de dosimetría que por su complejidad práctica queda relegado a los laboratorios primarios de calibración dosimétrica. No obstante es corriente designar como detectores *directos* a aquellos que utilizan la señal resultante de coleccionar los portadores de carga (iones, electrones o huecos) producidos por la radiación ionizante en dicho medio. Por el contrario se denominan como *indirectos* aque-

llos que aprovechan como señal de medida la producida por otras transformaciones producidas por la radiación ionizante en el medio como por ejemplo: la excitación de estados ópticos, de vibración en una red, modificaciones en la estructura de niveles energéticos de la red, formación de burbujas sobrecalentadas, etc.

En los detectores de tipo directo existe o se aplica un campo eléctrico para recoger los portadores de carga. En estos detectores se puede definir la *movilidad* de un determinado portador como el cociente entre la velocidad media de deriva debida al campo eléctrico aplicado sobre dichos portadores partido por el valor de dicho campo eléctrico. La movilidad en general es función del medio y las condiciones a las que está sometido (temperatura, presión, etc.) y del tipo de portador. La diferencia de movilidad entre los portadores de uno y otro signo puede ser importante. Por ejemplo en gases, la movilidad de los electrones es de un orden 1000 veces mayor que la de los iones positivos. El movimiento de deriva de los portadores debido al campo eléctrico está siempre superpuesto al movimiento browniano debido a las condiciones de equilibrio térmico de dichos portadores en el medio.

La corriente eléctrica o señal recogida en los detectores de tipo directo comienza en el mismo instante en que las cargas se mueven entre los electrodos, es decir se trata de una señal de inducción.

## 2. Clasificación de los sistemas de dosimetría y de detección de la radiación atendiendo a su utilización

### 2.1. Introducción

Hemos visto que los sistemas de dosimetría y de detección miden magnitudes que nos ayudan a evaluar la radiación ionizante. Para medir dichas magnitudes se han desarrollado muchos tipos de dosímetros y detectores de radiación, algunos de los cuales se van a describir posteriormente en este tema, en particular los que resultan de interés en el ámbito hospitalario.

Se ha decidido realizar la clasificación principal en función de su utilización en el medio hospitalario. No obstante, otras clasificaciones pueden atender al diseño (por ejemplo si son sistemas integradores o contadores), tecnología (por ejemplo si son sistemas de detección directa o indirecta), procedimiento de medida (por ejemplo en base a si son sistemas activos o pasivos), etc. Por el tipo de principio físico o químico utilizado, se pueden clasificar en sistemas de: ionización de gas, centelleo, semiconductor, película radiográfica, termoluminiscencia, etc. ; este tipo de clasificación corresponderá a la segunda clasifi-



cación o subclasificación elegida en este tema para estos sistemas. Este orden de clasificación también podría haberse realizado de forma recíproca es decir primero en base a los principios de medida o detección empleados y luego en cuanto a su uso, pero ha parecido más conveniente la primera, ya que la utilización o finalidad impone las características que deben cumplir con mayor rigor, debido a que cada clase de detector es operativo en cierto tipo de radiación, en cierto intervalo de energía y en cierto intervalo de tasa de fluencia de energía. Así pues, es de gran importancia seleccionar el detector adecuado a las características de la radiación que se desea medir.

## 2.2. Sistemas de dosimetría en el haz de radiación

Incluso en unas mismas condiciones de irradiación, no todos los sistemas cumplen con todas las características que serían deseables en todas las situaciones, por eso es importante la elección del sistema adecuado para cada caso. Por ejemplo, en radioterapia el sistema de dosimetría cámara de ionización–electrómetro, es el recomendado para la calibración de los haces, mientras que otros sistemas como diodos–electrómetros pueden ser adecuados para la evaluación de las distribuciones de dosis absorbida o para la medida de las propiedades de los haces; estos últimos sistemas se denominan *analizadores del haz*.

Denominaremos *sistemas de dosimetría en el haz de radiación*, a aquellos sistemas en que el dosímetro se encuentra, cuando realiza su función como tal, en el interior de un haz de radiación bien definido y de gran tasa de fluencia relativa. En el ámbito hospitalario esto sucede en los sistemas utilizados para la evaluación de la dosis absorbida a los pacientes en los ámbitos del radiodiagnóstico y radioterapia.

Aunque las características del haz varíen de forma importante entre los utilizados en radiodiagnóstico y radioterapia, usualmente, estos detectores presentan unas propiedades bastante similares debida a la convergencia de características deseables como el poseer pequeño tamaño, debido a la necesidad de tener una cierta resolución dentro del haz, y no necesitar un importante volumen de detección debido a la gran tasa de fluencia de energía existente en el interior del haz. Se utilizan como ya se ha mencionado para estimar, medir, verificar o asegurar la dosis absorbida impartida a los pacientes.

En radioterapia, de haces externos, la magnitud preferentemente utilizada es la dosis absorbida en agua, en braquiterapia, con fuentes *gamma*, la “Tasa de Kerma de Referencia en Aire” o TKRA, y en radiodiagnóstico los sistemas de dosimetría usualmente están calibrados en kerma en aire, aunque las magnitudes de mayor interés son: la “Dosis absorbida en aire en la Superficie de Entrada” o DSE, el “Producto Dosis absorbida en aire por Área” o PDA (DAP), el “Índice de

Dosis de *TC* normalizado ponderado" ( ${}_n\text{CTDI}_w$ ) y el "Producto de Dosis absorbida por Longitud" o PDL (DLP).

Los rangos de medida usuales para los sistemas de terapia van del orden del  $cGy$  a las decenas de  $Gy$ , mientras que en diagnóstico van de los  $\mu Gy$  a los  $cGy$ . Sin embargo, los rangos en tasa, aunque en principio se puede pensar que son inferiores en radiodiagnóstico, no siempre sucede así. La tasa típica en radioterapia es del orden del  $Gy/\text{min}$ . En radiodiagnóstico puede ir desde el orden del  $mGy/\text{min}$  al de  $Gy/\text{min}$  en tomografía computarizada.

La denominación *sistema de dosimetría* lleva implícita la noción de una cierta fiabilidad en los resultados obtenidos al evaluar las magnitudes dosimétricas.

### 2.3. Monitores de radiación ambiental

Se utilizan en:

- La vigilancia radiológica de las áreas de trabajo, en las que exista riesgo de operar en campos de radiación ionizante, por ejemplo para evaluar blindajes estructurales.
- Medir niveles de radiación alrededor de equipos de radioterapia y contenedores de fuentes.
- En *zonas vigiladas*, como estimadores, a veces, de las dosis efectivas y de las dosis equivalentes en órganos recibidas por los individuos que trabajan en ellas.
- Verificaciones realizadas a pacientes tratados con braquiterapia o con terapia metabólica.

Deben de estar calibrados en unidades de la magnitud equivalente de dosis ambiental  $H^*(d)$  o equivalente de dosis direccional  $H'(d, \Omega)$  tal como se ha visto en el tema 5. Sin embargo todavía quedan muchos equipos con divisiones en unidades de exposición ( $R$ ) o de kerma ( $Gy$ ).

Están difundidos en todas las áreas de trabajo con radiaciones ionizantes de los hospitales por su implicación con la protección radiológica de los trabajadores y del público. En estas condiciones de trabajo, se suelen medir tasas de fluencia de radiación que podemos denominar bajas. Los valores de tasa de equivalente de dosis ambiental medidos habitualmente por los monitores están en el rango  $\mu Sv/h - mSv/h$ .

Hay que señalar que la denominación de *monitor* implica el predominio de la noción de vigilancia por encima de la fiabilidad de sus estimaciones. Conviene recordar también que en ocasiones cuando esa fiabilidad se considera mayor se denomina *medidor*.

## 2.4. Monitores de contaminación

Se utilizan para:

- La vigilancia de superficies de trabajo.
- La clasificación o desclasificación de elementos posiblemente contaminados como residuos radiactivos.
- Localización de fuentes.

Su ámbito de utilización principal son las instalaciones que utilizan fuentes no encapsuladas como la medicina nuclear y los laboratorios. También son de gran utilidad por su gran sensibilidad en otras áreas de trabajo con fuentes encapsuladas. Por ejemplo, en braquiterapia pueden utilizarse en la localización de pequeñas fuentes extraviadas o para verificar la ausencia de restos de hilos de  $^{192}\text{Ir}$ .

Los detectores más utilizados por los monitores de contaminación son: contadores proporcionales, G.M., de centelleo y de semiconductores. La cadena electrónica asociada puede incluir discriminadores para seleccionar un tipo determinado de radionucleido.

Miden en cuentas o número de partículas que son detectadas por unidad de tiempo, o bien en  $\text{Bq}/\text{cm}^2$ , que es la unidad en la que usualmente se calibran estos equipos. A veces se utiliza la acepción de *medidor* para los sistemas que miden en unidades de actividad por unidad de área, manteniendo la acepción de *monitor* cuando la salida es una alarma visual y/o acústica cuando se alcanza un nivel prefijado. Pueden ser *fijos*, por ejemplo a la salida de las instalaciones radiactivas, para verificar la ausencia de contaminación de la persona. En este caso, suelen constar de sondas para pies y manos así como de una sonda móvil para verificar la ropa. También pueden ser *portátiles* para verificar las zonas de trabajo.

## 2.5. Dosímetros personales

Son aquellos sistemas de dosimetría cuya finalidad es estimar de forma individual las dosis efectivas y/o las dosis equivalentes recibidas en determinados órganos por las personas que por la naturaleza de su trabajo están expuestas a las radiaciones ionizantes.

Su uso es preceptivo en las personas que trabajan en zonas controladas con riesgo de irradiación externa de acuerdo a lo dispuesto en el Real Decreto 783/2001.

En la mayor parte de los sistemas de dosimetría utilizados en la actualidad y en el ámbito hospitalario, el individuo porta el dosímetro sin que tenga a

su disposición la unidad lectora de la radiación, tal como ocurre con los dosímetros de termoluminiscencia. Otros dosímetros personales pueden tener el lector incorporado como los de pluma o algunos electrónicos. Un dosímetro personal es siempre un instrumento compacto y fácilmente portable.

Como ya se ha visto en el tema 5, para cumplir su función deben estar calibrados en unidades de la magnitud equivalente de dosis personal  $H_p(d)$  usualmente en  $d = 10$  mm, en el caso que la exposición sea atribuida a radiación de alta energía o radiación fuertemente penetrante, y en  $d = 0,07$  mm para bajas energías o débilmente penetrantes. El rango, salvo exposiciones accidentales, debe ser del orden de los  $\mu\text{Sv/h}$  a los  $\text{mSv/h}$ .

## 2.6. Otros

Aquí agruparemos el resto de sistemas de medición de radiaciones ionizantes de ámbito hospitalario. Existen sistemas que por sus características o bien tienen una aplicación muy específica e importante y por tanto se estudiarán en detalle en próximos módulos como por ejemplo las gammacámaras, que en realidad son espectrómetros con analizadores multicanales con la característica de poder determinar la posición espacial de la fuente, y los activímetros, aunque estos últimos se van a tratar someramente en este módulo. También existen otros sistemas dosimétricos o de detección de radiaciones ionizantes, que pudiendo ser de gran importancia en otros ámbitos, se ha considerado que no se utilizan habitualmente en el medio hospitalario, como los sistemas de espectrometría en fase líquida, el calorímetro de agua, el calorímetro de grafito, el dosímetro de Fricke, los detectores de burbujas, etc. Existe un tercer grupo, como por ejemplo los contadores de centelleo de cristal de pozo para muestras sólidas, o los contadores de centelleo en fase líquida, que son utilizados por laboratorios como los de radioinmunoanálisis (RIA), que utilizan antígenos marcados radiactivamente, para valorar la respuesta inmunológica de una sustancia por medio de mecanismos de competición entre el antígeno marcado y otro que no lo está, mediante la medición de las concentraciones radiactivas. Estos equipos están muy automatizados y los utilizan el personal de dichos laboratorios. Por otra parte, se han desarrollado y se están desarrollando, nuevas técnicas para estas valoraciones basadas en otro tipo de principios, como los marcajes con sustancias fotoluminiscentes.

## 3. Sistemas de dosimetría en el haz de radiación

### 3.1. Propiedades de los dosímetros

Al utilizar la expresión “propiedades de los dosímetros”, se quiere expresar la idea, de que dichas propiedades tienen que ver más con el dosímetro en sí mismo, que con la unidad lectora del sistema que no debiera limitar las propiedades del sistema. Pese a lo comentado, y siendo estrictos, las propiedades son del sistema de dosimetría en su conjunto.

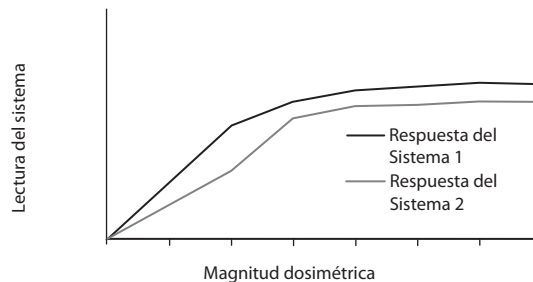
#### 3.1.1. Introducción

Las principales propiedades que nos pueden interesar conocer o evaluar en un dosímetro para caracterizar su comportamiento y decidir su adecuación a la tarea encomendada son: exactitud, repetibilidad, reproducibilidad, linealidad, dependencia con la tasa, respuesta con la energía, dependencia direccional, resolución espacial y además pueden existir otras propiedades intrínsecas del dosímetro dignas de tener en consideración. Las tres primeras ya se han definido en el tema 6, del resto nos ocuparemos a continuación.

#### 3.1.2. Linealidad

La lectura en un sistema de dosimetría ideal, debería ser proporcional a la magnitud dosimétrica de interés. El dosímetro real, sin embargo, mantiene un cierto grado de linealidad y sólo en un rango (véase la figura 1). El rango de linealidad y el comportamiento no lineal dependen del tipo de dosímetro y sus características de diseño o fabricación.

En general, es necesario corregir por la linealidad o bien acotar su influencia dentro del rango de interés de las medidas, de forma que se conozca que la incertidumbre aportada es soportable de acuerdo con las necesidades requeridas.



**Figura 1.** Respuesta característica de dos sistemas de dosimetría.

### 3.1.3. Dependencia con la tasa

El dosímetro ideal no debiera exhibir respuesta diferente frente a diferentes tasas de radiación, es decir, si a una tasa  $T$  se obtiene una lectura  $L$  en un tiempo  $t$  a una tasa  $2T$  en el mismo tiempo  $t$  se debe obtener una lectura  $2L$ . La realidad, es que al igual que se ha comentado en el apartado anterior, unas veces es necesario corregir, como por ejemplo en radioterapia, cuando se mide la dosis absorbida por unidad de monitor con cámaras de ionización, al tener en cuenta el efecto de recombinación. En otras ocasiones es suficiente con acotar la posible desviación máxima.

### 3.1.4. Respuesta con la energía

Un dosímetro ideal sería aquel que tuviera la misma respuesta en todas las calidades de radiación ionizante o al menos dentro de su rango de utilización. La realidad es que la corrección por energía se tiene que incluir en la medida de la magnitud de interés en la mayoría de las situaciones de medida. En alguna ocasión como en radiodiagnóstico, si se utiliza cámara de ionización, con acotar la desviación por la respuesta puede ser suficiente.

La práctica habitual es que un sistema de dosimetría se calibre para una determinada o determinadas calidades de haz y que sean utilizados posteriormente en un rango de energías.

También puede ocurrir que el sistema en si mismo sea bastante independiente de la energía y que sea el conjunto sistema de dosimetría–magnitud que deseamos caracterizar, debido al medio en que se debe caracterizar, el que ofrezca una fuerte dependencia con la energía por no ser el dosímetro equivalente a dicho medio. Por ejemplo las cámaras de ionización cuando las utilizamos para medir dosis absorbida en agua en el ámbito de radioterapia.

### 3.1.5. Dependencia direccional

En general, salvo excepciones, lo ideal sería que el dosímetro presentase una respuesta isótropa. La variación de la respuesta del dosímetro con el ángulo de incidencia se conoce como dependencia angular o direccional del dosímetro.

Esta dependencia puede variar con la forma, tamaño y naturaleza del detector así como con la naturaleza y energía de la radiación.

Una forma de eliminar su efecto, es utilizarlo con la misma incidencia relativa, es decir, en iguales condiciones geométricas que las utilizadas en su calibración.

### 3.1.6. Resolución espacial

Debido a que determinadas magnitudes de interés, como por ejemplo la dosis absorbida, se definen en un punto determinado, los dosímetros deben ser capaces de medir dicha magnitud en un punto. El dosímetro ideal sería por tanto puntual. En la realidad no existen detectores puntuales, pero si detectores de pequeño volumen.

Desafortunadamente la resolución suele estar reñida con la sensibilidad y por tanto se deberá buscar un compromiso entre ambas en función de los intereses de la medida. Conviene indicar aquí, que es necesaria una cierta sensibilidad en el detector para que las medidas no presenten fluctuaciones que afecten a la repetibilidad de la medida.

Los dosímetros de termoluminiscencia suelen tener una gran resolución para la mayoría de las aplicaciones en que se utilizan, es decir, suelen ser considerados como detectores puntuales normalmente. Los sistemas radiográficos pueden presentar incluso una mayor resolución, pero hay que tener en cuenta que en este caso, es el sistema lector el que limita la resolución. Por el contrario las cámaras de ionización, excepto las microcámaras y las cámaras planas cuando se utilizan para obtener curvas de porcentaje de dosis absorbida en profundidad, pueden comprometer la resolución espacial.

Por otra parte, la posición del punto donde se determina la dosis absorbida o punto efectivo debe estar bien definida con respecto a un sistema de coordenadas.

### 3.1.7. Propiedades intrínsecas

Algunas de ellas son en realidad características intrínsecas específicas, a tener en cuenta según las necesidades.

- Factores ambientales: la respuesta de los sistemas de dosimetría pueden resultar influenciados por factores ambientales tales como la temperatura, presión y humedad. Algunos pueden resultar afectados por los tres, como es el caso de las cámaras de ionización abiertas, otros sólo por alguno de ellos, como es el caso de los semiconductores que son afectados por la temperatura. En algunos casos es necesario corregir por ellos o bien al menos tener en cuenta la incertidumbre que introducen en la medida.
- Interactividad de la lectura: algunos sistemas de dosimetría tienen la característica de mostrar el resultado de la medida mientras se efectúa, por ejemplo, los sistemas que utilizan cámaras de ionización o diodos. Otros, por el contrario, denominados como se ha citado anteriormente,

sistemas o dosímetros pasivos, se leen con posterioridad a la irradiación como por ejemplo: los dosímetros de termoluminiscencia, películas, geles, etc.

- Modo de lectura en integración o en tasa: mientras que algunos sistemas como los basados en las cámaras de ionización suelen presentar ambos modos de funcionamiento, otros como los sistemas pasivos no permiten el modo tasa.
- Reutilización: algunos sistemas son reutilizables sin pérdida en su sensibilidad, como las cámaras de ionización, otros pueden presentar pérdidas graduales con su uso, por ejemplo los semiconductores y otros perderla en un solo uso como es el caso de las películas radiográficas.
- Tiempo de utilización de los equipos a medir: hay sistemas que permiten obtener distribuciones de dosis absorbida en una exposición corta, tales como las películas radiográficas en 2D y los geles en 3D, mientras que otros necesitan muchas exposiciones y/o muy largas para obtener distribuciones de dosis absorbida.
- Robustez: hay sistemas que son más delicados de utilizar por su fragilidad ante posibles golpes, como las cámaras de paredes de grafito, y otros menos, como los sistemas de cámaras o diodos utilizados para las verificaciones diarias.
- Sencillez y eficacia de utilización: un sistema de medida para un tipo determinado de medición, debe ser tal que nos proporcione un nivel de confianza suficiente, pero que a la vez su utilización sea lo más sencilla y rápida posible, incluyendo el proceso de disponer el sistema de medida en condiciones de utilización y de poder procesar con posterioridad la información.

### 3.2. Cámaras de ionización

Las "Cámaras de Ionización" o CI (IC), se utilizan en los haces de irradiación de radioterapia y radiodiagnóstico para determinar la dosis absorbida impartida al paciente. Ahora bien, existen diferentes consideraciones a tener en cuenta al elegir los equipos de medida en ambos casos. En el primer caso, lo que nos interesa es predecir la distribución dosis absorbida en diversos volúmenes de interés, bien porque sean de tratamiento o bien porque correspondan a órganos que no queremos irradiar, dentro de una incertidumbre bien asumida y que compromete la eficacia del tratamiento. En el segundo caso, el parámetro de interés usual es la dosis absorbida en aire en la superficie del paciente, con el fin de compararla con unos valores de referencia, con un amplio margen de



incertidumbre y no siempre bien establecido, cuya superación desencadena unos procesos que establece la legislación.

Las cámaras utilizadas en radioterapia de haces externos deben proporcionar con gran exactitud la dosis absorbida en agua en un punto y su diseño está encaminado a la consecución de este objetivo. Utilizan la teoría de las cavidades pequeñas es decir el principio de Bragg–Gray modificado por la teoría de Spencer–Attix.

Los aceleradores utilizados en radioterapia incorporan *cámaras monitoras*, denominadas también *cámaras de transmisión*. Son cámaras de ionización interpuestas en el haz de radiación y que miden en unidades de monitor. Son de poco espesor y están construidas de materiales ligeros para disminuir la interacción con el haz. El usuario, con la ayuda de las cámaras anteriores, debe calibrarlas para poder obtener en todas las situaciones clínicas de interés la relación entre número de unidades monitor y la dosis absorbida en los puntos de interés. Estas cámaras están divididas en diversos sectores para controlar la homogeneidad y simetría del haz. Normalmente son cerradas y están rellenas de gas a presión.

Las cámaras utilizadas en radiodiagnóstico son cámaras de paredes equivalentes al aire. Utilizan la teoría de las cavidades grandes.

Primero se expondrán las cámaras utilizadas habitualmente en radioterapia en los apartados 3.2.2–3.2.5 y posteriormente, en el apartado 3.2.6, las utilizadas más habitualmente en radiodiagnóstico.

### 3.2.1. Generalidades

Una *cámara de ionización* es básicamente una cavidad, con un gas en su interior, recubierta por una pared conductora externa y con un electrodo colector. La pared y el electrodo colector están separados con un aislante de alta calidad para reducir la corriente de fugas, cuando se aplica una tensión de colección entre ambos elementos. Merced al campo eléctrico aplicado entre ambos electrodos, las cargas eléctricas producidas en el gas como consecuencia de la radiación ionizante, se separan, dando lugar a una señal susceptible de ser medida. El campo eléctrico aplicado no debe ser lo suficientemente intenso como para producir una multiplicación de iones en el gas. Puede existir otro electrodo denominado electrodo de guarda. Su función consiste en interceptar la corriente de fuga y permitir que fluya directamente a tierra sin que afecte al electrodo de colección así como evitar que el campo eléctrico se deforme en la periferia, de forma que el volumen sensible de la cámara se mantenga constante. Normalmente el gas de la cámara es aire, este es por ejemplo el caso de las cámaras utilizadas en la calibración de los haces de radioterapia. Como

las moléculas de oxígeno son electronegativas, tienden a atrapar los electrones producidos con lo que los portadores de carga se pueden considerar constituidos por iones positivos y negativos en vez de por iones positivos y por electrones. Las cámaras de ionización se construyen con diferentes geometrías dependiendo de su aplicación. Las más habituales son:

- La geometría cilíndrica que posee la propiedad de tener un campo eléctrico de intensidad variable, con una intensidad alta en las proximidades del electrodo central.
- La geometría plana o plano-paralela que poseen un campo eléctrico constante.

Se definen como *magnitudes de influencia* aquellas que no son el objeto de la medida pero influyen en la magnitud a medir. Las cámaras de ionización presentan algunas características inherentes que dan lugar a efectos que es necesario conocer y evaluar y si es necesario corregir con ellos las medidas efectuadas:

- **Fugas.** Se pueden dividir en fugas de preirradiación y fugas de postirradiación. Es necesario cuantificar este efecto y tratar de minimizarlo y corregir la lectura en el caso de que sea necesario. Estas corrientes se deben a varios fenómenos. El primero corresponde a las corrientes intrínsecas entre los electrodos de la cámara tanto a través del gas de la cámara como de los aislantes. En este caso pueden ser corrientes volumétricas o superficiales. Estas corrientes superficiales pueden ser de importancia con la humedad en algunos materiales aislantes utilizados en la construcción de las cámaras. Es función del tiempo transcurrido desde la aplicación de la alta tensión a la cámara o desde el momento en que se le ha cambiado la polaridad. Si la calidad de la cámara es buena, son suficientes unos pocos minutos, para que esta corriente decaiga, se estabilice y alcance un valor despreciable frente a la señal. El segundo procede de la carga de uno y otro signo que se produce y es recogida por los electrodos como consecuencia de la irradiación de los materiales aislantes y de otras partes de la cámara que no constituyen el volumen activo. Los electrones producidos por la radiación ionizante en los aislantes pueden desplazarse considerablemente de la molécula ionizada requiriendo un cierto tiempo para su recombinación. Como consecuencia del voltaje aplicado los pares electrón-hueco quedan alineados con el campo y su recombinación induce cargas en los electrodos conectados al aislante. Decae exponencialmente con el tiempo tras cesar la irradiación, contribuyendo únicamente a las fugas de postirradiación. El tercero depende de las tensiones y fatigas mecánicas de los conectores y de los cables. Puede existir un cuarto fenómeno de-

bido a la acción de la radiación dispersa sobre determinados elementos sensibles del sistema como el preamplificador que pueden estar dentro de la sala de irradiación. No deberían utilizarse cámaras con valores de corriente de fugas superiores al 1% de la corriente de medida o con corrientes de fugas variables en el tiempo. Por último, unas fugas anormalmente elevadas nos indican que el sistema de medida no está funcionando adecuadamente y que su integridad ha sido afectada en alguna parte.

- **Efecto de tallo.** En este efecto se pueden considerar dos componentes: uno debido a la corriente de fugas producida por la irradiación del tallo y de los materiales aislantes y cables que lo forman y otro, debido a la diferencia de las características de atenuación y poder de dispersión del material que lo constituye frente al medio en que se mide. Por este motivo, este efecto depende de la longitud de tallo que se irradia, pero también del tipo y energía de la radiación. Este efecto se debe evaluar para cada cámara adquirida. Según la IEC 60731 no debe superar el 1% la componente debida a la radiación dispersa cuando se evalúa en aire, y no debe superar el 0,5% la componente debida a la corriente de fugas.
- **Efecto de polaridad.** El valor de la carga recogida por una cámara de ionización, cuando está expuesta a una radiación constante, es diferente al cambiar la polaridad de la tensión de colección. Este efecto depende esencialmente de la geometría y construcción de la cámara y del tipo de radiación utilizada. Es más importante en el caso de las cámaras plano paralelas y en general en haces de electrones de baja energía. En cámaras tipo dedal, y en haces de fotones, este efecto suele ser despreciable, no obstante es necesario evaluarlo utilizando un electrómetro que permita el cambio de polaridad. En cámaras plano-paralelas y fotones sólo es importante en la región de acumulación. También es importante en las cámaras planas con ventana para rayos x de baja energía. En cámaras plano-paralelas y haces de electrones depende de la energía, la distribución angular de la radiación incidente, la profundidad de medida y el tamaño de campo. En el caso de las cámaras planas se considera que el efecto es producido por un efecto de balance de carga en el medio en unos electrodos que no son simétricos, ya que el electrodo interno descansa sobre una capa de material aislante. Un electrodo interno delgado situado sobre una fina capa de aislante tenderá a minimizar el efecto. La carga neta negativa en el medio disminuye en un principio en la zona de incidencia del haz como consecuencia del transporte de electrones hacia el interior del medio por los rayos delta. Posteriormente y conforme nos vamos acercando a las proximidades del alcance medio de los electrones, al detenerse, se produce un exceso neto de electrones. Más

detalles y un gráfico explicativo se pueden encontrar en el documento de la IAEA, TRS-381. Se recomienda utilizar como valor de lectura la media de la carga recogida con tensión positiva y negativa, siempre que el cociente de ambas difiera de la unidad, en menos de 1%.

- **Recombinación de iones.** Existe una falta de eficiencia en la recogida de la carga producida por la radiación en el gas de la cámara debido a la recombinación de iones de diferente signo. Se pueden distinguir dos mecanismos. El primero se denomina *recombinación inicial* y tiene su origen en la recombinación de los iones producidos por la misma partícula. Esta recombinación inicial es sólo importante en partículas de alta LET, o con tensiones muy bajas y muy alejadas de la zona de trabajo habitual. La recombinación inicial obviamente es independiente de la tasa de partículas que interaccionan con el gas de la cámara. El segundo mecanismo procede de la recombinación de iones producidos por diferentes partículas durante su viaje a los electrodos y se denomina *recombinación general o volumétrica*. Este mecanismo es en general el más significativo, especialmente en los haces pulsados o pulsados y barridos en los que la densidad de carga liberada por impulso es muy alta. Depende de la geometría de la cámara, del valor de la tensión de colección y de la tasa de carga producida por la radiación en el caso de haces de radiación continua o de la densidad de carga liberada por impulso en el caso de haces de radiación pulsada. Es posible determinar este factor a partir de la teoría de Boag, pero el método más utilizado ya que tiene en cuenta las particularidades de nuestro sistema, es el método experimental de las dos tensiones. Para haces pulsados o pulsados y barridos, está basado en la dependencia lineal entre el inverso de la carga  $1/M$  y el inverso de la tensión aplicada  $1/V$ . Se realizan dos medidas con carga colectada  $M_1$  y  $M_2$  cuando se aplican las tensiones  $V_1$  y  $V_2$  respectivamente, donde  $V_1$  es la tensión utilizada habitualmente. Para trabajar en la zona de aplicabilidad del método, el cociente  $V_1/V_2$  debe ser igual o mayor a 3. La solución gráfica se puede encontrar en el apéndice C del "Protocolo Español de Dosimetría de la SEFM". En el TRS 398 el factor de corrección por recombinación  $k_s$  para haces pulsados y pulsados y barridos, viene determinado por un polinomio de segundo grado:

$$k_s = a_0 + a_1 \left( \frac{M_1}{M_2} \right) + a_2 \left( \frac{M_1}{M_2} \right)^2$$

donde los coeficientes  $a_i$  dependen de la relación entre tensiones y de la naturaleza y características del haz de radiación. No obstante, este método puede no ser aplicable en algunas cámaras planas en las que no se cumple la relación lineal entre los inversos de la carga recogida y

de la tensión aplicada. Información más detallada se puede encontrar en el mismo documento de la IAEA, TRS 398.

Para haces de radiación continua, el método de las dos tensiones se basa en la dependencia lineal entre el inverso de la carga  $1/M$  y el inverso del cuadrado de la tensión aplicada  $1/V^2$ . La fórmula concreta para la obtención de  $k_s$  se puede encontrar en el TRS 398. No se recomienda medir el efecto de la recombinación de iones para rayos x de baja energía, en una cámara de ionización plana con ventana para rayos x, ya que el cambio de la tensión de colección puede deformar la ventana, produciendo un cambio en la respuesta que excede cualquier efecto de recombinación.

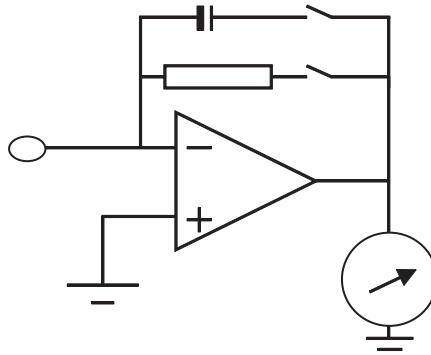
- **Corrección por temperatura, presión y humedad.** Debido a que las cámaras son abiertas al aire, la masa del volumen de aire de la cavidad durante la medida, puede ser diferente de la masa en el momento de la calibración. También puede ser diferente la humedad relativa. Es necesario corregir teniendo en cuenta las condiciones atmosféricas para las que se estableció el coeficiente de calibración. Es necesario introducir la cámara en el medio donde se realizarán las medidas y esperar el tiempo suficiente para que el aire de la cavidad de la cámara se estabilice térmicamente con el medio. Si el coeficiente de calibración viene referido a una humedad relativa del 50% y se utiliza en una humedad relativa entre el 20% y el 70%, no es necesario corregir por humedad.

Los aspectos prácticos de su utilización quedan relegados a módulos posteriores.

Los electrómetros son equipos utilizados como sistema lector de las cámaras de ionización. El conjunto cámara–electrómetro–fuente de alta tensión, constituye el sistema de dosimetría completo.

Un electrómetro es un dispositivo electrónico para la medida de corrientes del orden de  $10^{-8}$  a  $10^{-15}$  A. Suele ir acompañado por una fuente de tensión, que se utiliza para aplicar una diferencia de potencial entre los dos electrodos del detector, de tal manera que en la práctica se suele llamar electrómetro a su conjunto. Idealmente, el electrómetro recoge la totalidad de la carga depositada en los electrodos, y sólo esa, del detector empleado. Un electrómetro es capaz de proporcionar medidas tanto de carga eléctrica como de intensidad de corriente. La primera será proporcional a la magnitud integrada que sea objeto de medición y para la cual esté calibrado el conjunto detector–electrómetro y la segunda será proporcional a su tasa. Un electrómetro no utiliza el campo magnético para la medición de la corriente. Esta propiedad le distingue de los galvanómetros.

En el caso de los electrómetros asociados a cámaras de ionización, éstos incorporan una fuente de potencial elevado, entre 30 y 400 V, que se aplica entre los electrodos para poder efectuar la colección de la carga generada en el volumen activo de la cámara. La carga inducida en una cámara de ionización es muy pequeña, del orden de  $nC$ , por lo que el electrómetro ideal, debe tener una impedancia de entrada infinita,  $> 10^{14} \Omega$  en la práctica. Un conjunto electrómetro-cámara, se comporta como un amplificador operacional en modo inversor, es decir con realimentación negativa. Si trabaja en modo integrador, es decir colectando carga, utiliza un condensador en la realimentación. Si trabaja en modo tasa utiliza una resistencia en la realimentación (véase la figura 2).



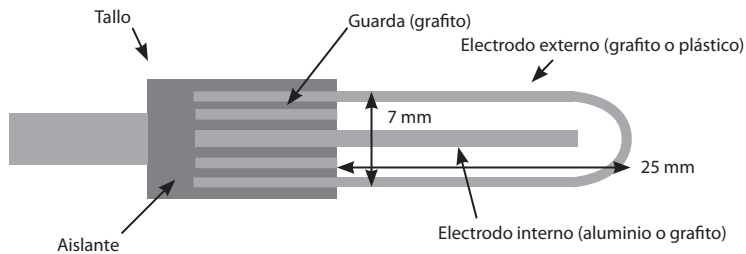
**Figura 2.** Esquema simplificado de un electrómetro.

En el caso de electrómetros utilizados en radioterapia, estos deben cumplir unos requisitos mínimos que se pueden encontrar en diversos documentos como el TRS-398. Un electrómetro debe poseer una baja pérdida de carga,  $< 0,05\% / \text{min}$ , y deriva de cero mínima. Idealmente, un electrómetro debe estar provisto como mínimo de un visor digital de tres dígitos y medio es decir de una resolución mínima de  $0,05\%$ , ya que un visor de tres dígitos y medio significa que su valor máximo es 1999 pues el dígito más significativo sólo puede tomar como valores "0" o "1". La estabilidad a largo plazo, en un año, no debería exceder de  $\pm 0,5\%$ . Es recomendable la calibración del conjunto cámara de ionización-electrómetro y en el caso de disponer de más de una cámara y un electrómetro, se recomienda la calibración de cada uno de ellos por separado. Es habitual que los electrómetros utilizados en radioterapia incorporen la posibilidad de variar la tensión de colección, o al menos que se pueda variar en determinados factores de la tensión habitual, así como invertir su polaridad. Estas características resultan esenciales para poder determinar la eficiencia de colección y el efecto de polaridad de las cámaras de ionización.

Los últimos componentes del sistema de dosimetría que se van a tratar son los cables y conectores. Los cables utilizados en radioterapia deben ser triaxiales, de bajo ruido y alta calidad. Deben pasar pruebas como la de *microfonía del cable* consistente en que la corriente de pico inducida entre el conductor de colección y el conductor de guarda cuando el cable es sometido a flexión cíclica debe ser inferior a  $\pm 0,1 \text{ pA}$ ; mayor detalle se puede encontrar en el documento IEC-60731. Otro aspecto importante, como ya se ha visto al comentar el efecto de tallo y la corriente de fugas, es la señal inducida por la radiación. También deben poseer una baja capacidad y ser robustos. Existen diversos tipos de conectores y no todos pueden ser interconectados ya que deben intercambiar polaridades y masas. Los más extendidos son los "Bayonet Neill Concelman" (BNC) y su versión roscada (TNC).

### 3.2.2. Cilíndricas o de dedal

Para la calibración de los haces en radioterapia externa se utilizan cámaras cilíndricas.



**Figura 3.** Esquema de una cámara tipo Farmer.

El tipo de cámara cilíndrica más extendido es la diseñada por Farmer; debido a esto a las cámaras similares se las denomina "tipo Farmer". La forma del volumen activo de la cámara recuerda a un dedal ya que la forma de la punta es de cúpula cónica o semiesférica y por eso se denominan también de "tipo dedal".

El volumen de detección de las cámaras recomendadas para dosimetría debe estar comprendido entre  $0,1$  y  $1,0 \text{ cm}^3$  para aproximarse a la realización física de una cavidad de Bragg-Gray. Este rango de volúmenes cumple con el compromiso entre la necesidad de obtener una suficiente sensibilidad de la medida y la capacidad de realizar una medida en un punto. Las cámaras de ionización cilíndricas con un diámetro interno de unos  $7 \text{ mm}$  y una longitud interna inferior a  $25 \text{ mm}$  cumplen con este compromiso; no obstante, esta longitud interna impone una restricción en los tamaños de campo a medir.

Mediante el campo eléctrico establecido por la alta tensión aplicada entre los electrodos externo e interno, entre 200 y 400 V, se recoge la carga eléctrica, que es proporcional a la dosis absorbida en un punto bien determinado de su interior, procedente de los electrones generados en las paredes de la cámara o en el medio que la rodea. Existe usualmente un tercer electrodo, el de guarda (ver figura 3) cuya misión es interceptar la corriente de fuga producida en los materiales aislantes del tallo y permitir que fluya directamente a tierra sin que afecte al electrodo de colección.

La pared de la cámara o electrodo externo debe ser de material de bajo número atómico y equivalente a aire o tejido, con un espesor inferior a  $0,1 \text{ g/cm}^2$ . Los materiales utilizados en la práctica suelen ser de grafito o plástico (PMMA, poliestireno, etc.). Las cámaras de ionización con pared de grafito presentan una mayor estabilidad a largo plazo y una respuesta más uniforme que las cámaras de paredes de plástico, aunque éstas presentan una mayor robustez, por lo que es aconsejable su utilización en medidas rutinarias. No obstante, la respuesta de las cámaras de ionización con pared de Nylon o A-150 puede verse afectada por la humedad.

Es deseable que los materiales que constituyen la cámara de ionización sean homogéneos, es decir que el electrodo central sea del mismo material que las paredes, pero normalmente el electrodo central o electrodo colector es de aluminio de 1 mm de diámetro, para minimizar la dependencia con la energía en la zona de rayos x de energías medias. La contraprestación es tener que introducir un factor de corrección por la no equivalencia del electrodo al aire, que no es necesario, al ser la corrección despreciable, en caso de que sea de grafito. Normalmente se utilizan en el seno de un maniquí; por este motivo, las paredes deberían ser del mismo material que el maniquí, usualmente agua. Debido a que es imposible crear paredes equivalentes del todo al agua y al grosor significativo que deben tener estas cámaras para garantizar su robustez ( $\approx 0,5 \text{ mm}$ ), una fracción entre el 20% y el 50% de la ionización medida, dependiendo de la energía de las partículas del haz, es debida a los electrones generados en la propia pared de la cámara. Esto se traduce en otro factor de corrección.

El tallo por el que llegan los cables y que forma parte de su estructura es de mayor volumen que la cámara en sí, por lo que la elección de sus materiales y su construcción son de gran importancia para la calidad de la cámara. La comunicación con la atmósfera se hace por pequeños orificios que presentan bastante impedancia. Este hecho es importante al fijar las condiciones de medida; por ejemplo, en el documento de la IAEA, TRS-398 se pueden encontrar recomendaciones sobre los problemas prácticos que esto puede ocasionar al utilizar fundas para medidas en agua. En cámaras estancas al agua, la comunicación con la atmósfera se hace a través del cable.



Debido a las dimensiones no despreciables del detector, existe un gradiente de la fluencia en el volumen de detección, por lo que no se puede asignar en todos los casos la lectura integrada en dicho volumen al centro del mismo. La posición del *punto efectivo*, al que se asigna la medida, depende de la energía y tipo del haz y de las dimensiones del detector. En ocasiones, la existencia de este gradiente de fluencia se corrige mediante un factor numérico, eliminando el concepto de punto efectivo de medida. En estos casos, éste coincide con el centro o punto de referencia de la cámara. También a causa de este tamaño no despreciable de la cavidad y de la gran diferencia entre la densidad del aire de la cavidad y la del medio, existe un mayor número de electrones que son dispersados hacia la cavidad que de electrones que son dispersados por el aire de la cavidad hacia el medio. Esta perturbación que introduce en la fluencia es despreciable para fotones y para electrones es tanto mayor cuanto menor es la energía del haz.

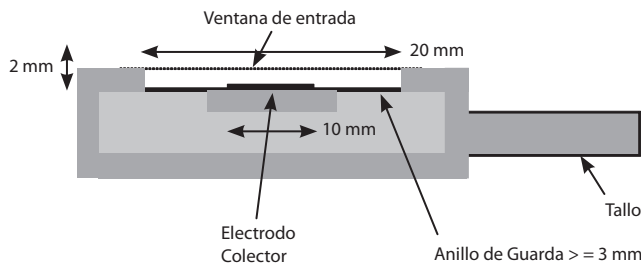
Detalles de las características de construcción de estas cámaras, se pueden encontrar en diversos protocolos de dosimetría como IAEA, TRS-277 y TRS-398. En módulos posteriores se estudiará la utilización de estas cámaras.

### 3.2.3. Plano–paralelas

En el ámbito de la radioterapia podemos encontrar dos tipos de cámaras plano–paralelas:

- Las utilizadas para medir en haces de electrones, que por sus características también pueden resultar muy apropiadas para la determinación de curvas de porcentaje de dosis absorbida en profundidad. Son las que se tratarán en primer lugar.
- Las utilizadas para medir rayos x del orden de los kVp producidos por los equipos de terapia superficial, en concreto para energías  $< 100$  kVp y 3 mm de *Al* de filtración según el TRS-398, ya que al superar estos valores se recomienda la utilización de cámaras cilíndricas. Su denominación sería la de *cámara plana con ventana para rayos x de baja energía* para distinguirla de la cámara plana habitualmente utilizada en haces de electrones.

#### Cámaras plano–paralelas



**Figura 4.** Esquema de una cámara plano–paralela.

Deben ser utilizadas para realizar medidas en haces de electrones de energía media en superficie ( $E_0 < 10$  MeV) y su uso también está recomendado para haces de electrones de  $E_0 > 10$  MeV.

Tienen forma de disco, con una ventana circular de 1 mm de espesor, que constituye la ventana de entrada. La parte interna de la ventana es uno de los electrodos. El otro electrodo es un disco conductor situado en paralelo a una distancia igual o inferior a los 2 mm. El tamaño de este electrodo no debe superar los 20 mm de diámetro. Estos electrodos están situados sobre el material que constituye la cámara, al cual está conectado el cable, que está colocado en una dirección paralela a la ventana de entrada de la cámara. Existe un tercer electrodo, el de guarda, en forma de anillo, que tiene como misión evitar que el campo eléctrico se deforme en la periferia, delimitando perfectamente el volumen activo y de forma que la contribución de electrones proveniente de la pared lateral sea despreciable. La anchura de este anillo debe ser igual o superior a 1,5 veces la separación entre los electrodos (véase la figura 4).

El volumen sensible de estas cámaras, entre 0,05 y 0,5 cm<sup>3</sup>, es una fracción del volumen total de la cavidad de aire, a través del cual pasan las líneas de campo eléctrico existente entre los electrodos.

La tensión de colección se aplica sobre el electrodo externo y la carga se colecta en el electrodo interno. En algunos modelos no es conveniente incrementar la tensión de colección por encima de los 100 V a fin de evitar deformaciones, ya que hay que recordar que el espesor del electrodo que hace de ventana es del orden de 1 mm.

A causa de su forma geométrica, de la buena definición del volumen efectivo de colección, permitido por su anillo de guarda, si está bien diseñado, y del pequeño espacio que existe entre sus electrodos, la perturbación que introduce en la fluencia que mide es mínima, por lo que además de funcionar como una buena cavidad Bragg-Gray, el factor de perturbación es muy próximo a la unidad y puede considerarse constante para cualquier energía del haz incidente de electrones. Hay que tener en cuenta que la perturbación producida por el detector, depende de su volumen y de la energía del haz. La perturbación es tanto más grande cuanto más baja es la energía del haz, lo que adquiere especial importancia en el caso de haces de electrones de baja energía. De aquí la recomendación de utilizar cámaras de ionización plano-paralelas en la dosimetría de electrones de  $E_0 < 10$  MeV.

Las cámaras de ionización plano-paralelas, deben estar diseñadas, preferentemente, para realizar medidas en agua, y el material del que se componen, debe ser lo más homogéneo y equivalente a agua posible, o si están diseñadas para realizar medidas en un medio sólido, el material debería ser equivalente a este medio.

Datos relativos a las cámaras plano–paralelas y valores recomendados de los factores de perturbación para haces de electrones, aparecen publicados con detalle en diversos protocolos de dosimetría como IAEA, TRS-381 y TRS-398.

Las cámaras plano–paralelas pueden ser calibradas por el usuario por comparación con una cámara cilíndrica, bien en un haz de cobalto o preferentemente en un haz de electrones de alta energía donde el factor de perturbación introducido por las cilíndricas es menor.

Poseen un punto efectivo de medida bien definido, el punto central interno de la cara de entrada, y una buena resolución en profundidad que las hace recomendables para ser utilizadas en medidas de ionización en profundidad tanto para electrones como para fotones. Es necesario verificar la polaridad y la saturación con la profundidad.

Su utilización se verá en módulos posteriores.

#### *Cámaras planas con ventana para rayos x de baja energía*

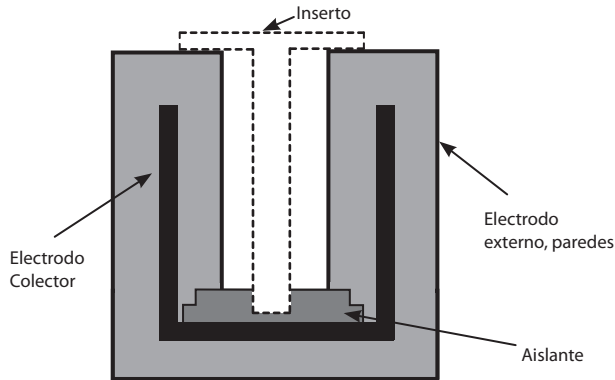
Se utilizan para la medida de la dosis absorbida en profundidades equivalentes al espesor de la piel. Estas cámaras tienen que medir a distancias relativamente pequeñas de los focos de los tubos de rayos x. Debido a ello y a las características del espectro de los haces en los que se utilizan, se encuentran siempre en una región de fuerte gradiente de dosis absorbida.

Es de construcción similar a la anterior, con la distancia de separación entre ambos electrodos ligeramente inferior, en el rango 1 – 1,5 mm, y con una ventana de entrada para rayos x blandos, realizada en un material ligero y con un espesor en torno a los 2,5 mg/cm<sup>2</sup>. Es necesario añadir láminas de material de bajo *Z*, como polietileno o PMMA, de diversos espesores según la calidad del haz a medir, con el fin de eliminar electrones secundarios y lograr condiciones de equilibrio electrónico. En este caso la calibración del conjunto electrómetro–cámara requiere el concurso adicional de estas láminas. Su volumen característico oscila entre los 0,3 y 0,03 cm<sup>3</sup>. Las diferencias entre los diversos modelos son debidas casi exclusivamente a los diámetros de sus ventanas.

Su utilización es imprescindible en energías inferiores a los 70 u 80 kVp y 2 mm de *Al* de filtración. Su utilización en detalle, se describe en el protocolo TRS-398.

#### **3.2.4. Cámaras de pozo**

Las cámaras de pozo utilizadas en braquiterapia tienen forma de cilindro vertical con un orificio interior donde se introduce el inserto en el que a su vez se sitúa la fuente. Los electrodos están situados en la pared exterior e interior del cilindro hueco que forma la cámara (véase la figura 5).



**Figura 5.** Esquema de una cámara de pozo.

Se utilizan en braquiterapia para verificar, en principio, el certificado de calibración de las fuentes. Esto puede y debiera resultar extraño para un profano. La explicación hay que buscarla en el pasado y en las diferencias que se podían encontrar entre diferentes laboratorios de referencia y en el uso de diferentes magnitudes y de constantes de conversión. Debido a la complejidad reinante, la única manera de asegurar la congruencia, era la verificación final por parte del usuario. En la actualidad existe la imposición legal de realizar este control.

La magnitud en que deben estar calibradas, para cada modelo de fuente, es la "Tasa de Kerma de Referencia en Aire, en el seno de aire" o TKRA. La TKRA es la tasa de kerma en aire a la distancia de referencia de 1 m y corregida por la atenuación y dispersión en el aire interpuesto.

Lo dicho hasta ahora se basa en el supuesto de que nuestras fuentes no son *beta*. En el caso de fuentes *beta* lo que se debe medir es la tasa de dosis absorbida en agua a una distancia de referencia desde la fuente. Dicha distancia difiere de un tipo de fuente a otro y detalles de la calibración en este caso se pueden encontrar en el IAEA-TECDOC-1274 (2002).

Las fuentes de baja tasa usadas en braquiterapia pueden requerir importantes volúmenes de colección para obtener una sensibilidad adecuada, del orden de 250 cm<sup>3</sup> o incluso mayor.

Las cámaras de pozo calibradas son las ideales para la calibración y verificación de fuentes, aunque se puedan utilizar otro tipo de cámaras como las de dedal, para medir fuentes de alta tasa, en montajes complejos donde es muy importante la geometría de la sala para minimizar las contribuciones de la radiación dispersa.

Las cámaras de pozo se calibran usualmente para un tipo de fuente igual o similar al que pretendemos medir, y para un inserto determinado y con la fuente situada en una posición determinada del inserto. Hay que tener en cuenta que se pueden encontrar diferencias muy importantes del coeficiente de calibración entre fuentes que en principio se podría estar tentado de considerar como similares.

### 3.2.5. Cámaras de extrapolación

Es una cámara de ionización de aire, abierta a la atmósfera, de electrodos plano paralelos, uno de los cuales puede acercarse o alejarse del otro mediante un mecanismo de precisión, de manera que el volumen efectivo de colección pueda variar, pero permaneciendo conocido, desde valores muy próximos a cero hasta algunos centímetros cúbicos. Por lo general el electrodo móvil es el de colección y se desplaza al mismo tiempo que el anillo de guarda. El electrodo fijo, es de poco espesor para que sirva de ventana de entrada.

Esta construcción permite determinar la dosis absorbida en materiales de interés aun en campos de alto gradiente de dosis, como ocurre con la radiación *beta*, con haces de electrones de baja energía, o en zonas de rayos x sin equilibrio electrónico. Cuando el haz de radiación es suficientemente homogéneo en la dirección perpendicular a los electrodos, la medida de la ionización por unidad de volumen extrapolada a volumen nulo, permite determinar la dosis absorbida en aire. Mediante la aplicación del principio de Bragg–Gray se puede determinar la dosis absorbida en materiales de interés dosimétrico.

### 3.2.6. Cámaras utilizadas en radiodiagnóstico

Como ya se ha comentado, las cámaras utilizadas en radiodiagnóstico son cámaras de paredes equivalentes al aire, que utilizan la teoría de las cavidades grandes. Están conectadas a electrómetros portátiles y a menudo a sistemas complejos denominados multímetros que son capaces de determinar en una sola exposición otros parámetros, como el tiempo de irradiación y el kVp por medio de penetrómetros. En cualquier caso, los electrómetros asociados suelen ser más manejables que los utilizados en radioterapia y de menor estabilidad. Algunos sistemas de dosimetría incluyen preamplificadores que tratan la señal por medio de convertidores corriente–frecuencia de forma que se eliminan problemas de transmisión y se mejora la sencillez del sistema de cara al usuario. La utilización de las cámaras de ionización en radiodiagnóstico va disminuyendo en favor de los detectores compactos de estado sólido, que si bien presentan una mayor dependencia con la energía, son capaces de corregir esta dependencia, mediante los factores de corrección apropiados, implementados

en el software de control. Las CI presentan la ventaja de su independencia con la energía y su gran estabilidad.

Su calibración se lleva a cabo, en general, en unidades de kerma en aire. Las magnitudes de mayor interés y su campo de aplicación son:

- La "Dosis absorbida en aire en la Superficie de Entrada" o DSE para exploraciones simples. Se obtiene multiplicando el "Kerma en Aire en la Superficie de Entrada" o KASE (ESAK), por el factor de retrodispersión.
- El producto dosis absorbida en aire por área, para evaluar exploraciones complejas y especiales como intervencionismo, hemodinámica, vascular...
- El índice de dosis de TC normalizado ponderado ( ${}_n\text{CTDI}_w$ ) y el producto dosis absorbida por longitud o PDL (DLP) para tomografía computarizada.

Los tipos más utilizados son:

- Las cámaras cilíndricas y de dedal, utilizadas para medir el rendimiento de equipos convencionales. Para diagnóstico convencional deben ser apropiadas para medir en el rango entre 50 y 150 kVp con filtraciones equivalentes usuales entre 1,5 y 5 mm de Al e incluso mayores en determinadas ocasiones. Tienen que ser capaces de medir tasas superiores a los 6 Gy/min y tener una resolución mejor de 1  $\mu\text{Gy}/\text{min}$ . Estas condiciones se traducen en que las cámaras deben tener entre 3 y 15  $\text{cm}^3$ .
- Las cámaras planas, utilizadas principalmente para medir la dosis absorbida a la entrada del intensificador en equipos de escopia y que deben ser capaces de medir décimas de  $\mu\text{Gy}/\text{s}$ , aunque deben estar diseñadas para poder medir también el rango de tasas a la entrada de paciente.
- Las cámaras planas de mamografía, especialmente diseñadas para medir la dosis absorbida en mamografía, con una ventana de entrada adecuada. Suelen disponer de un protector que es necesario retirar al medir. La ventana de entrada suele ser de 0,7  $\text{mg}/\text{cm}^2$  de poliestireno metalizado. La distancia entre los electrodos es del orden de 3,5 mm.
- Las cámaras de transmisión, que pueden estar incorporadas en el propio equipo, especialmente en equipos de intervencionismo, miden el producto dosis absorbida en aire por área. Son similares a las cámaras monitoras de los aceleradores, pero estas suelen estar llenas de aire y poseen un único volumen activo. Son de poco espesor y construidas de materiales ligeros para disminuir la interacción con el haz. Su superficie debe ser superior a la del haz para poder estimar el producto dosis absorbida en aire por área. Deben de ser calibradas por el usuario por medio de un patrón de referencia de medida de kerma en aire y la

determinación del área de exposición que se realiza normalmente mediante una radiografía.

- Las cámaras de lápiz, utilizadas para medir magnitudes como el  $nCTDI_w$  en los equipos de Tomografía Computarizada o TC (CT). Suelen tener 10 cm de longitud y un volumen en torno a los 3 cm<sup>3</sup>. Deben estar preparadas para trabajar con filtraciones entre los 3 y los 20 mm de *Al*. Al ser expuestas parcialmente en toda su longitud, deben presentar una uniformidad de respuesta en toda su longitud mejor del  $\pm 5\%$ . Tienen que ser capaces de soportar tasas de dosis absorbida superiores a las utilizadas en el diagnóstico convencional, aunque muestran menor resolución.
- Las incorporadas en algunos multímetros, que se utilizan para medir los rendimientos de los equipos convencionales. Presentan algunas particularidades en su diseño, como la presencia de blindajes, a fin de proteger la cámara frente a la radiación dispersa, ya que en este caso puede resultar difícil tomar las distancias adecuadas a posibles elementos generadores de retrodispersión, que introducirían incrementos aleatorios en la medida. Si los multímetros pueden ser conectados a cámaras exteriores hay que tener en cuenta que al medir con las cámaras exteriores la señal recogida puede ser la suma de la recogida por la cámara exterior y por la interna.

En el caso de las cámaras de radiodiagnóstico no se suelen efectuar correcciones por diversas dependencias, pero hay que tener en cuenta que es necesario acotar la desviación máxima que se puede cometer por no efectuar dichas correcciones. Las más importantes son:

- La dependencia con la energía. Es necesario verificar la dependencia dentro del rango de utilización. Algunos fabricantes dan valores de máxima dependencia. El valor dado por Radcal Corporation para su cámara de 6 cm<sup>3</sup> es  $\pm 5\%$  dentro del intervalo de energías de 30 keV a 1,33 MeV y utilizando una caperuza para conseguir equilibrio electrónico.
- La dependencia con la temperatura. No se suele aplicar corrección, aunque existen algunos monitores, entendiéndose en este caso por tales, a los sistemas electrónicos compactos a los que se conecta la cámara y que están formados por electrómetro, visor, fuente de alimentación, etc., que realizan corrección por temperatura de forma automática merced a una sonda de temperatura incluida en dicho monitor. La desviación habitual es la debida a unos pocos grados centígrados. Una diferencia de 15 °C entre la temperatura en que se realizan las medidas y la temperatura de calibración sería responsable de una desviación del 5%.

- La dependencia con la presión. Es un caso similar al anterior. Los monitores que corrigen la lectura por temperatura también lo hacen por presión. No es tampoco habitual efectuar la corrección por presión, pero en este caso hay que hacer ciertas consideraciones. Los certificados de calibración se dan a 101,3 kPa de presión y si se mide en la orilla del mar, las diferencias sólo van a ser debidas a las fluctuaciones de la presión atmosférica y por tanto la incertidumbre de la medida será del  $\pm 2\%$ . Sin embargo, si se mide en Madrid que está a unos 600 m de altitud, y no se corrige por la presión media, la diferencia se va a traducir en obtener valores sistemáticamente inferiores en un 7% a los que se hubieran obtenido a nivel del mar.
- La dependencia con la tasa de dosis absorbida debe ser verificada y acotada. Algunos fabricantes dan cotas a esta dependencia. La dependencia dada por Radcal Corporation para su cámara de 6 cm<sup>3</sup> es  $\pm 5\%$  dentro del intervalo de tasa que va de 20  $\mu\text{Gy}/\text{min}$  hasta 7,4 Gy/min.
- Falta de estabilidad entre calibraciones. Depende de cada equipo y es necesario que el usuario realice intercomparaciones periódicas, y más ante resultados anómalos, con otros equipos.
- Falta de inmunidad frente a señales electromagnéticas. Al ser equipos que trabajan en ambientes variados y no controlados es posible la aparición de problemas de este tipo.

### 3.2.7. Activímetros

Los activímetros miden los valores de actividad de las muestras radiactivas. El activímetro es un elemento esencial en el trabajo cotidiano en Medicina Nuclear. La actividad inyectada a cada paciente debe haberse medido con anterioridad en el activímetro. La actividad es una magnitud independiente de las magnitudes radiométricas y dosimétricas.

Son de aspecto similar a las cámaras de pozo utilizadas en braquiterapia, pero a diferencia de éstas son estancas, generalmente rellenas de un gas noble a alta presión, entre 1 y 2 MPa, para mejorar su eficiencia de detección.

La radiación emitida por el radionucleido que tiene energía suficiente para atravesar la pared interior de la cámara, produce una corriente en la cámara, que dentro de unos límites, es proporcional a la actividad introducida, con una constante de proporcionalidad, que para cada cámara es característica de la energía efectiva de la radiación *gamma*. En consecuencia, la cámara necesita una calibración para cada tipo de radionucleido y debe conocerse la naturaleza del emisor para poder efectuar la medida ya que el usuario debe seleccionar en la unidad de control del activímetro el tipo de radionucleido a medir.



Como en el caso de las cámaras de pozo, la posición de las muestras en el interior afecta a la respuesta. Por tanto la geometría de las medidas, debe ser lo más parecida posible a la que tenían las fuentes de calibración, tanto en la forma del recipiente, como en el volumen, y la posición en el pozo. Es necesario evaluar las desviaciones producidas al medir en las condiciones de utilización habitual, con respecto a las de calibración y si es necesario introducir factores de corrección. Más detalles se pueden encontrar en el "Protocolo nacional de control de calidad en la Instrumentación en Medicina Nuclear" y en el "Protocolo para la calibración y el uso de activímetros" editado por el CIEMAT.

### 3.3. Dosimetría radiográfica

#### 3.3.1. Película radiográfica

La película radiográfica puede realizar variadas e importantes funciones en radiodiagnóstico y radioterapia, tanto en externa como en braquiterapia, en los ámbitos de la dosimetría y el control de calidad del equipamiento. También por supuesto en la formación de imágenes de interés clínico como las imágenes de radiodiagnóstico y de control de calidad de procedimientos terapéuticos, como por ejemplo tras implantes de semillas de  $^{125}\text{I}$  para el tratamiento de tumores de próstata, verificación portal en radioterapia externa, etc. Estos últimos supuestos no se van a tratar en este tema. Es decir, se van a contemplar aspectos de la dosimetría radiográfica en su utilización para:

- Detectar presencia o ausencia de radiación y su extensión en el espacio, es decir, para la verificación de la alineación del haz, de la coincidencia del haz luminoso y el de radiación, determinación del tamaño y forma del campo, verificación del isocentro de radiación, coincidencia entre el marcador radio opaco y la fuente, posicionamiento de la fuente, etc.
- Obtener distribuciones de dosis absorbida en planos.

Una película sirve en sí misma como: dosímetro, medio de archivo y en determinadas aplicaciones como soporte de visualización.

La película está constituida básicamente por una lámina de plástico llamada base, formada por poliéster habitualmente, recubierta uniformemente con una emulsión sensible a la radiación, usualmente cristales de halogenuros de plata como  $\text{AgBr}$ , en suspensión homogénea en un medio gelatinoso y protegida con una cubierta de gelatina endurecida. Esta emulsión puede estar dispuesta en una o en las dos caras de la base. Los cristales son de formas y tamaños diferentes que van desde centésimas a decenas de micra. El tamaño de los cristales es directamente proporcional a la velocidad de la película e inverso

a su resolución y contraste. Por otro lado a mayor concentración de cristales mayor velocidad.

Son tres los procesos fundamentales que tienen lugar en la formación de la imagen:

- Formación de la imagen latente. Es el proceso microscópico durante el cual varios fotones inciden sobre un cristal produciendo la sensibilización del cristal. Este proceso no tiene resultados visibles por sí mismo. El aspecto de la película después de este proceso es el mismo que tenía antes.
- Revelado. En este proceso se produce un efecto de multiplicación durante el cual los cristales sensibilizados son descompuestos formándose en ellos microcristales de plata metálica que dan lugar a la imagen radiográfica. El factor de amplificación del número de átomos de plata depositados durante el proceso es de hasta  $10^9$ .
- Fijado. Tiene por objeto disolver los restos de halogenuro de plata no transformados, de modo que la imagen pueda exponerse a la luz sin futuros cambios.

La explicación teórica al proceso según J.W. Mitchell y N.F. Mott es la siguiente. Tras la interacción con una partícula del campo de irradiación, al menos un electrón del cristal pasa a la banda de conducción creándose un excitón o par electrón–hueco localizado. Si la temperatura es suficiente, el par puede disociarse y moverse el electrón y el hueco independientemente a través del cristal, pudiendo ocurrir que el electrón quede atrapado por un ión intersticial de plata que pasa a tener carga neutra. Por otro lado, el hueco puede recombinarse con otro electrón o quedar atrapado en determinadas impurezas, como el  $Ag_2 S$  presente en las superficies de los cristales, inhibiendo de esta forma la recombinación electrón–hueco y estabilizando la formación de la imagen latente. Los átomos de plata producidos por este procedimiento actúan como centros de nucleación alrededor de los cuales se agrupa la plata desprendida durante el revelado, formándose así la imagen.

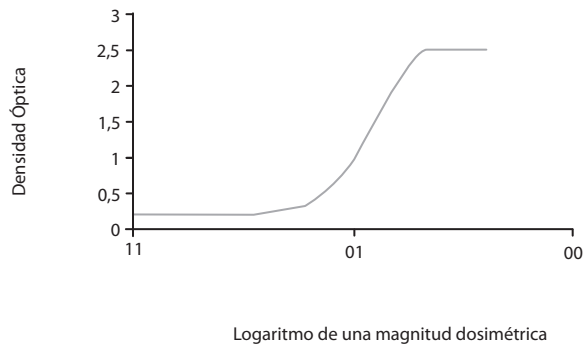
Los procesos envueltos en la producción de la imagen latente y en el revelado, presentan dependencia con la temperatura. Un hecho que puede resultar curioso, es que a temperaturas inferiores a la del nitrógeno líquido, la sensibilidad de las emulsiones es prácticamente nula.

Después de realizar los procesos anteriores, la transmisión de la luz es función del ennegrecimiento de la placa. Dicho ennegrecimiento se mide por su densidad óptica o DO que se define como  $DO = \log_{10}(I_0 / I)$  donde  $I_0$  es la intensidad de luz incidente sobre la placa e  $I$  la intensidad transmitida. Las películas

no expuestas a la radiación, pero sometidas al proceso de revelado presentan una densidad óptica llamada *velo*.

Una película ideal proporcionaría una relación lineal entre la dosis absorbida y la DO, pero no es el caso real. El comportamiento real, está determinado por la *curva característica o sensitométrica de la película*. Esta curva es la representación gráfica de la densidad óptica frente al logaritmo de la magnitud dosimétrica pertinente. Esta curva se puede encontrar en diversas publicaciones como *curva H&D* en honor a Hurter y Driffield que investigaron la relación (véase la figura 6). En la curva característica podemos distinguir cinco tramos empezando desde el origen:

- El primero corresponde a la línea horizontal con el valor de DO de las películas no expuestas que ya se ha denominado como *velo*.
- La siguiente zona se denomina de *subexposición o talón*.
- El siguiente tramo que corresponde a una misma pendiente denominada *gamma* de la película, se denomina zona de exposición *normal, correcta o lineal*.
- La siguiente porción se denomina zona de *sobreexposición u hombro*.
- Por último, se puede presentar una zona en la cual el ennegrecimiento disminuye con la exposición denominada zona de *solarización*.



**Figura 6.** Curva característica de una película.

Algunos parámetros importantes que determinan la respuesta de la película frente a la radiación son:

- La *gamma* también se denomina *contraste* de la película.
- La *latitud* se define como el intervalo de la magnitud dosimétrica pertinente, donde la DO permanece en la zona lineal. En esta zona se garantiza el mismo contraste para todas las densidades ópticas.
- La *velocidad* de una película se determina con el valor de la magnitud dosimétrica pertinente, necesaria para producir una  $DO = 1 + \text{velo}$ .

La DO se mide con sistemas o equipos denominados densitómetros. Existen diversos tipos de densitómetros: manuales, automatizados, escáner, escáner de láser, etc.

Las películas dan una resolución espacial en 2D excelente y en una simple exposición proporcionan información acerca de la distribución espacial de la radiación en un área de interés. Normalmente, las películas se utilizan para medidas cualitativas, pero con una calibración adecuada y una forma de trabajar cuidadosa, laboriosa y adecuada se pueden utilizar para la evaluación de la dosis absorbida, tanto en radioterapia como en radiología intervencionista. El tipo de película más utilizado en el ámbito de la dosimetría es la película de exposición directa, es decir para ser utilizada sin pantallas intensificadoras. Normalmente estas películas se proporcionan dentro de un sobre protector individual. Es necesario matizar el comentario respecto a la resolución y hacer notar que aunque la resolución de la placa de forma intrínseca es del orden de varios pares de líneas por mm, la función de transferencia óptica del sistema de dosimetría es el resultado del producto de la función de transferencia de la película con la del sistema lector y en ocasiones la máscara de entrada de un densitómetro óptico puede ser de 2 mm, lo que condiciona a ese orden de magnitud la resolución del sistema. La recomendación es realizar la evaluación de la resolución del sistema, y mejor de su función de transferencia, antes de su utilización.

A continuación se exponen algunas consideraciones acerca de la utilización de la película como sistema de obtención de distribuciones de dosis absorbidas relativas.

Es un método simple y rápido de obtención de distribuciones de dosis absorbida en planos. La emulsión radiográfica produce una alta resolución espacial por lo que resultan sumamente útiles cuando se trabaja en zonas del haz de radiación donde existen altos gradientes de dosis absorbida.

La forma de la curva sensitométrica o curva de densidad óptica en función de la dosis absorbida depende del tipo de emulsión utilizada por lo que es

imprescindible, para trabajar con películas, obtener previamente dicha curva, irradiando diferentes películas a distintos valores conocidos de dosis absorbida dentro del intervalo de trabajo. Dicha curva ha de repetirse periódicamente y siempre que se cambie de lote o tipo de película.

Debido a la pronunciada dependencia con la energía, hay que ser cuidadoso con la calibración para distintas calidades de energía y extremar las precauciones, en particular en zonas contaminadas con fotones de más baja energía, que proporcionan un mayor ennegrecimiento.

Aunque la forma de la curva sensitométrica no varía con las condiciones de revelado, el valor de densidad óptica para una dosis absorbida dada, depende fuertemente de la temperatura y del tiempo de revelado, por lo que es extremadamente importante que éstas se mantengan. En general se recomienda que el revelado se haga manualmente para obtener buenos resultados, lo cual resulta bastante laborioso.

Para obtener distribuciones de dosis absorbida en radioterapia, la película se ha de colocar desnuda entre las láminas de un maniquí y si se trata de obtener distribuciones de dosis absorbida en planos paralelos al eje del haz de radiación, es sumamente importante ajustar el borde de la película a la superficie del maniquí. Siendo muy cuidadoso en el manipulado y procesado, se pueden obtener distribuciones de dosis absorbida en cualquier plano con un considerable ahorro en el tiempo de uso de las máquinas generadoras de radiación.

### 3.3.2. Película radiocrómica

Es un tipo de película utilizada fundamentalmente en el ámbito de la dosimetría en radioterapia. Su uso se está generalizando y está sustituyendo a la película radiográfica gracias a la desaparición en los centros sanitarios de las reveladoras de películas radiográficas.

Los modelos iniciales de películas comerciales para radioterapia fueron las GAFCHROMIC: HD-810, MD-55 y HS que según especificaciones del fabricante eran válidas respectivamente para rangos de dosis absorbida de: 5 Gy a 500 Gy, 1 Gy a 100 Gy y 0,5 Gy a 40 Gy. Su uso generalizado llegó con el desarrollo de la EBT que presenta un rango de dosis absorbida de 0,02 Gy a 8 Gy y la posibilidad de ser utilizada para la verificación de los tratamientos de IMRT, sustituyendo a la película radiográfica utilizada hasta entonces (normalmente EDR). Si no se requiere un análisis cuantitativo y nos basta con el cualitativo, por ejemplo, verificación del posicionamiento de fuentes se puede utilizar la RTQA con la que comparte el rango de dosis absorbida aunque no sus propiedades por estar montada esta última sobre un soporte no transparente.

La película EBT está constituida, al igual que la radiográfica, por una lámina de poliéster transparente (97  $\mu\text{m}$ ), recubierta uniformemente con una emulsión de gelatina que contiene los cristales del producto sensible a la radiación (17  $\mu\text{m}$ ), con una composición similar al tejido equivalente y otra capa protectora (3  $\mu\text{m}$ ). Para mejorar su sensibilidad y resistencia se comercializó esta estructura con una forma simétrica, es decir, formando una película de doble capa activa de 17  $\mu\text{m}$  separadas por 6  $\mu\text{m}$ .

El material sensible es un monómero de diacetileno transparente, que al ser sometido a una exposición de radiación ionizante, se polimeriza adquiriendo entonces una cierta coloración azul. El máximo de absorción se encuentra para una longitud de onda de 636 nm.

El polímero absorbe la luz y la transmisión de ésta a través de la película, se puede medir con un densitómetro o con un escáner de color apropiado que son recomendados en los protocolos desarrollados por el propio fabricante (por ejemplo, un EPSON Expresión 10000XL Photo).

Las ventajas más importantes sobre las películas radiográficas son:

- No necesita proceso de revelado y fijado, y por tanto no son sensibles a dichos procesos, es decir elimina parámetros de difícil control y aumenta la fiabilidad de las medidas como dosímetro relativo.
- La facilidad de utilización al no ser, en principio, sensibles a la luz.
- Mejor respuesta con la energía.

Por el contrario presentan una relación señal/ruido muy inferior a la proporcionada por la película radiográfica y precisan de la utilización de filtros (que pueden afectar a la resolución) y de realizar varias lecturas sucesivas de la imagen para promediar (unas 3 veces debido a que la luz ultravioleta a que se ve sometida la placa en el proceso de lectura produce polimerizaciones adicionales produciendo por tanto desviaciones en el valor de la medida). Esta baja relación señal/ruido ha dado lugar a la controversia de su aplicación en determinados campos por acabar traduciéndose en una incertidumbre relativamente elevada. Más información sobre el tema se puede encontrar en el trabajo de ROSELLÓ (2007).

También presentan falta de uniformidad espacial. Aunque los escáneres presentan ajustes para corregir la falta de uniformidad de la respuesta debida a la heterogeneidad de la fuente luminosa y a la distinta sensibilidad del CCD, que constituye el elemento de medida del escáner, estos ajustes se realizan en ausencia de medio dispersor. Cuando se introduce un elemento dispersor, es decir la película que queremos medir, dicha película dispersa parte de la luz incidente tendiéndose a producir una acumulación de ésta en la parte central del

escáner. Este problema se puede solventar con la realización de una irradiación previa con un haz uniforme, o de uniformidad conocida, que permita obtener una función de corrección espacial para cada película.

El proceso de calibración y lectura sigue siendo relativamente engorroso, al igual que ocurre con la película radiográfica, si se quieren obtener resultados cuantitativos fiables, es decir, requiere mucho tiempo y buen hacer para obtener buenos resultados. Por ejemplo, es necesario tener en cuenta la disposición relativa entre la película y el escáner ya que al realizarse la polimerización de acuerdo a unas direcciones privilegiadas, la calibración que se realiza en una orientación relativa difiere sustancialmente de la realizada en la otra, siendo necesario marcar dicha orientación si se fracciona la placa para no cometer desviaciones importantes. Es necesario elegir los parámetros adecuados de escaneo: resolución (entre 75 y 150 píxeles por pulgada), profundidad de color (16 bits por canal de color), canal de color (usualmente rojo para la EBT), filtro utilizado (Wiener), nº de lecturas, tiempo transcurrido desde la irradiación a la lectura (2 horas). En la calibración es necesario tener en cuenta el rango de dosis absorbida para el que necesitamos calibrar, el número de puntos de calibración y el ajuste a la curva sensitométrica de éstos (parece ser que una distribución *gamma* es la que mejor ajusta los datos experimentales). Más información sobre el proceso de lectura y los factores que hay que tener en cuenta en la calibración de las películas y en su posterior lectura se pueden encontrar en los protocolos proporcionados por el fabricante y en diversos trabajos como el de ARRÁNS (2009).

Es un dispositivo de alta resolución, adecuado para ser utilizado en zonas de alto gradiente de dosis absorbida y en general en todas aquellas aplicaciones en que se utiliza o utilizaba la película radiográfica. Al igual que ésta presenta una gran independencia con la tasa de dosis absorbida.

En la actualidad la película EBT ha sido sustituida por la EBT-2 con una única capa activa de 30  $\mu\text{m}$  y que según el fabricante presenta una serie de mejoras:

- Contiene un colorante amarillo cuya lectura puede ser utilizada para corregir diferencias de sensibilidad causadas por el sustrato. Por otra parte este colorante absorbe la radiación ultravioleta atenuando su influencia sobre el material sensible a la radiación ionizante en un factor diez, mejorando la tolerancia de la película a las lecturas repetidas y a la exposición a la luz en general.
- La emulsión de gelatina que es un material natural y por tanto de difícil control, se ha sustituido por una emulsión de un producto artificial. El resultado esperado es minimizar las diferencias de sensibilidad entre los diferentes lotes de fabricación.

- La modificación de la estructura de capas, en particular la incorporación de una capa adhesiva de 25  $\mu\text{m}$ , mejora sus propiedades mecánicas cuando se corta, produciendo menos daños en los bordes, así como una mayor resistencia a la penetración del agua.

### 3.3.3. Otros soportes

En este apartado se quiere señalar, la existencia de soportes de imagen cuyo grado de utilización está en proceso de expansión. Sus propiedades tecnológicas como detectores son muy variadas y en continua evolución. Algunos de ellos utilizan tecnologías similares a las expuestas en otros apartados, en cualquier caso, se quiere señalar que la convergencia de diferentes tecnologías hacia la sustitución de la tradicional película radiográfica, les confiere propiedades similares en cuanto a su utilización.

En radiodiagnóstico los soportes de radiografía digital indirecta basados en fósforos fotoestimulables o los dispositivos de imagen digital directa como los de silicio amorfo, también han pasado a ser utilizados en el campo del control de calidad en sustitución de las películas tradicionales.

En radioterapia, los diferentes tipos de sistemas digitales de verificación portal para pacientes, pueden ser utilizados para algunos de los usos tradicionales dados a las películas radiográficas, e incluso con nuevas posibilidades como la verificación dosimétrica de los tratamientos con intensidad modulada y de dosimetría en vivo a los pacientes. Más información sobre el tema se puede encontrar en diversos trabajos como los de SPIES (2001) y BROGGI (2002).

## 3.4. Dosimetría de luminiscencia

### 3.4.1. Generalidades

Algunos materiales al ser expuestos a la radiación, retienen parte de la energía absorbida en estados metaestables y cuando esa energía es liberada posteriormente en forma de radiación ultravioleta, visible o infrarroja, se dice que dicho material es luminiscente. La luminiscencia se clasifica en dos tipos, según el tiempo transcurrido entre la estimulación y la emisión. Cuando dicho tiempo es inferior a los  $10^{-8}$  segundos se denomina fluorescencia, si el tiempo es mayor se denomina fosforescencia. El proceso de fosforescencia puede ser estimulado o acelerado posteriormente con una excitación secundaria. Cuando el tipo de excitación secundaria, necesario para estimular la emisión, es en forma de calor, el fenómeno se denomina de *termoluminiscencia* y el material termoluminiscente (“thermoluminescent”, TL). Si la estimulación es en forma de luz, el fenómeno se denomina *luminiscencia* estimulada ópticamente (“Optically Stimulated Luminescence”, OSL).



La termoluminiscencia es el fenómeno más estudiado de los diferentes fenómenos producidos por la conjunción de una exposición a radiación ionizante y una excitación térmica posterior. Su rango de aplicaciones se extiende a la datación arqueológica de cerámicas.

En un sólido cristalino, debido a la radiación ionizante, electrones del cristal pasan a la banda de conducción creándose pares electrón–hueco. Los electrones y huecos producidos, pueden perder su energía en forma de calor, recombinarse inmediatamente con un portador de signo opuesto o quedar atrapados en trampas de electrones o huecos a lo largo del cristal. Las trampas pueden ser debidas a vacantes o dislocaciones en el cristal o a impurezas introducidas en el cristal; en este último caso, si las trampas son introducidas de forma artificial se habla de cristales dopados. Las trampas se pueden clasificar en dos tipos denominados *trampas de almacenamiento* y *centros de recombinación*.

Una *trampa de almacenamiento* es aquella que mantiene a los portadores de carga, electrones o huecos, hasta que se produce un proceso de excitación del material capaz de comunicar la energía necesaria a estos portadores, para que sean liberados de sus trampas. Existe una energía de activación o nivel de energía de la trampa, que depende del sólido cristalino y de la naturaleza de la trampa. Dichos niveles se encuentran o bien justo debajo de la banda de conducción, siendo entonces trampas de electrones o bien justo encima de la de valencia si son trampas de huecos. Se supone que antes de la irradiación todas las trampas están libres, es decir, las trampas de huecos están ocupadas por electrones y las de electrones no contienen electrones. Por supuesto no existen trampas ni excitaciones secundarias ideales, las trampas presentan liberaciones y ocupaciones espontáneas y las excitaciones no liberan todas las trampas.

Un portador de carga liberado tras un proceso de excitación, puede recombinarse con un portador de carga de signo opuesto atrapado en un *centro de recombinación o luminiscencia*. La energía liberada en la recombinación es, al menos parcialmente, liberada en forma de radiación ultravioleta, visible o infrarroja, que puede ser captada y amplificada su señal por medio de fotodiodos o fotomultiplicadores.

### 3.4.2. Dosímetros de termoluminiscencia (TLD)

Los dosímetros de termoluminiscencia están constituidos por un cristal termoluminiscente, que como ya se ha visto, presentan la propiedad de que al ser irradiados, portadores de carga de la estructura cristalina quedan atrapados en trampas de almacenamiento de forma proporcional a la dosis absorbida recibida. Cuando posteriormente calentamos el cristal, se genera luz en los centros de luminiscencia de forma proporcional al número de electrones que

sufrieron el cambio anterior. Por ello midiendo esa cantidad de luz podemos conocer la dosis absorbida recibida por el detector.

Los dosímetros de termoluminiscencia más utilizados en el ámbito hospitalario son:

- El TLD de  $LiF$  dopado con  $Mg$  y  $Ti$  o  $LiF:Mg,Ti$
- El TLD de  $LiF$  dopado con  $Mg$ ,  $Cu$  y  $P$
- El TLD de  $Li_2B_4O_7:Mn$  o tetraborato de litio dopado con  $Mn$

Esto es debido a su equivalencia a tejido biológico por tener un número atómico efectivo similar.

Otros dosímetros de termoluminiscencia utilizados a causa de su gran sensibilidad son:

- $CaSO_4$  dopado con disprosio
- $Al_2O_3$  o alúmina, dopada con  $C$
- $CaF_2$  dopado con  $Mn$

Los dosímetros de termoluminiscencia son suministrados en forma de polvo, pastillas, barras...el más extendido es el TLD 100 de Harsaw-Bicron que es del tipo  $LiF:Mg,Ti$ .

En el mundo hospitalario, y en el caso en particular que nos ocupa, haz directo, se utilizan habitualmente para la dosimetría del paciente, tanto en aplicaciones de radiodiagnóstico, para poder estimar la dosis absorbida de entrada en superficie, como en radioterapia, para el control de la dosis absorbida impartida durante el tratamiento, por ejemplo, en la "Irradiación Completa de la Piel" ("Total Skin Irradiation", TSI) o en aplicaciones de braquiterapia para obtener la dosis absorbida impartida en órganos críticos. También se pueden utilizar en radioterapia para realizar medidas, especialmente en situaciones de alto gradiente de dosis absorbida como:

- En la caracterización de fuentes en braquiterapia.
- En la medida de pequeños haces de fotones como los utilizados en radiocirugía.
- En la verificación de técnicas de tratamiento complejas como la intensidad modulada por medio de diversos maniqués antropomórficos como el Rando o no antropomórficos.

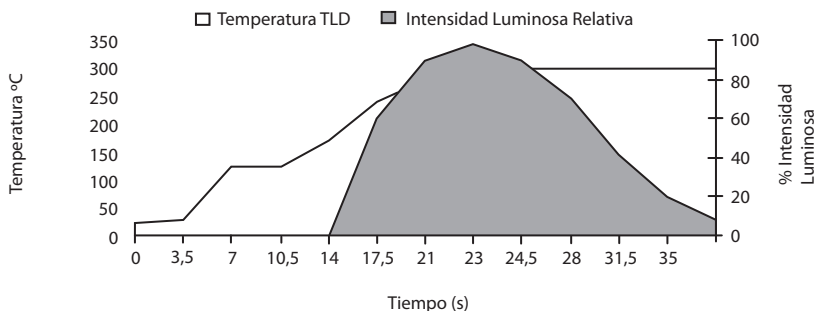
Otra aplicación muy importante es la dosimetría postal, que se utiliza en diversos programas de auditoria, coordinados por diversas organizaciones internacionales y en intercomparaciones dosimétricas entre hospitales.

Antes de ser utilizados se deben vaciar las trampas, en la mayor medida posible, para acercarnos a las condiciones ideales. El proceso de borrado debe estar bien descrito, fijando las temperaturas y tiempos de calentamiento y enfriamiento, ya que en esta operación queda fijada la estructura de trampas que debe ser reproducible en posteriores utilizaciones.

Un lector de TLD está formado por:

- Una bandeja, donde se coloca y calienta el TLD, mediante un circuito con control dinámico de la temperatura, mediante una o varias sondas de temperatura, que permiten fijar con exactitud la temperatura en la bandeja.
- Un tubo fotomultiplicador con una óptica asociada que detecta la emisión luminosa y la convierte en una señal eléctrica.
- Un electrómetro para registrar la señal producida por el fotomultiplicador.

La intensidad luminosa emitida es función de la temperatura. Si se mantiene el incremento de temperatura proporcional al tiempo, la intensidad luminosa puede ser representada gráficamente en función del tiempo. En general, se muestran simultáneamente frente al tiempo, tanto la gráfica de temperatura como la curva de emisión de intensidad luminosa ("glow curve", véase la figura 7). Los picos presentes en la curva se pueden correlacionar con los niveles de energía de las trampas existentes. El área de algunos de estos picos se utiliza como medida, relacionándola con la dosis absorbida a través de una calibración apropiada. El principal pico del *LiF:Mg,Ti*, se encuentra entre los 180 y 260 °C. Su área se utiliza para determinar la dosis absorbida. La temperatura de este pico es suficientemente alta como para minimizar la emisión espontánea de las trampas relacionadas con dicho pico, por la exposición en el tiempo a la temperatura ambiente, y es lo suficientemente baja como para no interferir con la emisión de cuerpo negro de la bandeja que soporta el TLD al calentarse.



**Figura 7.** Curvas de temperatura y de emisión luminosa.

Es necesaria una buena reproducibilidad de los ciclos de calentamiento durante el proceso de lectura y del posterior de borrado de los dosímetros de termoluminiscencia para obtener medidas de dosis absorbida fiables, ya que como se ha comentado anteriormente, en esta operación queda fijada la estructura de trampas que debe ser reproducible. Existen diferentes ciclos de calentamiento más o menos eficaces según las aplicaciones de los dosímetros de termoluminiscencia y la propia naturaleza de los dosímetros de termoluminiscencia utilizados. Existen ciclos con subida de temperatura lenta para buscar el equilibrio térmico del TLD, pero también existen toda clase de combinaciones de rampas de incremento de temperatura más o menos rápidas con diversos tiempos de mantenimiento de la temperatura. Todas buscan la máxima fiabilidad en la obtención de las medidas, o un compromiso entre la fiabilidad y eficacia, mediante la optimización en la excitación de los tipos de trampas utilizadas para determinar la dosis absorbida obviando el resto.

Existe un fenómeno de decaimiento ("fading") consistente en que la señal termoluminiscente decrece con el tiempo debido a la emisión espontánea a temperatura ambiente. Para dosímetros de termoluminiscencia de  $LiF:Mg,Ti$  el decaimiento del pico de dosimetría no excede de unos pocos tantos por ciento por año.

La señal de termoluminiscencia es lineal con los rangos de dosis absorbida utilizados en radioterapia, aunque si se incrementa la dosis absorbida aparece un comportamiento no lineal antes de llegar a la saturación. Los dosímetros de termoluminiscencia tienen que ser calibrados antes de su utilización. Se pueden calibrar por lotes, pero normalmente para obtener buenos resultados se debe efectuar la calibración individual de cada dosímetro. Para obtener la dosis absorbida a partir de la lectura de los dosímetros de termoluminiscencia sólo son necesarios unos pocos factores de corrección: por respuesta en energía, decaimiento, y no linealidad con la dosis absorbida.

### 3.4.3. Sistemas de luminiscencia estimulada ópticamente (OSL)

La luminiscencia ópticamente estimulada, como ya se ha visto, es un fenómeno similar a la termoluminiscencia, con la particularidad de que la excitación necesaria para que se liberen las trampas y poder proceder a la lectura dosimétrica, es luminosa y normalmente mediante láser.

Es una técnica relativamente novedosa, con aplicación en radiografía digital y en radioterapia. Su principal aplicación en radioterapia es en la dosimetría en vivo. Estos sistemas de dosimetría en vivo están formados por:

- Un dosímetro de alúmina dopado con carbón o  $Al_2O_3:C$ , en forma de cilindro alargado de 0,4 mm x 3 mm, unido a un cable de fibra óptica.

- Un divisor del haz luminoso.
- Un fotomultiplicador.
- Un láser.
- Electrónica de control controlada por software.

Para efectuar el proceso de lectura, se envía luz láser, en el rango entre los 500 y los 550 nm, a través de la fibra óptica. La luz producida en los centros de recombinación, que es de 420 nm, es captada por la fibra óptica y reflejada en el separador de haces hacia el fotomultiplicador para su conversión en señal eléctrica. Esta señal es proporcional a la dosis recibida y a la energía óptica suministrada en el proceso de lectura.

Estos sistemas presentan gran sensibilidad, son casi independientes de la energía y de la tasa de dosis absorbida y son lineales dentro del rango de dosis absorbida utilizado habitualmente en radioterapia, aunque pueden presentar una dependencia angular importante.

Los fósforos fotoestimulables utilizados en radiografía digital indirecta (CR) utilizan compuestos como el  $BaFBr:Eu^{2+}$  que se depositan en capas de unas 200  $\mu\text{m}$  sobre un sustrato flexible. En este caso la excitación se realiza con un diodo láser con longitud de onda media en los 650 nm, mientras que la emisión estimulada ocurre en los 400 nm.

#### 3.4.4. Sistemas de dosimetría de plástico de centelleo

Los dosímetros de centelleo están formados por materiales fluorescentes denominados escintiladores. El material de centelleo sólido más extendido es sin duda el yoduro de sodio dopado con talio, que presenta el inconveniente de ser higroscópico y deteriorarse por ello con el contacto con el aire. Los dosímetros de plástico de centelleo son equivalentes al agua en términos de densidad electrónica, y sus poderes de frenado másicos y los coeficientes de absorción de energía másicos se diferencian en menos del 2% de los del agua para las calidades de haces utilizados en radioterapia y radiodiagnóstico, por lo que se puede considerar que su respuesta es independiente de la energía.

La luz generada en el plástico es transmitida mediante una fibra óptica a un tubo fotomultiplicador. La configuración típica se realiza en realidad con dos fibras ópticas acopladas de forma independiente a dos fotomultiplicadores. Esta configuración permite la substracción de la radiación de Cerenkov de la señal que se quiere medir. Los dosímetros pueden ser muy pequeños, del orden de 1  $\text{mm}^3$ . Debido a este pequeño tamaño y su independencia con la energía son especialmente adecuados para zonas de alto gradiente de dosis absorbida, regiones con falta de equilibrio electrónico, dosimetría de campos

de radiocirugía, dosimetría en braquiterapia, etc. La dosimetría de plástico de centelleo se caracteriza también por una buena reproducibilidad, independencia con la tasa de dosis absorbida ya que se puede considerar lineal en el intervalo de  $10 \mu\text{Gy}/\text{min}$  a  $10 \text{Gy}/\text{min}$ , independencia direccional y estabilidad a largo plazo, ya que no sufren cambios significativos hasta que han recibido dosis absorbida del orden de los  $10 \text{kGy}$ . Tampoco se ven afectados por las condiciones ambientales.

### 3.5. Sistemas de dosimetría de semiconductor

El principio de funcionamiento de los dosímetros de semiconductores puede asemejarse al de la cámara de ionización, donde el medio ionizable, en vez de un gas, consiste en un semiconductor. Las ventajas de los dosímetros semiconductores son:

- La alta densidad del medio ionizado; esto implica más interacciones por unidad de volumen efectivo del dosímetro. Por otro lado la energía necesaria para producir un par de portadores de carga en los semiconductores, por ejemplo  $3,6 \text{eV}$  para  $\text{Si}$ , es aproximadamente 10 veces menor que en los gases. Como consecuencia, para una misma energía impartida, la cantidad de portadores de carga producidos es mucho mayor en los semiconductores que en gases. Todo esto se traduce en una sensibilidad mucho mayor en estos dosímetros que en las cámaras de ionización.
- La movilidad de los electrones y huecos es elevada, lo que unido al reducido volumen efectivo del medio detector, hace que dispongan de una gran independencia de respuesta con la tasa de radiación, al presentar una menor recombinación de portadores de carga.

Las principales desventajas de estos dosímetros son debidas a que su respuesta puede variar con:

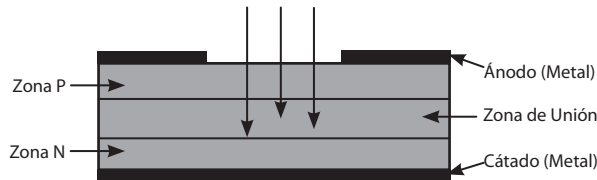
- La energía.
- El ángulo de incidencia del haz.
- La temperatura.
- La dosis absorbida histórica recibida por el dosímetro.

### 3.5.1. Dosímetros de diodo de silicio

El dosímetro de diodo de silicio es un diodo de unión  $p-n$ . Estos diodos se fabrican tomando una base o sustrato de tipo  $n$  o tipo  $p$  y dopando una región de la superficie para obtener en dicha zona el tipo contrario (véase la figura 8). Los diodos se denominan como  $p$  o  $n$  dependiendo del tipo de base utilizado.

Ambos tipos de diodos se pueden encontrar en sistemas comerciales pero los de tipo  $p$  presentan menos dependencia con la irradiación acumulada. Como esta dependencia disminuye con la dosis absorbida acumulada, algunos de estos sistemas se suministran con los dosímetros previamente irradiados.

El funcionamiento de estos dosímetros es el siguiente. La radiación produce pares electrón-hueco en todo el diodo, en particular también en la zona de unión o de carga espacial, donde existe ausencia de portadores mayoritarios. Las cargas producidas en esta zona, son capaces de cruzarla bajo el efecto del campo eléctrico existente en esta zona. Polarizando la zona  $p$  negativamente respecto de la zona  $n$  de manera adecuada, puede lograrse que la zona de carga espacial se extienda y que los tiempos de colección sean suficientemente reducidos como para minimizar la recombinación de pares electrón-hueco. Como se ha visto, el diodo trabaja en este caso en polarización inversa. También pueden ser utilizados sin polarización externa, para reducir las corrientes de fugas; en este caso el potencial aplicado sobre los portadores es el intrínseco del diodo en la zona de unión.



**Figura 8.** Esquema de un detector de diodo.

Este tipo de diodos son, por ejemplo, utilizados en sistemas de dosimetría en vivo en radioterapia externa. Están encapsulados con un material y espesor másico adecuado para conseguir equilibrio electrónico, que por tanto depende de la naturaleza de la radiación, fotones o electrones, y del rango de energía a medir, por lo que existen diodos específicos para cada caso. No obstante, se debe verificar que su encapsulado es adecuado a la radiación que se pretende medir y que no presentan excesiva dependencia con el tamaño de campo o bien corregir dicha dependencia. Para su utilización es necesario efectuar una calibración cuidadosa, que tenga en cuenta diversos factores, en función de la fiabilidad que se requiera. Debido a la variación de su respuesta con la dosis

absorbida acumulada por el dosímetro, es necesaria su calibración periódica en función de su utilización. Si se utilizan para tratamientos prolongados como la "Irradiación Corporal Total" o ICT (TBI), es necesario tener en cuenta el efecto con la temperatura, ya que el diodo puede pasar de la temperatura ambiente, unos 25 °C, a los 37 °C, provocando variaciones de la respuesta en torno al 3%. También es necesario estudiar la dependencia con la tasa, la incidencia y la dependencia energética incluso para pequeñas variaciones en la composición espectral de los haces de radiación al medir las dosis absorbida de entrada y salida. La dependencia con la tasa y la temperatura puede variar con la dosis absorbida acumulada históricamente por el diodo.

También se pueden utilizar en braquiterapia, para estimar la dosis absorbida recibida en recto en braquiterapia ginecológica.

Su utilización también está extendida en radioterapia en sistemas de verificación diaria, integrando en un maniquí varios dosímetros para obtener medidas de la constancia del tamaño de campo, la homogeneidad, simetría y energía del haz, así como la constancia de la dosis absorbida por unidad de monitor.

Otra aplicación muy extendida en radioterapia es su utilización como sistemas de obtención de distribuciones relativas de dosis absorbida:

- Pueden estar disponibles en diodos individuales o en sistemas o matrices lineales de ellos, muy útiles por la economía de tiempo que suponen en muchas medidas y en particular en la verificación de cuñas dinámicas.
- Presentan ventajas sobre las cámaras de ionización debido a su pequeño tamaño y alta sensibilidad con la dosis absorbida. Debido a que el volumen de detección es casi imposible de determinar con la exactitud requerida, no se pueden utilizar en medidas absolutas. Se pueden utilizar en medidas relativas, resultando ideales en zonas donde existe un alto gradiente de dosis absorbida, ya que éstos ofrecen una alta resolución espacial. Los diodos habituales para fotones (PFD) y electrones (EFD) de Scanditronix tienen un diámetro activo de 2 mm y un espesor de 0,6 mm y son de tipo *p* con un elevado dopaje. El diseñado específicamente para radiocirugía (SFD) tienen un diámetro activo de 0,6 mm.
- Los diodos semiconductores diseñados específicamente para medidas en haces de radiación, deben irradiarse previamente antes de ser utilizados para las medidas, ya que la respuesta varía considerablemente con la dosis absorbida en las primeras irradiaciones del semiconductor y sólo a partir de unos  $kGy$ , la respuesta es relativamente constante.
- Se ha de tener en cuenta que su respuesta varía con la energía, el ángulo de incidencia del haz, la temperatura y la dosis absorbida acumulada,



por lo que es recomendable, que antes de utilizarlos de manera rutinaria para la obtención de distribuciones de dosis absorbida, se comparen con las curvas obtenidas con cámara de ionización, corregidas por los diferentes factores que influyen en la respuesta. Por ejemplo, en el caso de obtención de curvas de dosis absorbida en profundidad ("Percentage Depth Dose", PDD), para la caracterización del haz, es de suma importancia comparar con los valores obtenidos con la cámara de ionización, tanto si el haz es de electrones como de fotones, ya que la respuesta varía con la energía del haz de radiación.

- Resultan especialmente útiles en la verificación de la simetría y uniformidad del haz y en la obtención de mapas de isodosis en planos.

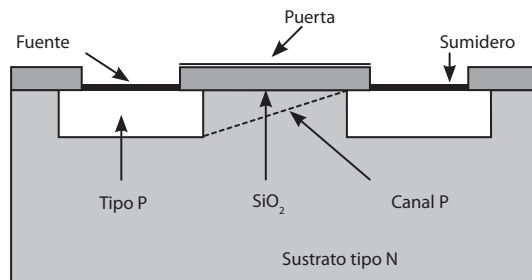
Por último, recordar que en el ámbito del radiodiagnóstico, los sistemas basados en diodos, han sustituido por su menor tamaño, portabilidad, manejabilidad, eficacia, robustez y precio a los basados en cámaras de ionización. Los sistemas más modernos pueden integrar en la misma sonda, del orden de unos pocos  $\text{cm}^2$ , dosímetro y penetrómetro. En una sola exposición pueden determinar el kVp, la dosis absorbida y el tiempo de la exposición e incluso mostrar las gráficas o formas de onda del kVp y de la dosis absorbida en función del tiempo. Estas sondas se conectan a ordenadores personales portátiles e incluso a agendas electrónicas personales, mediante pequeños dispositivos de interconexión y control. Estos equipos van provistos de software de control que realiza las correcciones pertinentes y cálculos necesarios de las medidas de forma prácticamente transparente al usuario, almacenando y organizando los datos medidos. Normalmente incluyen utilidades para la exportación de los datos a otros programas que permiten la manipulación de los datos, la elaboración personalizada de los informes y el archivo de los datos según las necesidades del usuario.

### 3.5.2. Dosímetros MOSFET

Los transistores de efecto de campo de tipo metal-óxido semiconductor ("Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor", MOSFET), presentan la ventaja de su pequeño tamaño incluso frente a los dosímetros de diodo ya que sus dimensiones habituales son 0,2 mm x 0,2 mm x 1 mm. Su utilización como dosímetro data de 1978 cuando fueron propuestos por A. Holmes-Siedle para ser utilizados en el espacio. El principio de funcionamiento se basa en que la radiación produce la creación de pares electrón-hueco en el óxido de silicio de la puerta del transistor. La energía necesaria para crear un par electrón-hueco en el óxido de silicio es de 18 eV aproximadamente. En el caso indicado en la figura 9, se muestra un MOSFET de canal P de enriquecimiento. Este tipo de MOSFET requiere una tensión negativa en la puerta ("gate") para establecer

un canal. Bajo la acción de una tensión negativa en la puerta se logra que los huecos, que son los portadores minoritarios del sustrato, se vayan acumulando en la región próxima al óxido de silicio, formando un canal conductor entre la fuente o surtidor ("source") y el sumidero o drenador ("drain"). La mínima tensión que logra formar el canal se conoce como tensión umbral. Cuando un MOSFET es irradiado se produce la creación de pares electrón-hueco en el óxido de silicio de la puerta del transistor. Bajo la acción de un campo eléctrico producido por una fuente externa o bien por la acumulación de cargas en las zonas circundantes, los electrones en el óxido de silicio que poseen una movilidad 4 órdenes de magnitud superior a la de los huecos escapan, mientras que los huecos se desplazan hacia la zona de interfase con el silicio, quedando algunos de ellos capturados por trampas estables en dicha zona. La capa de carga positiva cercana al canal, induce un desplazamiento negativo en la tensión umbral, proporcional a la dosis recibida. Este efecto es permanente, puede durar años, y es acumulativo, limitando al final la vida útil del dosímetro.

Normalmente en radioterapia se utilizan en modo activo, es decir, con un voltaje positivo aplicado a la puerta para reducir la combinación de los pares electrón-hueco y como consecuencia mejorar el comportamiento del dosímetro en cuanto a linealidad y sensibilidad, que es del orden de  $3 \text{ mV/cGy}$ . Para aumentar la sensibilidad y la linealidad, algunos dispositivos presentan la posibilidad de incrementar el voltaje aplicado durante la irradiación teniendo un modo de alta sensibilidad. Como contrapartida se acorta su vida a unos  $50 \text{ Gy}$  de irradiación total.



**Figura 9.** Esquema de un transistor MOSFET.

Requieren unidades lectoras especiales. Un dosímetro MOSFET puede ser utilizado para medir todo el rango de fotones y electrones, aunque por supuesto es necesario verificar la respuesta con la energía, cuya variación, en principio, es despreciable en el rango de los megavoltajes.

Para eliminar la dependencia con la temperatura, se pueden montar dos transistores en el mismo sustrato, que operen a diferentes voltajes y tomar la

diferencia de potencial entre ambos como el parámetro a relacionar con la dosis absorbida. De esta manera se cancela la deriva producida en el voltaje debida a la temperatura, que es de unos 4–5 mV por grado centígrado para un transistor MOSFET.

Presentan independencia con la tasa de dosis absorbida.

Son muy sensibles a la variación del voltaje de polarización durante la irradiación, y presentan derivas postirradiación por lo que la lectura se debe realizar en un tiempo determinado tras el cese de la irradiación, presentando un decaimiento inferior al 3% cuando se leen a los 15 minutos de irradiar con 200 cGy.

Con el recubrimiento adecuado para lograr equilibrio electrónico presentan dependencias angulares del orden del  $\pm 2\%$  en los campos de fotones de aceleradores lineales.

Si se comparan de manera cualitativa con los dosímetros de termoluminiscencia y de diodo:

- Reproducibilidad: mejor que los dosímetros de termoluminiscencia pero peor que los diodos. El ruido incrementa con la dosis absorbida acumulada total.
- Temperatura, tasa de dosis y dependencia con la energía: similar a los dosímetros de termoluminiscencia, mejor que los diodos.
- Sensibilidad: peor que dosímetros de termoluminiscencia y diodos.
- Presentan una pérdida de sensibilidad con la dosis absorbida mucho menor que la de los diodos, pudiendo ser despreciable.

Se utilizan en radioterapia para diversas aplicaciones tales como: la medida de la dosis absorbida en la superficie, la medida de distribuciones de dosis absorbida en zonas de alto gradiente de dosis absorbida como las de radiocirugía y braquiterapia y en dosimetría en vivo con los recubrimientos adecuados para lograr el equilibrio electrónico.

## 3.6. Otros sistemas de dosimetría

### 3.6.1. Dosímetros de alanina

Estos dosímetros están formados por barritas o pastillas de alanina, que es un aminoácido, con una cubierta inerte. La interacción con la radiación produce una concentración de radicales en el aminoácido proporcional a la dosis absorbida. La concentración de radicales producidos puede medirse mediante técnicas de resonancia paramagnética de electrones o espectrometría de reso-

nancia del espín electrónico (ESR). La dosis absorbida se puede determinar en base a la altura de los picos del espectro.

Como en todas las técnicas de resonancia, la medida no destruye la información de la muestra, en contraposición a los dosímetros luminiscentes.

Presentan al igual que los dosímetros de termoluminiscencia un decaimiento o desvanecimiento ("fading") de la señal, apreciable al pasar meses tras la irradiación y dependiente de las condiciones ambientales de temperatura y humedad.

La alanina es equivalente a tejido y se utiliza para valores de dosis absorbida del orden de 10 Gy.

Su potencial y principal aplicación es la dosimetría postal para auditorias e intercomparaciones.

### 3.6.2. Dosímetros de diamante

El principio de funcionamiento de los dosímetros de diamante es el cambio de resistividad producido por la radiación. Si se aplica un potencial al dosímetro, la corriente producida es proporcional a la tasa de radiación.

Para fabricar un dosímetro el diamante se sella con poliestireno, pero dejando fuera dos pequeños electrodos de oro, para poder aplicar el potencial. El volumen sensible del diamante es del orden de 1 mm<sup>3</sup> lo que se traduce en una buena resolución espacial, que es complementada por una buena sensibilidad.

Se puede considerar que son equivalentes a tejido biológico y por tanto que no presentan dependencia con la energía.

Se utilizan para realizar medidas de distribución de dosis absorbida, en campos de electrones y fotones de aceleradores lineales, en zonas de alto gradiente de dosis absorbida, especialmente en la medida de haces utilizados en radiocirugía. Pueden ser empleados para realizar medidas en el interior de maniquíes de agua.

Los dosímetros deben ser irradiados antes de su utilización para estabilizar su respuesta. Presentan dependencia con la tasa de dosis absorbida que tiene que ser tenida en cuenta, por ejemplo al medir porcentajes de dosis en profundidad.

También presentan una pequeña dependencia con la temperatura del orden de 0,1% por °C.

### 3.6.3. Sistema de dosimetría mediante gel

Los sistemas de dosimetría de gel son los únicos que pueden proporcionar una distribución en 3D en una sola exposición. El maniquí es el propio dosímetro y es casi equivalente a tejido, con la particularidad de que se le puede dar cualquier tamaño y forma.

Existen dos tipos de dosímetros de gel, los basados en el dosímetro de Fricke y los que utilizan polímeros.

Los de Fricke están formados por disoluciones de sulfato de  $Fe^{2+}$  que están en suspensión en un gel, normalmente gelatina y agarosa. La exposición a la radiación produce una conversión proporcional de la concentración de iones  $Fe^{2+}$  a  $Fe^{3+}$ . Esto produce un cambio en el momento magnético del ión de hierro, cuya consecuencia es disminuir los tiempos de relajación del spin del núcleo del hidrógeno, tanto en  $T1$  o tiempo de relajación spin-red o longitudinal como en  $T2$  o tiempo de relajación spin-spin o transversal, en el gel reducido. Esto puede ser medido utilizando "Resonancia Magnética Nuclear" o RMN, cuyas imágenes, por ejemplo pesadas en  $T1$ , nos dan la distribución de dosis absorbida.

Un gran inconveniente, para la extensión de esta técnica en nuestro entorno, es la necesidad de un equipo de resonancia para efectuar la lectura del dosímetro. Para solventar el inconveniente, se puede añadir naranja de xilenol, que induce un cambio de color proporcional a la concentración de  $Fe^{3+}$  y por tanto a la dosis absorbida. Para su lectura se puede utilizar tomografía óptica o densitómetros, aunque en este último caso puede ser necesario laminar apropiadamente el gel.

El mayor problema de esta técnica es la difusión postirradiación de los iones de hierro que se traduce en una mala resolución. El problema de la difusión de los iones puede quedar parcialmente resuelto por: el cálculo de coeficientes de dispersión, la minimización del tiempo de lectura mediante la utilización de algoritmos rápidos de  $T1$  en lugar de mapas reales de  $T1$ , y por la utilización de alcohol de polivinilo en vez de gelatina o agarosa. La solución definitiva a este problema llevó a la búsqueda de otros principios activos distintos del equilibrio de concentraciones de  $Fe^{2+} - Fe^{3+}$ .

Los monómeros disueltos en un gel tienen la propiedad de que son polimerizados por la acción de los radicales libres, producidos por la radiolisis del agua. Los polímeros forman partículas de tamaño inferior a una micra. Estos polímeros radioinducidos afectan al movimiento de las moléculas de agua en el gel, lo cual se refleja en una disminución de los tiempos de relajación  $T1$  y  $T2$ . La lectura se realiza usualmente adquiriendo las imágenes en  $T2$  o tiempo de relajación spin-spin, porque resulta ser más efectiva desde el punto de vis-

ta señal–ruido. Los primeros en utilizarse para obtener distribuciones de dosis absorbida fueron del tipo poliacrilamida como el BANG™ consistente en agua (88%), gelatina, un monómero acrílico, acrilamida en este caso, y un entrecruzador de cadenas como la bisacrilamida (BIS).

Estos polímeros presentan el inconveniente de que el oxígeno bloquea la reacción de polimerización. Como resulta dificultosa la manipulación de los geles en ausencia de oxígeno, la presencia de éste se traduce en la existencia de un umbral de dosis absorbida de respuesta. En la actualidad existen nuevos geles de monómeros como el MAGIC, que no son afectados por el oxígeno atmosférico.

Otro inconveniente, es debido a que las medidas están afectadas por la inhomogeneidad en las imágenes reconstruidas por el equipo utilizado para medir las distribuciones de dosis absorbida.

Los geles de monómeros–polímeros tienen la propiedad de presentar una opacidad proporcional a la dosis absorbida. Esto se puede aprovechar para proceder a su lectura mediante instrumentos ópticos como los citados anteriormente. Otras técnicas en estudio son la lectura mediante ultrasonidos y por espectroscopía Raman.

Su aplicación en radioterapia es amplia y se ha utilizado en el estudio y verificación de las distribuciones de dosis absorbida en situaciones de medición complicada, tales como: radiocirugía, radioterapia conformada, braquiterapia. Uno de sus principales campos de interés en la actualidad, es la verificación de la distribución de dosis absorbida en las técnicas de intensidad modulada.

La relación entre los tiempos de relajación en un punto y la dosis absorbida en dicho punto es una relación semilineal que requiere la realización de cálculos y de una calibración apropiada. Al ser prácticamente agua no requieren corrección por energía para los haces de fotones y electrones utilizados en radioterapia. No presenta dependencia con la tasa, pero sí con la temperatura en el momento de la evaluación y con la intensidad del campo magnético si se realiza la lectura del dosímetro mediante RMN.

### 3.7. Comparación de los sistemas de dosimetría más utilizados en radioterapia.

En la actualidad los cuatro sistemas de dosimetría más extendidos en el ámbito de la radioterapia son las cámaras de ionización, los diodos, las placas radiográficas y los dosímetros de termoluminiscencia.

Sistema de dosimetría	Ventajas	Inconvenientes
Cámara de ionización	Exactitud y precisión. Único sistema apropiado para la dosimetría de referencia. Formalismo de medida muy estudiado, correcciones bien estudiadas. Lectura instantánea.	Requiere cables, conectores y fuente de alta tensión de calidad para polarizarla. Requiere muchas correcciones. Falta de resolución para ciertas aplicaciones; el incremento en resolución compromete la sensibilidad.
Diodo	Pequeño tamaño (buena resolución). Gran sensibilidad. Lectura instantánea. Utilización sencilla.	No puede ser utilizado para la dosimetría de referencia Requiere cables. Presenta dependencia con la temperatura. Presenta dependencia direccional. Presenta dependencia con la dosis absorbida acumulada.
Placa	Buena resolución espacial. Proporciona gran cantidad de información en una sola exposición.	No puede ser utilizado para la dosimetría de referencia. Presenta dependencia con la energía. Utilización engorrosa si se quieren obtener resultados cuantitativos fiables (requiere mucho tiempo y buen hacer para obtener buenos resultados). No presenta lectura instantánea.
TLD	Buena resolución espacial. Equivalente a tejido, en algunos casos.	No puede ser utilizado para la dosimetría de referencia. Utilización engorrosa (requiere un manejo cuidadoso y mucho tiempo de lectura y calibración para obtener resultados fiables). No presenta lectura instantánea.

## 4. Monitores de radiación ambiental y de contaminación

### 4.1. Introducción

Los monitores de área pueden utilizar detectores gaseosos o de estado sólido tales como los de semiconductores o los de centelleo.

Los sistemas detectores pueden operar en modo corriente o en modo de impulso. En el modo corriente la magnitud obtenida es la intensidad de corriente media producida en el detector debida a la interacción de varias partículas. En el modo de impulso se registra la carga liberada por cada suceso ionizante.

### 4.2. Generalidades

Los monitores de contaminación superficial se utilizan para detectar la presencia de material radiactivo emisor *alfa* y/o *beta* y/o *gamma*, sobre la superficie de algún aparato, áreas de trabajo, ropa, piel, etc. Estos instrumentos consisten en uno o varios detectores de contaminación, usualmente contadores proporcionales, Geiger–Müller (GM), detectores de centelleo, detectores de semiconductor... conectados a una cadena electrónica que puede incluir amplificadores, discriminadores, etc.

Se pueden clasificar, según el tipo de radiación, en monitores de contaminación: *alfa*, *beta*, *alfa–beta*, *beta–gamma* y *gamma*. Los más utilizados para radiaciones *beta* son los que utilizan contadores proporcionales o GM, teniendo normalmente una ventana de mica o mylar del orden de  $2 \text{ mg/cm}^2$ . Para los emisores de fotones se utilizan detectores proporcionales y de centelleo.

Estos equipos deben estar diseñados para ser fácilmente descontaminados debiendo ser de superficies lisas sin poros ni grietas. Normalmente el fabricante debe indicar las precauciones necesarias para evitar la entrada de humedad, garantizando la estanqueidad del equipo.

Los equipos de radiación ambiental se presentan tanto en formato de equipo portátil, como fijo en una determinada zona de trabajo, normalmente en este caso con unos niveles de alarma prefijados.

El uso de estos equipos conlleva, debido a la falta de conocimiento, en general, del campo de radiación que se quiere medir, a amplias incertidumbres en las medidas. Las principales incertidumbres corresponden a la respuesta angular y energía, aunque no hay que descartar las ambientales, si proceden, por el tipo de detector, y de otras de diferente índole como las debidas a la influencia de campos electromagnéticos.



## 4.3. Propiedades de los monitores de radiación

### 4.3.1. Rendimiento de detección. Sensibilidad

El *rendimiento de detección* se puede definir como la relación entre la tasa de impulsos detectados y la tasa de sucesos ionizantes que alcanzan el detector. Normalmente el rendimiento de las partículas cargadas es elevado y próximo al 100%, mientras que para las partículas no cargadas, fotones y neutrones, los rendimientos pueden ser de unos pocos tantos por ciento.

Cuando los detectores no acusan sucesos ionizantes de forma individual o cuando el detector está calibrado en magnitudes dosimétricas, esta idea del rendimiento de detección se puede extender a la de la sensibilidad del detector. La *sensibilidad o respuesta* se define como la inversa del coeficiente de calibración. Es decir, los equipos más sensibles serán aquellos que proporcionen mayor señal de medida o respuesta ante un mismo campo de radiación ionizante.

### 4.3.2. Dependencia con la energía

Idealmente deben tener una baja dependencia con la energía debido a que, aunque las condiciones de calibración puedan estar muy bien determinadas, en las condiciones de utilización habituales, el campo de radiación puede ser complejo y desconocido. En el pasado, el diseño de los monitores de radiación ambiental para fotones se realizaba para no tener dependencia energética con la exposición o el kerma en aire, por lo que dichos instrumentos al ser calibrados ahora en  $H^*(10)$ , mostrarán precisamente la dependencia  $H^*(10)/X$  o  $H^*(10)/(K_{air})_{air}$ .

En el caso de los monitores de contaminación superficial suele ser necesario saber el posible origen de la contaminación para evaluar la medida con una cierta fiabilidad.

### 4.3.3. Dependencia direccional

El sistema de detección debe presentar una respuesta *isodireccional*, o lo que es lo mismo, variar con la dirección como la magnitud que mide.

Los monitores de radiación ambiental pueden presentar una considerable dependencia direccional, en particular en aquellos modelos que presentan ventanas en una determinada posición. Las dependencias son importantes sobre todo en los monitores de contaminación superficial que deben quedar paralelos a las superficies de estudio y en particular frente a radiación de fotones de baja energía y radiación *beta*.

En los monitores de radiación ambiental portátiles, la dependencia es función de la energía, caperuza utilizada y del intervalo de direcciones a evaluar. Normalmente presentan una respuesta isodireccional aceptable, para el equivalente de dosis ambiental, dentro de un intervalo entre los  $\pm 60^\circ$  y los  $\pm 80^\circ$  con respecto a la dirección de calibración. En determinadas ocasiones, y dependiendo de diversas condiciones de medida como el ángulo y la energía, la dependencia puede ser del orden del valor de la medida.

#### 4.3.4. Rango de medida

El rango conveniente de los monitores de radiación ambiental sería desde  $nSv/h$  a  $Sv/h$  pero a menudo los rangos de los equipos pueden quedarse reducidos de  $\mu Sv/h$  a  $mSv/h$ .

#### 4.3.5. Saturación o efecto de saciedad

Es conveniente verificar la respuesta de estos equipos a campos de radiación intensos. Se considerará que un campo de radiación es intenso para un determinado equipo, cuando sea al menos un orden de magnitud superior al *alcance máximo* de dicho equipo, siendo el *alcance máximo* del equipo el valor máximo que puede medir. En esta situación, el sistema debería indicar el máximo de escala o una señal de saturación y no cero o un valor tendente a cero. Existen algunos equipos que en estas condiciones pueden leer cero, o valores muy inferiores a los reales. Estos equipos deben ser descartados o tener un uso restringido para evitar que el usuario asigne valor nulo a campos muy intensos. Este efecto es importante en equipos basados en detectores GM y de centelleo pero también puede estar presente en otros sistemas de detección.

Para explicar el fenómeno se va a comentar lo que ocurre en los sistemas con detectores de ionización gaseosa. Lo primero que ocurre cuando sucede una interacción con el gas del detector, es que los electrones producidos en la ionización, por tener mayor movilidad, llegan rápidamente al ánodo, provocando una caída brusca de su voltaje en una fracción de microsegundo. Los iones positivos se mueven más lentamente, tardando hasta cientos de microsegundos en llegar al cátodo para de esta manera restablecer las condiciones iniciales, es decir la ausencia de iones o portadores de carga en el volumen activo, que provoquen el apantallamiento del campo eléctrico. Durante este tiempo, llamado *tiempo muerto* del detector, éste no puede producir nuevos impulsos.

El tiempo muerto del detector ( $T_m$ ) depende de su diseño, del voltaje aplicado, del circuito externo y del gas utilizado. En general  $T_m$  tiene un determinado valor y el usuario no tiene posibilidad de cambiarlo.

Cuando la tasa de las interacciones en el detector se incrementa, también se incrementa la posibilidad de que se produzca una nueva interacción antes de que el detector se restablezca de la anterior, es decir, dentro del tiempo muerto, en cuyo caso la nueva radiación no se registra haciendo entonces que la lectura sea errónea. Cuando esto sucede, se puede corregir la lectura medida ( $m$ ) para obtener la lectura real  $n = m / (1 - m T_m)$ . En este caso, el sistema se denomina *no paralizabile o no extensible*, es decir, es el sistema en que al producirse una nueva interacción, no se tiene que volver a prolongar el tiempo muerto. Otra posibilidad consiste en que al producirse una nueva interacción mientras se está registrando la anterior, se prolongue el tiempo muerto a partir de la llegada de la última. En este caso, el sistema se denomina *paralizabile o extensible*. Se puede demostrar que en un sistema que se comporte de esta manera, se cumple la relación  $m = ne^{-nT}$ . En general los sistemas se comportan como una mezcla de ambos pero generalmente se pueden aproximar a uno u otro modelo.

#### 4.3.6. Tiempo de respuesta

El *tiempo de respuesta* de un monitor, es el intervalo de tiempo comprendido entre el instante en que una señal de entrada sufre un cambio brusco especificado y el instante, en que la señal de salida alcanza y permanece, dentro de límites especificados, alrededor de su valor final en régimen estable. El tiempo de respuesta se puede relacionar con la constante de tiempo RC del circuito de medida equivalente. Para medir bajas tasas de equivalente de dosis se necesitan resistencias elevadas, con el fin de conseguir ganancias elevadas. Por este motivo, el tiempo para obtener una respuesta se incrementa para las escalas más bajas. Por ejemplo, en el caso del popular BABYLINE 81, en las dos escalas inferiores, el fabricante indica que el tiempo necesario para llegar al 90% de respuesta (2,3 constantes de tiempo) es inferior a 20 segundos y que para las escalas superiores es inferior a 5 s. Es aconsejable que pasen al menos 3 constantes de tiempo (95%) para garantizar la fiabilidad de la medida. Otros monitores similares, como el PDM 1 de NE Technology, dan un tiempo de respuesta de 10 s para indicar el 90% de la lectura final para la escala inferior ( $30 \mu\text{Sv/h}$ ) y de 1 s para el resto de escalas. Esto nos lleva a tener en cuenta que hay que evaluar el tiempo de respuesta de los equipos utilizados, así como las condiciones de realización de ciertas medidas. Es decir, si por ejemplo se evalúa con un monitor la efectividad de un blindaje para un equipo de rayos x, es conveniente tener en cuenta la duración del disparo seleccionado y el tiempo de respuesta del equipo. Algunos monitores presentan la posibilidad de que el usuario pueda variar la constante de integración.

#### 4.3.7. Propiedades intrínsecas

Los monitores de radiación presentan unas características de diseño que suelen ser comunes a todos ellos:

- Auto cero o mecanismo sencillo de ajuste de cero.
- Auto rango o selección manual del rango de medida.
- Opción para medir en modo de tasa o integral de la magnitud de interés.
- Indicador de batería baja.
- Indicadores luminosos y/o audibles de niveles de radiación que pueden ser seleccionados por el usuario.
- Visualización inmediata de la medida de la radiación bien en modo analógico o digital.
- Existen monitores que llevan fuentes radiactivas de comprobación de la estabilidad.
- Algunos de ellos llevan mecanismos desecantes para evitar el exceso de humedad.
- Pueden tener caperuzas para lograr diferentes espesores másicos, y alcanzar si fuera el caso, condiciones de equilibrio en el material sensor.

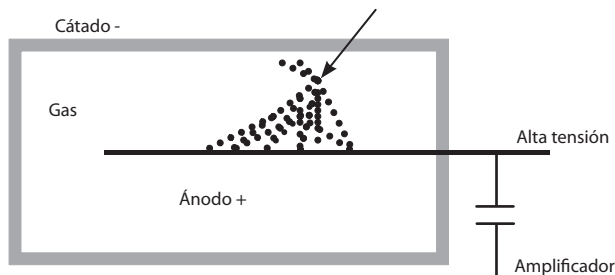
#### 4.4. Detectores de ionización gaseosa

Si a un gas se le somete a una radiación ionizante, el efecto es la producción de un cierto número de pares de iones. Estos iones se recombinarán entre ellos desapareciendo el efecto observable. Si el gas es sometido a un campo eléctrico, los iones negativos y positivos tenderán a alejarse disminuyendo su recombinación y las cargas eléctricas se acumularán en los electrodos, es decir, la interacción de una partícula con el gas del detector da origen a una señal eléctrica recogida en los bornes. La amplitud de dicha señal es proporcional al número de iones acumulados de cada signo.

El transporte de un ión positivo hacia el cátodo o electrodo negativo, y de un electrón hacia el ánodo o electrodo positivo, supone el transporte de una sola carga a través del circuito. El ión positivo se recombina con un electrón del cátodo, y es como si se hubiera transportado un electrón del cátodo al ánodo. La utilización de gases cuyas moléculas sean capaces de captar electrones, y por tanto ionizarse negativamente, incrementa los tiempos de colección por la menor movilidad de estos iones. Este es el motivo por el que los gases nobles son tan utilizados en estos detectores.

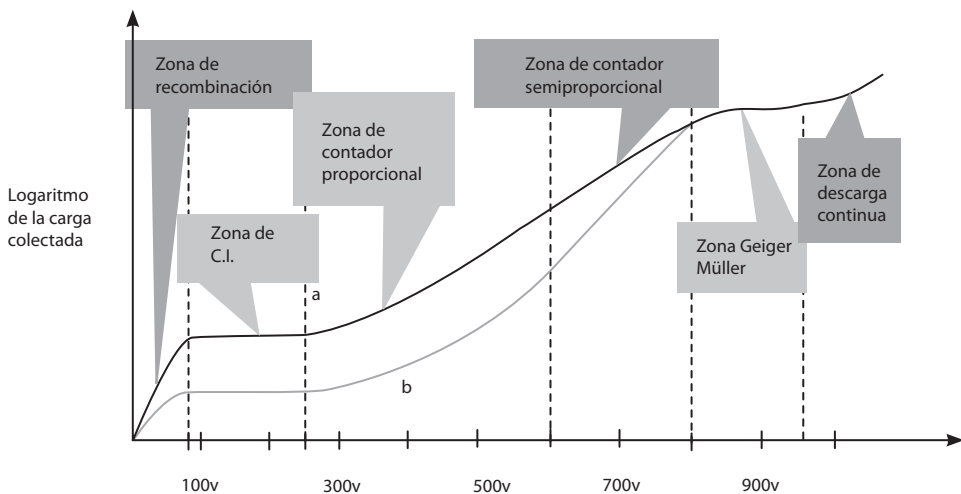
Dada una interacción para un tipo de radiación ionizante y una energía determinada, la carga recogida varía en función de la tensión aplicada entre los electrodos. Según se incrementan los valores de tensión, van apareciendo diversas zonas que muestran un comportamiento similar dentro de cada una de ellas, pero cualitativamente diferente entre ellas (véase la figura 11):

- **Zona de recombinación.** Para pequeños valores de la tensión entre los electrodos, un cierto número de iones se recombinan entre sí, siendo la cantidad de carga recogida en el electrodo de detección inferior a la producida por cada interacción. Conforme la tensión aumenta se produce un incremento directamente proporcional de la carga recogida.
- **Zona de funcionamiento en modo cámara de ionización.** Cuando la tensión alcanza un valor suficiente, se recogen todos los iones formados. Se alcanza, pues, una zona de respuesta plana, que permite conocer el número de pares de iones formados durante la interacción. Esta zona corresponde al intervalo de las cámaras de ionización, o de recogida completa sin multiplicación.
- **Zona de contador proporcional.** Si la tensión sigue aumentando, la carga recogida aumenta de nuevo. En esta zona, los iones formados como consecuencia de la interacción con la radiación ionizante, son fuertemente acelerados por la tensión aplicada convirtiéndose ellos mismos en ionizantes y produciendo la formación de nuevos iones (véase la figura 10). La razón entre la carga recogida y la que se hubiera recogido en la zona de trabajo en modo cámara de ionización se llama factor de multiplicación, y no deja de aumentar con la tensión, normalmente en un rango entre  $10^3$  y  $10^4$ . Al principio de incrementar la tensión, esta razón sólo depende del valor de la tensión, es decir, es independiente de la energía de la partícula, manteniéndose lineal con la energía depositada en el detector.



**Figura 10.** Esquema de una descarga producida por una interacción en un detector proporcional.

- **Zona de contador semiproportional o proporcional limitada.** Después, cuando la tensión sigue aumentando, la razón varía con la energía absorbida, perdiéndose la respuesta lineal. Esto se debe a que para valores de multiplicación elevados, la avalancha crea una acumulación de carga en las proximidades del hilo central, que tiende a disminuir localmente el campo eléctrico y dificulta el proceso de multiplicación.
- **Zona de contador de Geiger-Müller.** Si se sigue incrementando la tensión llegamos a una segunda meseta que ocurre debido a que la propagación de la descarga se realiza a lo largo de todo el electrodo. Este fenómeno conocido como "Avalanchas de Townsend", es producido por fotones ultravioleta que se generan como consecuencia de la primera multiplicación o avalancha, los cuales dan lugar al desprendimiento en las proximidades, de algún fotoelectrón que originará una nueva avalancha. Se obtiene entonces un impulso de gran amplitud, independiente de la energía absorbida por el detector. La razón entre la carga coleccionada y la que se hubiera recogido en la zona de trabajo en modo cámara de ionización alcanza valores entre  $10^8$  y  $10^{10}$ .
- **Zona de descarga continua.** Si se aumenta aún más la tensión, se alcanza el régimen de descarga permanente de un gas, en el que no es posible hacer ninguna medida.



**Figura 11.** Regiones de operación de un detector gaseoso en función de la tensión aplicada. Las curvas a y b representan el funcionamiento para diferentes energías de la partícula incidente.

Las zonas de interés son las de ionización, proporcional y de Geiger–Müller. Las zonas de recombinación, semi–proporcionalidad y descarga continua no son de interés en los monitores.

Los monitores que se utilizan para medir radiación *beta* y *gamma* presentan una ventana delgada que permita el paso de radiación poco penetrante. Como consecuencia en estos monitores, mientras que la eficiencia para la radiación *beta* es cercana al 100%, para la radiación *gamma* es tan sólo de unos pocos tantos por ciento.

#### 4.4.1. Cámaras de ionización

El detector es normalmente de forma cilíndrica con una pared exterior hecha de material equivalente a tejido. Normalmente la electrónica asociada a estos detectores opera en modo de corriente. Pueden cubrir un rango de tasas muy amplio, normalmente desde alcances del  $mSv/h$  al del  $Sv/h$ , resultando adecuados para medir tasas elevadas de equivalente de dosis ambiental o direccional. Requieren una o varias caperuzas de espesores adecuados para mejorar la eficiencia y alcanzar condiciones de equilibrio electrónico, cuando se emplean para medir fotones de alta energía es decir del orden de MV. Para medir fotones de baja energía, considerando como tales el rango 10–100 kV, y partículas *beta*, es necesario quitar la caperuza.

El número de iones producidos por una sola partícula es, en general, demasiado pequeño para dar origen a una cantidad detectable de carga. La cámara de ionización no es un contador. Sin embargo, se puede medir la carga eléctrica acumulada en los electrodos o carga colegida. Este aparato puede servir, por tanto, para medir la energía depositada en el medio. Este detector es en realidad un dosímetro y sólo se diferencia de las cámaras de ionización estudiadas en el apartado 3.2 del tema, en el tamaño del volumen activo que en vez de ser del orden del  $cm^3$  es de algunas centenas de  $cm^3$  y por utilizar en algunos detectores, gas a presión. Las diferencias son para mejorar el rendimiento de detección, ya que en principio, se van a utilizar en haces con tasas de dosis absorbida muy inferiores a las producidas por un haz directo.

#### 4.4.2. Contadores proporcionales

Los impulsos producidos por una sola interacción en un detector de gas que funcione en régimen proporcional son detectables, pero muy pequeños, y necesitan ser amplificados. El nombre de contadores es debido a que pueden distinguir las interacciones ocurridas en el detector de forma individual y de esta manera proceder a su recuento. Son obviamente más sensibles que las cámaras de ionización. Este tipo de detector permite realizar espectrometría

para los rayos  $x$  o  $\gamma$  de baja energía, ya que la señal detectada es proporcional a la energía liberada por la partícula incidente.

La pared de la ventana de entrada suele estar hecha de latón o cobre.

El popular detector de contaminación portátil Berthold, es un contador proporcional, usualmente relleno con Xenón. Presenta una buena sensibilidad para las *betas* y las *gammas* de la mayoría de los radionucleidos utilizados con fines sanitarios. Está provisto de teclas que activan las calibraciones internas para medir  $Bq/cm^2$  ( $^{14}C$ ,  $^{22}Na$ ,  $^{32}P$ ,  $^{33}P$ ,  $^{35}S$ ,  $^{51}Cr$ ,  $^{57}Co$ ,  $^{59}Fe$ ,  $^{60}Co$ ,  $^{85}Sr$ ,  $^{90}Sr$ ,  $^{99m}Tc$ ,  $^{123}I$ ,  $^{125}I$ ,  $^{131}I$ ,  $^{137}Cs$ ,  $^{201}Tl$ ). Los modelos para medir partículas *alfa* y *beta* utilizan como gas de relleno el butano.

#### 4.4.3. Contador Geiger–Müller (GM)

El contador Geiger–Müller es muy utilizado en el ámbito de la protección radiológica. Los monitores GM son más pequeños que los anteriores, debido a que este tipo de detector es mucho más sensible y necesita menor volumen activo. La pared exterior suele estar hecha de latón o cobre. La tensión de trabajo de un GM es del orden de 400 a 2000  $V$ . Normalmente la electrónica asociada a estos detectores opera en modo de impulso en vez de en modo corriente.

Durante la interacción con una partícula, la propagación de la avalancha a todo el contador produce un impulso eléctrico de gran amplitud, que no es necesario amplificar de manera importante, teniendo por tanto, una electrónica asociada sencilla y barata. La energía liberada por la partícula incidente no interviene en absoluto en las características del impulso producido, por lo que este equipo no sirve para espectrometría, es decir funciona siguiendo el principio del todo o nada y no determina las propiedades de la partícula detectada.

Presentan un tiempo muerto elevado, que típicamente está comprendido entre los 10 y los 100 ms. Algunos modelos pueden utilizar sistemas de corrección por pérdida de cuentas. Con tasas suficientemente altas, la lectura puede indicar cero. En un caso así, un equipo bien diseñado debería indicar que se encuentra en estado de saturación, sin embargo se pueden encontrar equipos que no lo indican. Por estos motivos, estos equipos no se aconsejan para medir en campos de radiación procedentes de haces pulsados.

#### 4.5. Detectores de neutrones

Como los neutrones reaccionan casi exclusivamente con los núcleos y no con los orbitales atómicos, la probabilidad de detección tiende a ser menor para ellos que para los fotones y las partículas cargadas. Como, además, su rango de energía puede ser muy amplio y las secciones eficaces son muy sensibles



al valor de su energía, la detección y la dosimetría dependen muy fuertemente de las distribuciones espectrales de los campos de neutrones y no tienen valor si no se hacen sobre espectros bien reproducibles. El caso más simple de espectro reproducible corresponde a los neutrones monoenergéticos, pero éstos se encuentran rara vez en las aplicaciones reales. Por eso muchas veces el detector de neutrones se asocia a algún dispositivo moderador, o termalizador, de modo que el espectro energético sea el que corresponde al equilibrio térmico de los neutrones con su medio ambiente, que responde a una distribución maxwelliana alrededor del valor más probable,  $KT$ . Casi siempre, la detección de los neutrones térmicos se hace aprovechando que la sección eficaz de captura para ellos es la más alta, y que en la inmensa mayoría de los casos, la captura de un neutrón por un núcleo inicia un proceso del que resulta la emisión de fotones o partículas cargadas.

El detector utiliza un material con elevada sección eficaz de captura:  $^{10}B$ ,  $^6Li$ ,  $^3He$  u otro elemento en el que se produce una reacción por la que se emite una partícula *alfa*, un protón o un fotón que se detectan en un contador proporcional con gas o en un centelleador.

El gas normalmente elegido es el trifluoruro de boro,  $BF_3$ . Como el boro natural contiene sólo un 19% de  $^{10}B$ , es habitual que se utilice  $BF_3$  altamente enriquecido en  $^{10}B$  para aumentar el rendimiento de detección.

Dada la circunstancia de la coexistencia en campos neutrónicos de campos de radiación *gamma*, para excluir el efecto de los fotones *gamma*, los detectores de  $BF_3$  suelen trabajar en la zona proporcional.

Los neutrones rápidos son detectados generalmente por las dispersiones que producen, los lentos por las reacciones nucleares. Para la detección de neutrones rápidos se utilizan elementos ligeros, en particular hidrógeno y carbono. Sus núcleos ligeros reciben, al ser golpeados por neutrones, suficiente energía para provocar numerosas ionizaciones en el entorno como los protones de retroceso en el caso del hidrógeno.

El efecto de la envoltura moderadora, que incluye inevitablemente cierta fracción de absorción, puede elegirse para que el conjunto adquiera una eficiencia de detección que varíe con la energía de un modo parecido a lo que hace el tejido en relación con el deterioro que sufre en una irradiación con neutrones. De ese modo algunos instrumentos pueden calibrarse directamente en unidades de equivalente de dosis ambiental sin necesidad de que se conozca el espectro de los neutrones incidentes.

Los monitores más extendidos en el ámbito hospitalario constan de un detector esférico lleno con  $^3He$ , basado en la reacción nuclear:  $^3He (n,p) ^3H$ , y un moderador de polietileno de 20,8 cm de diámetro. La elección del detector se

basa en la minimización de respuesta a radiación *gamma*. Una capa de cadmio con orificios, situada entre el detector y el moderador mejora la respuesta en energía, con un margen de poca variación entre neutrones térmicos y rápidos.

#### 4.6. Detectores de centelleo

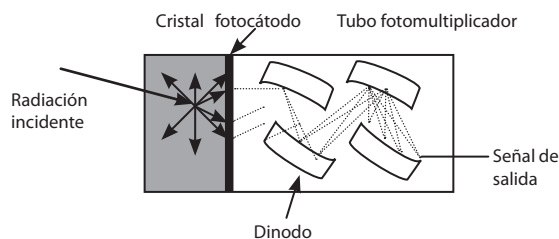
El aparato propiamente dicho o sonda de centelleo se compone de un escintilador, un fotomultiplicador y un dispositivo electrónico de detección.

El escintilador más utilizado es el formado por un cristal de *NaI* dopado con *Tl*. En él se producen dos fenómenos:

- Uno es la absorción de la energía de la radiación por uno de los mecanismos elementales que se han descrito anteriormente en el apartado 3.4, produciendo la ionización y la excitación de las moléculas del cristal.
- El otro es la emisión de fotones o centelleo, durante la desexcitación de las moléculas. La naturaleza del material hace que los fotones luminosos emitidos se encuentren en el espectro visible o *UV* cercano. Un escintilador se comporta como un transductor de radiación, por ejemplo, para un fotón de energía de 1 MeV aparecen 100.000 fotones de 1 eV; el rendimiento energético es pequeño, pero lineal con la energía, es decir, para un fotón de una energía de 0,6 MeV, se producirán 60.000 fotones.

El fotomultiplicador es la pieza electrónica fundamental del detector, y en ella se pueden distinguir dos partes (véase la figura 12):

- *Fotocátodo*: análogo a una célula fotoeléctrica, emite electrones cuando es expuesto a la luz.



**Figura 12.** Esquema de un fotomultiplicador.

- *Dispositivos multiplicadores de electrones*: los electrones producidos en el fotocátodo son atraídos hacia una placa cargada positivamente llamada dinodo. Cada dinodo, al recibir el impacto de un electrón, devuelve a su vez varios electrones por efecto de multiplicación. Conectando una serie de dinodos, unos 100, a potenciales crecientes para que los electrones formados siempre sean atraídos hacia el siguiente, se puede

alcanzar un factor de multiplicación del orden de  $10^{10}$ . Así, la carga eléctrica recogida es proporcional al número de fotones luminosos que han llegado al fotocátodo, que a su vez es proporcional a la energía liberada en el cristal por la partícula incidente.

La señal eléctrica a la salida del fotomultiplicador es débil y de corta duración. No puede ser transportada directamente y debe pasar primero por un *preamplificador*. El dispositivo electrónico de detección se compone de:

- *Amplificador*: la ganancia debe ser grande, pues la señal de entrada es muy débil y la linealidad debe ser perfecta.
- *Discriminador*: el elemento esencial es un circuito de umbral. Este sólo transmite el impulso recibido si su energía es superior a un determinado valor. También existen discriminadores que seleccionan los impulsos si su valor de energía está comprendido en una ventana definida previamente.
- *Contador o escala*: elemento capaz de efectuar el recuento de los impulsos previamente seleccionados.

Los sistemas basados en detectores de centelleo son más sensibles que los basados en contadores GM a la radiación de fotones, por este motivo son más eficaces en los campos de baja fluencia, siendo muy apropiados para la detección de contaminaciones o la búsqueda de fuentes perdidas. Por otro lado, al presentar un tiempo muerto menor que los GM, ya que en este caso es del orden del ms, son más apropiados para campos de radiación de alta fluencia, aunque pueden presentar los mismos problemas de saturación que presentan los GM, incluyendo la falta de indicación de que el detector está saturado y sin embargo muestre una lectura nula.

#### 4.7. Detectores de semiconductor

El principio de funcionamiento de los detectores semiconductores puede asemejarse como ya se ha comentado, al de la cámara de ionización, donde el medio ionizable, en vez de un gas, consiste en un semiconductor de alta resistividad. La alta resistividad se alcanza mediante la formación de zonas del material exentas de portadores libres, que se logran mediante diversos métodos que son característicos de los diversos semiconductores.

Existen diversos tipos de detectores de semiconductor: intrínsecos como los de *CdS*, *CdSe* ó *Ge* hiperpuro y extrínsecos como los de *Ge* ó *Si*. Estos últimos pueden ser de tipo compensado, es decir conteniendo impurezas donadoras y receptoras en el mismo cristal y en la misma proporción, al menos en una zona, comportándose entonces dicha zona como un semiconductor

intrínseco. También pueden ser del tipo diodo de unión  $p-n$ . Estos últimos son similares a los dosímetros de diodo explicados anteriormente en los dosímetros de haz de radiación, pero con un mayor volumen de zona activa y con polarización negativa elevada para incrementar la zona activa o de empobrecimiento y mejorar la eficiencia.

La sensibilidad de estos dispositivos de estado sólido es  $10^4$  veces la de los detectores de gas. Esto es debido a la menor energía requerida para producir un par de iones, un orden menor, y la mayor densidad del material, que es superior en tres órdenes de magnitud. En realidad los sistemas de detección y monitores de semiconductor no son habituales en el ámbito hospitalario, aunque se pueden utilizar como detectores de contaminación. La principal aplicación de estos detectores es la espectrometría en los laboratorios de Física Nuclear.

## 5. Dosímetros personales

Son sistemas de dosimetría específicamente diseñados para estimar de forma individual las dosis efectivas y/o las dosis equivalentes recibidas en determinados órganos por las personas profesionalmente expuestas a las radiaciones ionizantes. Están calibrados en unidades de la magnitud equivalente de dosis personal  $H_p(d)$ . Son obligatorios en las zonas controladas con riesgo de irradiación externa. Se utilizan para:

- Cumplir la legalidad vigente.
- Para verificar la efectividad de las medidas de protección radiológica adoptadas para el puesto de trabajo desempeñado por una determinada persona.
- Para determinar posibles cambios en las condiciones de trabajo.
- Para cuantificar las posibles exposiciones accidentales.

Los dosímetros personales más extendidos en la actualidad, en el ámbito hospitalario, están basados en la utilización de dosímetros de termoluminiscencia, usualmente 2, con los filtros adecuados para poder determinar  $H_p(d)$  para  $d = 10$  mm (radiación muy penetrante) y  $d = 0,07$  mm (radiación poco penetrante). Si el dosímetro personal se usa en una posición representativa de su exposición, a dosis bajas y suponiendo una exposición uniforme en todo el cuerpo, el valor  $H_p(10)$  provee un valor de la dosis efectiva suficientemente exacta para los objetivos de la protección radiológica. En los casos de exposición externa a radiación poco penetrante,  $H_p(10)$  no será un buen estimador de la dosis efectiva. Por ejemplo en el caso de que la exposición sea debida únicamente a radiación *beta*, puede utilizarse  $H_p(0,07)$  para estimar la dosis

equivalente en piel y su contribución a la dosis efectiva se obtendrá multiplicando ésta por el factor de ponderación para la piel.

La mayor parte de los dosímetros personales requieren un proceso de lectura a posteriori del equivalente de dosis personal integrado en largos periodos de tiempo, usualmente un mes. A este tipo de dosímetro se le denomina *pasivo*. Por contra existen dosímetros personales *activos*, como algunos electrónicos que muestran la tasa de equivalente de dosis personal y la dosis acumulada entre dos momentos determinados.

En general, los dosímetros pasivos están formados por el dosímetro o dosímetros, es decir, el elemento o elementos sensibles a la detección de la radiación ionizante y el *portadosímetro* o dispositivo utilizado en dosimetría personal destinado a albergar el dosímetro o los dosímetros.

## 5.1. Propiedades

### 5.1.1. Límite de detección

Los dosímetros de película y los de *TL* son capaces de determinar valores de equivalente de dosis personal y el equivalente de dosis acumulada entre  $0,1 \text{ mSv}$  a  $10 \text{ Sv}$ . Los dosímetros radiofotoluminiscentes y los dosímetros de luminiscencia estimulados ópticamente tienen un rango inferior de detección de  $10\text{--}30 \mu\text{Sv}$ .

### 5.1.2. Linealidad con el equivalente de dosis personal

Los dosímetros personales se pueden considerar, en general, lineales con el equivalente de dosis personal en el rango de interés en radioprotección. Dicho rango al incluir las posibles situaciones de accidente debe llegar hasta los  $10 \text{ Sv}$ , aunque algunos dosímetros tengan un rango menor como los dosímetros de pluma que tienen un límite máximo de aproximadamente  $2 \text{ mSv}$ .

### 5.1.3. Dependencia con la energía

Los dosímetros de *TL* de  $\text{LiF}$  al ser equivalentes al tejido, poseen una buena respuesta con la energía. Los de  $\text{CaSO}_4$  están diseñados para intentar paliar la mala respuesta de los dosímetros de termoluminiscencia. Los dosímetros de película presentan una gran dependencia con la energía a pesar de estar diseñados para reducir la respuesta dentro de  $\pm 20\%$ .

Los dosímetros radiofotoluminiscentes comercialmente disponibles presentan una dependencia inferior a  $\pm 20\%$  para  $H_p(10)$  y  $H_p(0,07)$  y dentro del intervalo entre los 25 y los 700 keV.

Los de tipo pluma presentan una dependencia con la exposición de  $\pm 20\%$  entre los 40 keV y los 2 MeV.

Los electrónicos con detectores compensados energéticamente suelen tener una respuesta mejor de  $\pm 30\%$  entre los 60 keV y los 1,5 MeV para el equivalente de dosis personal.

#### 5.1.4. Dependencia direccional

El dosímetro debe presentar una respuesta isodireccional o lo que es lo mismo variar con la dirección como la magnitud que mide. La realidad es que los dosímetros personales presentan dependencias en función de su naturaleza. Es necesario evaluar la dependencia direccional y realizar las correcciones apropiadas.

#### 5.1.5. Intrínsecas

La gran incertidumbre en las medidas, debida a los factores antes mencionados, a la orientación del individuo con respecto a los campos de irradiación y al desconocimiento de la naturaleza de la radiación, hace que en realidad la lectura sea indicativa del orden de magnitud, especialmente si en dichos campos de radiación intervienen electrones y/o neutrones.

Algunos dosímetros electrónicos pueden presentar saturación de una forma similar a la descrita en el apartado de sistemas de detección. La saturación o efecto de saciedad puede ser debida al dosímetro o a la electrónica asociada, presentando lecturas anómalas frente a valores elevados del equivalente de dosis personal o de su tasa, sin dar la correspondiente señal de error por superar el rango de lectura.

## 5.2. Dosímetros de película

Los dosímetros constan de una película especial envuelta en una funda de papel opaca, montada en un soporte provisto de una pinza, que permite llevar el instrumento sobre la bata o ropa de trabajo. El bastidor del soporte está dotado de una serie de ventanas y filtros, que permiten la determinación del equivalente de dosis personal en las profundidades deseadas, normalmente 0,07 y 10 mm. También permiten la caracterización de diferentes tipos de radiación, por ejemplo incluyendo filtros de cadmio, para medir neutrones. Por otro lado, como ya se ha citado anteriormente, la película no es un medio equivalente a tejido y también se aprovechan los filtros para mejorar la respuesta a la radiación, especialmente frente a las bajas energías.

Como ventajas, la dosimetría con película radiográfica permite, como se ha visto, obtener una información bastante completa y constituye un soporte permanente de información que puede archivar para formar parte del historial dosimétrico del trabajador.

En contrapartida, la película radiográfica presenta algunas desventajas importantes. Así, este dosímetro adolece de mayor inexactitud en la medida de valores elevados de equivalente de dosis personal, incluso utilizando película de doble emulsión. Por otra parte, los procesos de manipulación, revelado y calibrado deben realizarse siguiendo pautas minuciosas, ya que cualquier variación conduce a sesgos importantes en los resultados.

En el manejo de dosímetros de película deben tenerse en cuenta ciertas precauciones. Por ejemplo, las placas radiográficas presentan un proceso de envejecimiento con el tiempo de almacenamiento, que sesga por exceso los valores del equivalente de dosis personal registrado. Si la película experimenta los efectos de temperaturas elevadas, humedad excesiva o la acción de ciertos vapores, puede sufrir como consecuencia una sensibilización extra, que conduce a ennegrecimiento incontrolado en el revelado, y consecuentemente a un error por exceso en las medidas.

### 5.3. Dosímetros de termoluminiscencia

En la actualidad la dosimetría por termoluminiscencia es la más extendida en el ámbito hospitalario.

Están constituidos por varias pastillas o chips de dosímetros de termoluminiscencia situados en un soporte plástico y con filtros adecuados para la evaluación de diferentes calidades de haces y de valores de equivalente de dosis personal en distintas profundidades. Los diseños de estos sistemas son variados. Por ejemplo en el CND, adoptan la siguiente configuración (para más información se puede consultar la página web [www.cnd.es](http://www.cnd.es)): se coloca la lámina con los detectores entre dos láminas idénticas de plástico con cuatro filtros, de modo que cada filtro está enfrentado a un detector; el diseño del dosímetro es simétrico, de forma que cada detector está situado entre dos filtros iguales. Los filtros utilizados son los siguientes: 3,9 mm de plástico PTFE (politetrafluoroetileno), 3 mm de cobre con 0,5 mm de plástico PTFE a cada lado, 4,4 mm de *Al* y ventana abierta o sin filtración.

Los dosímetros de termoluminiscencia más extendidos son los de *LiF* dopado con *Mg* y *Ti*, el *CaSO<sub>4</sub>* dopado con disprosio (*Dy*) y el *CaF<sub>2</sub>* dopado con *Mn*.

Los equivalentes de dosis personal de radiación *X*, *gamma* y *beta* se evalúan midiendo la respuesta de los dosímetros de termoluminiscencia bajo los diferentes filtros y comparando los resultados con las curvas de calibración,

que han sido obtenidas previamente, al exponer el sistema en un laboratorio de calibración a valores conocidos de equivalente de dosis personal y bajo condiciones establecidas.

Los dosímetros que utilizan dosímetros de termoluminiscencia de alto número atómico, requieren al igual que los de película, filtros de compensación para mejorar la respuesta en energía.

Los dosímetros de *TL* son muy apropiados para medir los equivalentes de dosis personal en diferentes partes del cuerpo, donde el tamaño del dosímetro juegue un papel importante, tales como la muñeca y el dedo mediante dosímetros de pulsera y anillo respectivamente.

Puede ser necesario tener que corregir la lectura por decaimiento ("fading"), tal como ya se ha comentado en apartados referidos a otras aplicaciones de estos dosímetros.

Para poder determinar el equivalente de dosis personal procedente de neutrones, es necesario recurrir a soluciones específicas como la de utilizar *LiF* con  ${}^6\text{Li}$ , ya que el  ${}^6\text{Li}$  puede interactuar con neutrones térmicos liberando una partícula *alfa*.

#### 5.4. Dosímetros radiofotoluminiscentes (RPL)

Los dosímetros de radiofotoluminiscencia (RPL) también se utilizan para la dosimetría en vivo. Como dosímetros personales se han desarrollado porque sus lectores presentan ventajas en los procesos de lectura automática frente a los sistemas termoluminiscentes. Estos dosímetros se utilizan desde 1960.

Los sistemas para dosimetría personal utilizan cristales de fosfatos activados habitualmente con plata. Bajo la acción de la radiación los iones de plata se transforman en centros estables, es decir permanentes, de luminiscencia.

El dosímetro propiamente dicho tiene forma de barrita. Estas barritas se pueden introducir en dosímetros portables similares a los citados para película y dosímetros de termoluminiscencia, aunque el cierre suele ser magnético. También llevan filtros adecuados con la misión de disminuir la dependencia con la energía.

La unidad lectora contiene una lámpara de ultravioleta o un láser de ultravioleta de nitrógeno, junto con un fotomultiplicador que registra la señal de luz fluorescente que es naranja en los activados con plata.

Debido a la naturaleza del proceso, creación de centros permanentes de luminiscencia, la señal en estos dispositivos no se borra con la lectura, pudiéndose volver a leer varias veces. Constituyen en la práctica un registro perma-



nente del equivalente de dosis acumulado por el usuario de dicho dosímetro, ya que aunque presentan decaimiento, este es muy bajo y no es sensible a la temperatura ambiente, al contrario que ocurre con los dosímetros de termoluminiscencia. Su rango de utilización va de los  $30 \mu Sv$  a los  $10 Sv$ .

Su respuesta en energía y su dependencia angular es similar a la de los dosímetros de termoluminiscencia.

### 5.5. Sistemas de luminiscencia estimulados ópticamente (OSL)

Los dosímetros de luminiscencia estimulados ópticamente están formados por una delgada lámina de  $Al_2O_3$  dopado con  $C$ . En el proceso de lectura el óxido de aluminio se somete a la interacción con determinadas frecuencias de luz láser entre 500 y 550 nm produciendo una luminiscencia en 420 nm proporcional al equivalente de dosis personal. Los dosímetros deben ser manipulados en ausencia de luz, puesto que la luz ambiente los borra y la ultravioleta los activa.

Al igual que el resto de los dosímetros personales, es distribuido en soportes que incorporan filtros con propósitos idénticos a los mencionados anteriormente. El soporte en este caso se sella térmicamente. El más extendido es el comercializado por Luxel y este fabricante dice que consigue una "precisión" aunque en realidad debería hablar de incertidumbre, de  $\pm 10 \mu Sv$  y que el rango de medida es de  $10 \mu Sv$  a  $10 Sv$  con fotones de 5 keV a 40 MeV y electrones de 150 keV a 10 MeV. La variación de la respuesta con la tasa es inferior al 0,5%.

Los sistemas OSL pueden ser reutilizados muchas veces y tienen una vida entorno al año

### 5.6. Dosímetros de lectura directa

Básicamente podemos dividirlos en dos categorías: dosímetros de ionización o de pluma, llamados así por su forma cilíndrica y alargada similar a la de una pluma, y electrónicos ("Electronic Personal Dosimeters", EPD)

#### 5.6.1. Dosímetros de ionización

Es una cámara de ionización que lleva incorporado un electroscopio de fibra de cuarzo. Es un equipo que puede leerse directamente y de tamaño tan pequeño que puede transportarse en un bolsillo. Comprende dos electrodos, uno fijo y el otro articulado para que pueda aproximarse o separarse del primero. Se cargan a un potencial común, así que el electrodo articulado, que por lo general es una fibra de cuarzo metalizada, se separa del fijo por repulsión electrostática. Los electrones o iones (según la polaridad) que se producen en la cámara de ionización se recogen en estos electrodos haciendo que la fuerza

de repulsión disminuya al decrecer el potencial y que el electrodo articulado se acerque al electrodo fijo. La posición del electrodo articulado se puede observar a través de una mirilla, sobre un fondo en el que está dibujada una escala en unidades de la magnitud de interés (a veces en exposición), y así proporciona una medida continua de esa magnitud. Un valor típico del fondo de la escala de este instrumento es de  $2 \text{ mSv}$ . La recarga del electrómetro hasta los  $200 \text{ V}$  que habitualmente se necesitan para su vuelta a cero, requiere un cargador especial que, a veces, se dota también de una fuente luminosa para facilitar la lectura. Presentan poca sensibilidad al ser cámaras de ionización de poco volumen y tienen el inconveniente de su descarga espontánea del orden de  $50 \mu\text{Sv/semana}$ .

### 5.6.2. Dosímetros electrónicos personales (EPD)

Basados en contadores GM miniaturizados o en detectores de silicio, son capaces de medir un amplio rango de energías. Están calibrados en la magnitud operacional de equivalente de dosis personal. Pueden incluir la lectura instantánea en la pantalla, del equivalente de dosis personal y de su tasa, así como que el usuario pueda establecer alarmas al superar ciertos valores.

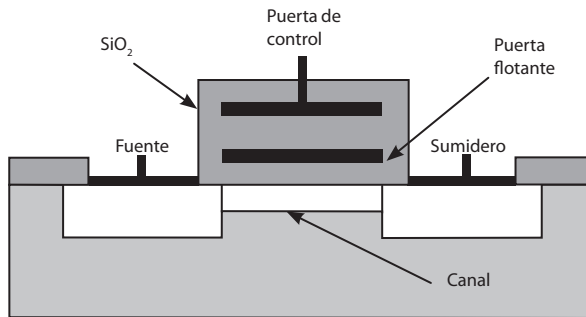
Los nuevos dosímetros basados en diodos, presentan un rango energético para rayos  $x$ ,  $gamma$  y  $beta$  de  $20 \text{ keV}$  a  $6 \text{ MeV}$ . El rango de equivalente de dosis personal va de  $0,1 \text{ mSv}$  a  $10 \text{ Sv}$ . La tasa puede ir de  $1 \mu\text{Sv/h}$  a  $1 \text{ Sv/h}$ . Es conveniente verificar la respuesta del dosímetro con la tasa, ya que a tasas elevadas, pueden presentar saturación. La dependencia direccional es de hasta un 30% en fotones de rayos  $x$  y se presentan blindados frente a campos electromagnéticos.

Los dosímetros electrónicos basados en detectores de semiconductor suelen incorporar uno o más diodos. Los dosímetros electrónicos comerciales más extendidos en la actualidad utilizan diodos, por ejemplo EPD 2 de Siemens, Dosicard de Eurisys Mesures, RAD 62 de Rados, etc.

El software posibilita también almacenar los valores integrados y de tasas a lo largo del tiempo, en un periodo definido, así como la asignación de dichas tasas y valores integrados al portador del dosímetro.

Recientemente se están incorporando dosímetros de "Almacenamiento Directo de Iones" ("Direct Ion Storage", DIS). Esta nueva tecnología, se basa en las células de memoria de semiconductor no volátil de sólo lectura, programables y con posibilidad de ser borradas mediante impulsos eléctricos ("Electrically Erasable Programmable Read Only Memory", EEPROMs). En estos dispositivos la información se guarda en forma de carga atrapada en la puerta flotante de un transistor MOSFET para utilización digital. En 1991 se desarrolla-

ron nuevos tipos de memoria no volátil en los que es posible almacenar información analógica (Analog-EEPROMs). Los dosímetros DIS se basan en el uso de Analog-EEPROMs (véase la figura 13) para almacenar la carga que crea la radiación ionizante al interactuar con el óxido de silicio presente en la puerta. El problema se encuentra en que los pares electrón-ión que se producen en el óxido tienen muy poca movilidad y la mayor parte es neutralizada por la recombinación. Ello hace que este tipo de dosímetros, así construidos, no sean suficientemente sensibles para las aplicaciones de radioprotección.

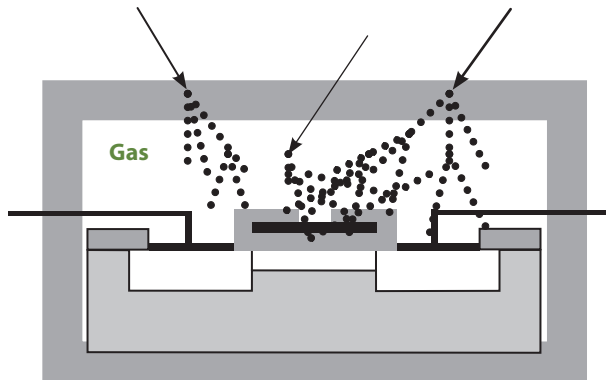


**Figura 13.** Esquema de una célula de memoria Analog-EEPROM.

La modificación al diseño de los DIS para niveles de protección se basa en permitir que la superficie de la puerta flotante esté en contacto con el aire circundante, u otro gas. De esta manera la radiación ionizante procedente del aire o gas circundante produce pares electrón-huevo de mayor movilidad.

Si finalmente se rodea la memoria de una pared conductora (véase la figura 14) e inyectando una carga inicial en la puerta flotante que cree un campo eléctrico a su alrededor, se obtiene una cámara de ionización entre la puerta flotante y la pared conductora.

Para la radiación de fotones, las interacciones tienen lugar preferentemente en la pared, y los electrones producidos ionizan el aire que se halla entre la pared y la puerta flotante. Debido a la alta movilidad de los pares electrón-ión que se crean y al campo eléctrico circundante, estos portadores de carga pueden ser recogidos y transferidos a la puerta flotante antes de que se produzca la recombinación.



**Figura 14.** Esquema de un dosímetro DIS.

Dado el reducido tamaño de las memorias y la ausencia de baterías, se pueden obtener dosímetros DIS del mismo tamaño y peso que los dosímetros con TL o película radiográfica. Aunque se trata de dosímetros pasivos, se pueden conectar a un pequeño lector que lee la dosis acumulada en la Analog-EEPROM. La información no se destruye al ser leída, ya que consiste en medir la conductividad del transistor. Esto permite que los dosímetros DIS sean utilizados como dosímetros pasivos y como dosímetros de lectura directa. Se añaden así las ventajas de ambos tipos de dosímetros, pasivos y activos.

## 6. Tabla de sistemas de dosimetría y de detección

Detector	Área de aplicación	Tipos / Nombre	Características específicas / Valores típicos	Correcciones inherentes / Observaciones
Cámara de ionización	Radioterapia de haces externos.	Cámara de dedal	Abiertas al aire.  Volúmenes: intervalo de 0,1–1 cm <sup>3</sup> .	Condiciones climáticas.  Polaridad.  Recombinación de iones.  Tallo.  Fugas.  Punto efectivo de medida.
Cámara de ionización	Radioterapia de haces externos (electrones).	Cámara plano–paralela	Abiertas al aire.  Separación entre electrodos 2 mm.  Volúmenes: intervalo de 0,05–0,5 cm <sup>3</sup> .  Ventana de entrada de 100 mg/cm <sup>2</sup> .	Condiciones climáticas.  Polaridad.  Recombinación de iones.  Tallo.  Fugas.  Punto efectivo de medida.
Cámara de ionización	Radioterapia de haces externos (rayos x de baja energía).	Cámara plana con ventana para rayos x de baja energía	Abiertas al aire.  Separación entre electrodos: 1–1,5 mm.  Volúmenes: intervalo de 0,03–0,3 cm <sup>3</sup> .  Ventana de entrada de 2,5 mg/cm <sup>2</sup> .	Condiciones climáticas.  Fugas.  Punto efectivo de medida.
Cámara de ionización	Radioterapia. Braquiterapia (fuentes <i>gamma</i> ).	Cámara de pozo o reentrante	Abiertas al aire.  Volúmenes del orden de 250 cm <sup>3</sup> .  Calibradas en unidades de TKRA.	Calibración por tipo de fuente.  Geometría.  Condiciones climáticas.  Fugas.

Detector	Área de aplicación	Tipos / Nombre	Características específicas / Valores típicos	Correcciones inherentes / Observaciones
Cámara de ionización	Determinación de la dosis absorbida en haces de alto gradiente.	Cámara de extrapolación	Abiertas al aire. Cámara de electrodos plano paralelos, uno de los cuales es móvil. Volumen variable desde el orden del $\text{cm}^3$ a 0.	Condiciones climáticas. Polaridad. Recombinación de iones. Fugas.
Cámara de ionización	Radioterapia. Control de calidad diario de aceleradores lineales. Dosimetría relativa.	Equipo de medidas diarias	Abiertas o cerradas.	Fugas. Puede proceder condiciones climáticas. Requieren procedimientos que determinen inequívocamente las condiciones de medida.
Cámara de ionización	Radioterapia. Control de la dosis absorbida durante el tratamiento. Dosimetría relativa.	Cámaras monitoras	Normalmente cerradas y rellenas de gas a presión. Divididas en sectores.  Dimensiones y materiales que minimizan la interacción con el haz.	Calibración por parte del usuario.
Cámara de ionización	Radiodiagnóstico.	Cámara cilíndrica y de dedal	Abiertas al aire. Volúmenes: intervalo de $3-15 \text{ cm}^3$ . Paredes equivalentes al aire.	Puede proceder condiciones climáticas (al menos presiones medias).
Cámara de ionización	Radiodiagnóstico. Escopia.	Cámara plana	Abiertas al aire. Volúmenes de decenas de $\text{cm}^3$ (60). Paredes equivalentes al aire.	Puede proceder condiciones climáticas (al menos presiones medias).

Detector	Área de aplicación	Tipos / Nombre	Características específicas / Valores típicos	Correcciones inherentes / Observaciones
Cámara de ionización	Radiodiagnóstico. Mamografía.	Cámara plana para mamografía	Abiertas al aire. Volúmenes de varios $\text{cm}^3$ (6). Paredes equivalentes al aire. Separación entre electrodos: 3,5 mm. Ventana de entrada de 0,7 $\text{mg}/\text{cm}^2$ .	Puede proceder condiciones climáticas (al menos presiones medias).
Cámara de ionización	Radiodiagnóstico. Exploraciones complejas e interencionismo	Cámara de transmisión	Dimensiones y materiales que minimizan la interacción con el haz.	Calibración por parte del usuario en producto dosis absorbida en aire por área.
Cámara de ionización	Radiodiagnóstico. Tomografía computarizada.	Cámara de lápiz	Abiertas al aire. Volúmenes de pocos $\text{cm}^3$ (3). Cilíndricas de unos 10 cm de longitud.	Puede proceder condiciones climáticas (al menos presiones medias). Determinan el índice de dosis de TC normalizado ponderado ( $CTDI_w$ ).
Cámara de ionización	Radiodiagnóstico.	Cámara incorporada en multímetro	Abiertas al aire. Volúmenes sobre la decena de $\text{cm}^3$ . Presentan blindaje a la radiación dispersa.	Puede proceder condiciones climáticas (al menos presiones medias).
Cámara de ionización	Medicina nuclear. Actividad de radionucleidos.	Activímetro	Cerradas rellenas de gas noble a 1–2 MPa de presión. Blindadas. Volúmenes del orden de 100 $\text{cm}^3$ .	Fondo. Radionucleido (energía). Geometría. Calibradas para Actividad.

Detector	Área de aplicación	Tipos / Nombre	Características específicas / Valores típicos	Correcciones inherentes / Observaciones
Cámara de ionización	Vigilancia de área.	Monitor o medidor con cámara de ionización	Abierta al aire o con gas a presión.  Volumen de centenas de cm <sup>3</sup> .  No detectan las partículas independientemente pero la señal es proporcional a la energía depositada en el medio.	Necesitan caperuza para medir fotones de alta energía.  Se calibran en magnitudes operacionales de vigilancia de área.
Cámara de ionización	Vigilancia de área.	Contador proporcional	Rellenas de gas a presión.  Señal proporcional a la energía de la partícula incidente.  Detectan las partículas individualmente.	Se calibran en magnitudes operacionales de vigilancia de área.
Cámara de ionización	Vigilancia de área.	Detector de neutrones con contador proporcional	Rellenas de gas a presión (BF <sub>3</sub> enriquecido con <sup>10</sup> B o <sup>3</sup> He) miden neutrones lentos.  Utilizan envolturas moderadoras.	Se calibran en equivalente de dosis ambiental.
Geiger-Müller	Vigilancia de área.	Contador Geiger-Müller. Monitor de área con Geiger-Müller	Pueden presentar efecto de saciedad.  Son más sensibles que los proporcionales. Son indicadores de radiación más que medidores.  Electrónica simple. Detectan las partículas individualmente.	Se calibran en magnitudes operacionales de vigilancia de área.



Detector	Área de aplicación	Tipos / Nombre	Características específicas / Valores típicos	Correcciones inherentes / Observaciones
Cámara de ionización	Contaminación superficial.	Monitor o medidor de contaminación superficial. Contador proporcional	Rellenas de gas a presión (Xenón o Butano).  Señal proporcional a la energía de la partícula incidente.	Miden tasa de partículas y se calibran en Bq/cm <sup>2</sup> para un radionucleido determinado.
Geiger-Müller	Contaminación superficial.	Contador Geiger-Müller	Electrónica simple.  Detectan las partículas individualmente.	Se calibran en Bq/cm <sup>2</sup> para un radionucleido determinado.
Cámara de ionización	Vigilancia personal.	Dosímetro de lectura directa (o de pluma)	Necesitan de un cargador especial.	Se calibran en equivalente de dosis personal.
Geiger-Müller	Vigilancia personal.	Dosímetro electrónico personal con Geiger-Müller	Proporcionan lectura inmediata.  Pueden presentar efecto de saturación.	Se calibran en equivalente de dosis personal.
Película radiográfica	Dosimetría relativa y control de calidad en radioterapia y radiodiagnóstico. También en intervencionismo para determinar la dosis absorbida en la superficie de entrada.	Distintos tipos según: • Velocidad y contraste • Resolución • Nº capas • Tamaño • Presentación (sobres)	Emulsión de halogenuros de plata en una base de poliéster recubierta de gelatina protectora.  Necesita procesamiento posterior muy sensible a variaciones de tiempo y temperatura (revelado y fijado).  Alta resolución (limitada por el tamaño de lectura del densitómetro).	Curva característica de la película.  Calibración por el usuario según la aplicación requerida.
Película radiográfica	Vigilancia personal.	Dosímetro personal de película	Película envuelta en funda opaca.  Requieren un bastidor y filtros especiales.  Sensible al revelado y condiciones ambientales.	Se calibran en equivalente de dosis personal.

Detector	Área de aplicación	Tipos / Nombre	Características específicas / Valores típicos	Correcciones inherentes / Observaciones
Película radiocrómica	Dosimetría relativa y control de calidad en radioterapia.  También en intervencionismo para determinar la dosis absorbida en la superficie de entrada.	Película o placa radiocrómica	Debido a la radiación se polimeriza un determinado colorante que contiene la película.  Similar a tejido equivalente.  Alta resolución (limitada por el tamaño de lectura del densitómetro).  Poca sensibilidad (orden del Gy).	Curva característica de la película prácticamente lineal.  Calibración por parte del usuario según la aplicación requerida.
Diversos dispositivos de estado sólido	Dosimetría relativa y control de calidad en radioterapia.	Sistemas digitales de verificación portal	Estables.  No están diseñados como dosímetros.	Calibración por parte del usuario según la aplicación requerida.
Diversos fósforos (CR) y dispositivos de estado sólido (DR)	Dosimetría relativa y control de calidad en radiodiagnóstico.	Sistemas digitales de imagen	Estables.  No están diseñados como dosímetros.	Calibración por parte del usuario según la aplicación requerida.
Diversos materiales termoluminiscentes	Radioterapia, radiodiagnóstico y vigilancia de área	Dosímetros de termoluminiscencia (TLD)	Pueden suministrarse en forma de pastillas, barritas o polvo.  Necesita procesamiento posterior muy sensible a variaciones en los ciclos de lectura y borrado.	Energía.  Decaimiento ("fading").  Linealidad con la dosis.  Calibración según la aplicación requerida.
Diversos materiales termoluminiscentes	Vigilancia personal.	Dosímetro personal de termoluminiscencia (TLD)	Requieren un bastidor y filtros especiales.  Necesita procesamiento posterior muy sensible a variaciones en los ciclos de lectura y borrado.	Energía.  Decaimiento ("fading").  Linealidad con el equivalente de dosis.  Se calibran en equivalente de dosis personal.

Detector	Área de aplicación	Tipos / Nombre	Características específicas / Valores típicos	Correcciones inherentes / Observaciones
Diversos materiales luminiscentes por estímulos ópticos	Radioterapia.	Sistemas de luminiscencia estimulados ópticamente (OSL)	Dosímetro unido a un cable de fibra óptica.  Necesita equipo de lectura específico.	Calibración por parte del usuario.
Diversos materiales luminiscentes por estímulos ópticos	Vigilancia personal.	Sistemas de luminiscencia estimulados ópticamente (OSL)	Necesita equipo de lectura específico.  Requieren un bastidor y filtros especiales.	Se calibran en equivalente de dosis personal.
Plásticos de centelleo	Radioterapia.	Detectores de centelleo	Utilizan una fibra óptica para transmitir la señal a un fotomultiplicador.	Calibración por parte del usuario.
Escintiladores	Medicina nuclear.	Gammacámaras y sondas de detección "in vivo"	El cristal más utilizado es el NaI dopado con Tl. BGO en PET.  Utilizan fotomultiplicadores para amplificar la señal.  No están diseñados como dosímetros.	Permiten detectar fotones individualmente. Permiten realizar espectroscopía y valoraciones relativas e incluso absolutas mediante procedimientos adecuados.
Escintiladores	Vigilancia de área.	Monitor o medidor de centelleo, monitor de gases radiactivos ( <sup>131</sup> I)	Utilizan fotomultiplicadores para amplificar la señal.  Más sensibles que los basados en G.M. y tienen menor tiempo muerto.	Se emplea para medir fondos radiactivos y búsqueda de fuentes perdidas.
Escintiladores	Contaminación superficial.	Monitor de centelleo	Más sensibles que los basados en G.M. y tienen menor tiempo muerto.	Se emplea para detectar contaminación.

Detector	Área de aplicación	Tipos / Nombre	Características específicas / Valores típicos	Correcciones inherentes / Observaciones
Escintiladores	Laboratorios de radioinmunoanálisis (RIA).	Contadores de centelleo de cristal de pozo, contadores de centelleo en fase líquida		Valoran la respuesta inmunológica de una sustancia por medio de mecanismos de competición entre el antígeno marcado y otro que no lo está, mediante la medición de las concentraciones radiactivas
Cristales radiofotoluminiscentes	Vigilancia personal.	Dosímetros radiofotoluminiscentes (RPL)	Necesita equipo de lectura específico.  La señal no se borra con la lectura.	Se calibran en equivalente de dosis personal.
Diodo de silicio	Radioterapia. medidas relativas y dosimetría en vivo.	Dosímetros de diodo: <ul style="list-style-type: none"> <li>• Para medidas de fotones y/o electrones en analizadores de haces.</li> <li>• Superficies de entrada y/o salida a pacientes</li> </ul>	Volumen activo del orden de milímetros (2 x 2 x 0,6).  Gran sensibilidad (4 órdenes de magnitud mejor que las cámaras de ionización).  Posibilidad de integración en cadenas.	Necesitan calibraciones periódicas por parte del usuario.  Dosis absorbida acumulada.  Energía.  Tasa.  Temperatura.
Diodo de silicio	Radiodiagnóstico.	Multímetros	Gran sensibilidad (4 órdenes de magnitud mejor que las cámaras de ionización).  Permiten la integración en una sonda de varios detectores.	Introducen correcciones por software.  Energía (filtración y kVp).  Tasa.
Diodo de silicio	Vigilancia personal.	Dosímetros electrónicos personales con diodo/s	Pueden presentar saturación.  Pueden proporcionar lectura inmediata.	Se calibran en equivalente de dosis personal.

Detector	Área de aplicación	Tipos / Nombre	Características específicas / Valores típicos	Correcciones inherentes / Observaciones
Semiconductores intrínsecos (CdS, CdSe)	Contaminación superficial. Espectrometría.	Detectores de semiconductor, espectrómetro de semiconductor		
Transistor MOSFET	Radioterapia: medidas relativas y dosimetría en vivo.  Radiodiagnóstico: intervencionismo. Dosis absorbida en la superficie de entrada.	Dosímetro MOSFET	Tamaño de decimas de mm (0,2 x 0,2 x 1).  Peor sensibilidad y reproducibilidad que los diodos.  Menor dependencia con dosis absorbida acumulada, temperatura y energía que los diodos.	Calibración por parte del usuario según la aplicación requerida.
Transistor MOSFET	Vigilancia personal.	Dosímetros electrónicos personales de almacenamiento directo de iones (DIS)	Basados en dosímetros de almacenamiento directo de iones modificados (puerta flotante en contacto con aire y conjunto rodeado por pared conductora).  Mismo tamaño que los TLD.	Al leer el dosímetro no se destruye la información.
Diamante	Radioterapia.	Dosímetro de diamante	Volumen sensible de 1 mm <sup>3</sup> .  Gran dependencia con la tasa.  Necesitan irradiación previa para estabilizar su respuesta.	Dosis absorbida acumulada.  Tasa.  Temperatura.
Alanina	Radioterapia. Dosimetría postal.	Dosímetro de alanina	Presentan decaimiento.  Medida mediante resonancia paramagnética de electrones.  Sirve para dosis absorbidas elevadas (10 Gy).	

Detector	Área de aplicación	Tipos / Nombre	Características específicas / Valores típicos	Correcciones inherentes / Observaciones
Gel ( $\text{Fe}^{2+}$ a $\text{Fe}^{3+}$ )	Radioterapia. Distribuciones de dosis absorbida complejas. Intensidad modulada.	Sistema de dosimetría de gel basada en el dosímetro de Fricke	Paso de $\text{Fe}^{2+}$ a $\text{Fe}^{3+}$ .  Necesita equipo de RMN para realizar la lectura.  Dosimetría 3D.	Calibración por parte del usuario según la aplicación requerida.  Difusión de los iones.
Gel (monómeros – Polímeros)	Radioterapia. Distribuciones de dosis absorbida complejas. Intensidad modulada.	Sistema de dosimetría de gel basada en polimerización	Polimerización de monómeros.  Lectura por: <ul style="list-style-type: none"> <li>• RMN.</li> <li>• Tomografía óptica.</li> <li>• Densitómetros.</li> </ul>	Calibración por parte del usuario según la aplicación requerida.

## Bibliografía

- [1] ADAMS L. y HOLMES-SIEDLE, A., "The Development of an MOS Dosimetry Unit for use in Space", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25, 1607-1612, (1978).
- [2] ATTIX F.H. "Introduction to radiological physics and radiation dosimetry" Wiley, New York, U.S.A. (1986).
- [3] ARRÁNS R., MIRAS H., ORTIZ-SEIDEL M., TERRÓN J.A., MACÍAS J. y ORTIZ-LORA A. "Dosimetría con películas radiocrómicas", Rev. Fis. Med. 10 (2); 83-104 (2009).
- [4] BOAG J.W., Currant, J. "Current collection and ionic recombination in small cylindrical ionization chambers exposed to pulsed radiation", Brit. J. Radiol. 53, 471 (1980).
- [5] BOAG J.W. "The recombination correction for an ionization chamber exposed to pulsed radiation in a "swept beam" technique. I. Theory", Phys. Med. Biol. 27, 201 (1982).
- [6] BROGGI S., FIORINO C. y CALANDRINO R. "In vivo estimation of midline dose maps by transit dosimetry in head and neck radiotherapy" British Journal of Radiology 75,974-981 (2002).
- [7] BROSED A. y GONZALEZ A.M., "Metrología y Calibración en Radiaciones Ionizantes y en el Área de la Radiofísica Hospitalaria" Curso de la SEFM (2003).
- [8] CAMERON J.R., SUNTHARALINGAM N. y KENNEY G.K., "Thermoluminescent dosimetry", University of Wisconsin Press, Madison, Wisconsin, U.S.A. (1968).
- [9] ERVIN B. PODGORSK, "Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students", Educational Reports Series. IAEA, Vienna (2005).
- [10] HORTON J. "Handbook of radiation therapy physics", Prentice Hall, New York, U.S.A. (1987).
- [11] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (IAEA), "Absorbed dose determination in photon and electron beams", IAEA Technical Report Series, TRS-277, IAEA, Vienna, Austria (1987).
- [12] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (IAEA), "Calibration of Dosimeters used in Radiotherapy: A manual sponsored by the IAEA and WHO", IAEA Technical Report Series, TRS-374, IAEA, Vienna, Austria (1994).
- [13] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (IAEA), "The use of plane parallel ionisation chambers in high energy electron and photon beams", IAEA Technical Report Series, TRS-381, IAEA, Vienna, Austria (1997).

- [14] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (IAEA), *"Calibration of photon and beta ray sources used in brachytherapy"*, IAEA Technical Documents, TECDOC-1274, IAEA, Vienna, Austria (2002).
- [15] ORGANISMO INTERNACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA (OIEA), *"Determinación de la dosis absorbida en radioterapia con haces externos. Un Código de Práctica Internacional para la dosimetría basada en patrones de dosis absorbida en agua."*, OIEA Colección de Informes Técnicos N° 398, IAEA, Vienna, Austria (2005).
- [16] INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION, *"Medical Electrical Equipment. Dosimeters with ionization Chambers as used in Radiotherapy, Standard IEC-60731"*, IEC, Geneva (1997).
- [17] INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION (ISO), *"Guide to expression of uncertainty in measurement"*, ISO Geneva, Switzerland (1992).
- [18] GRANADOS C., BROSED A., DELGADO A. y SANCHEZ A. *"Clasificación de Instrumentos de Metrología de Radiaciones Ionizantes"*, Ministerio de Industria y Energía (1986).
- [19] JORNET N., RIBAS M., EUDALDO T. y CARABANTE M<sup>a</sup> D.. *"Test de aceptación de diodos para ser utilizados en dosimetría en vivo"* NOTA TECNICA Boletín SEFM 7 (1998).
- [20] JORNET N., CARRASCO P., JURADO D., RUIZ A., EUDALDO T. y RIBAS M., *"Comparison study of MOSFET detectors and diodes for entrance in vivo dosimetry in 18 MV x-ray beams"* Med. Phys. 31 (9), 2534-2542 (2004).
- [21] KHAN F.M. *"The physics of radiation therapy"*, Williams and Wilkins, Baltimore, Maryland, U.S.A. (1994).
- [22] KLEVENHAGEN S.C. *"Physics and dosimetry of therapy electron beams"*, Medical Physics Publishing, Madison, Wisconsin, U.S.A. (1993).
- [23] KNOLL y GLENN F. *"Radiation Detection and Measurement"*, John Wiley and Sons, New York (1979).
- [24] LIZUAIN M.C., LINERO D., PICÓN C. y ANDREO P. *"Determination of absorbed dose to water in electron beams with plane parallel chambers. Comparison between IAEA TRS-381, TRS-277 and AAPM TG-39 recommendations"*, Medical & Biological Engineering & Computing. 35, sup. 2, 889 (1997).
- [25] ROSELLÓ J., BRUALLA L., PLANES D. y ALONSO S. *"Evaluación de las películas Gafchromic EBT para su utilización en el control de calidad en IMRT"*, Rev. Fis. Med. 8; 109-111 (2007).



- [26] SEFM. SOCIEDAD ESPAÑOLA DE FÍSICA MÉDICA. *"Procedimientos recomendados para la dosimetría de fotones y electrones de energías comprendidas entre 1 MeV y 50 MeV en radioterapia de haces externos"*. SEFM 84-1, SEFM, Madrid (1984).
- [27] SEFM. *"Suplemento al documento SEFM nº 1. SEFM 87-2"*, SEFM, Madrid (1987).
- [28] SEFM, SEMN, SEPR Comisión Nacional. *"Protocolo Nacional del Control de Calidad en la Instrumentación en Medicina Nuclear"* (1999).
- [29] SPIES L., PARTRIDGE M., GROH B.A. y BORTFELD T. *"An iterative algorithm for reconstructing incident beam distributions from transmission measurements using electronic portal imaging"* Phys. Med. Biol. 46 N203-N211 (2001).
- [30] VAN DYK J. (editor), *"Modern technology of radiation oncology: A compendium for medical physicist and radiation oncologists"*, Medical Physics Publishing, Madison, Wisconsin, U.S.A. (1999).
- [31] WERNLI C. *"Dosímetros electrónicos personales para neutrones. Nuevos desarrollos basados en detectores de almacenamiento directo de iones y en detectores de silicio"*. Radioprotección 34; 15-25 (2002).

# Fundamentos de Física Médica

## **Volumen 1:**

Medida de la radiación

## **Volumen 2:**

Radiodiagnóstico: bases físicas, equipos y control de calidad

## **Volumen 3:**

Radioterapia externa I:  
Bases físicas, equipos, determinación de la dosis absorbida y programa de garantía de calidad

## **Volumen 4:**

Radioterapia externa II:  
Dosimetría clínica, algoritmos de cálculo, sistemas de planificación y control de calidad

## **Volumen 5:**

Braquiterapia: Bases físicas, equipos y control de calidad

## **Volumen 6:**

Medicina nuclear: Bases físicas, equipos y control de calidad

## **Volumen 7:**

Protección radiológica hospitalaria

## **Volumen 8:**

Radiobiología y principios de oncología

## **Volumen 9:**

Radiaciones no ionizantes I:  
Ultrasonidos. Bases físicas, equipos y control de calidad

## **Volumen 10:**

Radiaciones no ionizantes II:  
Resonancia magnética. Bases físicas, equipos y control de calidad