

ALGUNAS APLICACIONES DE LA DISTRIBUCIÓN DE PROBABILIDAD DE LOS NEUTRONES ESPALADOS POR PROTONES DE ALTA ENERGÍA

Montalvo C⁽¹⁾, García-Berrocal A⁽¹⁾, Blázquez J⁽²⁾, Balbás M⁽¹⁾

(1) Grupo de Investigación AMERPREM, ETSI de Minas,
Universidad Politécnica de Madrid (UPM)

(2) División de Fisión Nuclear, CIEMAT, Madrid
e-mail# cristina.montalvo@upm.es

INTRODUCCION

Un material de número atómico elevado se denomina blanco de espalación, cuando sobre el mismo colisionan protones de alta energía. Los protones deben tener una longitud de onda de de Broglie muy inferior al tamaño del núcleo del blanco; en estas condiciones colisionan directamente con los nucleones del blanco. En cada colisión el protón arranca un nucleón; si el nucleón arrancado es un protón, éste se convierte en un nuevo protón secundario de espalación⁽¹⁾. La reacción es muy semejante al efecto Compton en la corteza electrónica.

El resultado de la espalación es doble; de un lado, se calienta el blanco a causa de la deposición de energía de los protones secundarios; del otro, se emiten neutrones⁽²⁾. En el caso de que incida una corriente de protones, el blanco se convierte en una fuente de neutrones de intensidad proporcional a la corriente. Mediante este proceso se pueden diseñar fuentes de neutrones de muy alta intensidad, varios órdenes de magnitud superiores a las típicas de (α, n).

Las fuentes de espalación se utilizan para irradiar materiales con neutrones⁽³⁾. Se utilizarán también en la incineración de residuos nucleares con reactores subcríticos tipo ADS⁽⁴⁾. Sin duda, el parámetro clave de diseño de estas fuentes es el número medio de neutrones por protón, que depende del material y la geometría del blanco, así como de la energía del protón incidente. El material suele ser un metal de número atómico alto y punto de fusión elevado; típicamente, Pb, W, Ta, Hg. La geometría, un cilindro de altura del orden del rango de los protones incidentes en el material. La energía del protón incidente, del orden de 1000 MeV; debe ser como mínimo superior a la energía media de enlace de los nucleones en los núcleos del blanco.

Se dispone de correlaciones empíricas y códigos de cálculo para estimar el número medio de neutrones por protón⁽⁵⁾. En la literatura pueden encontrarse además, medidas de la distribución de probabilidad de la multiplicidad de neutrones⁽⁶⁾; esto es, la probabilidad de que un protón produzca N neutrones de espalación. Estas distribuciones son complejas ya que los neutrones pueden resultar de la colisión con el protón incidente o con los protones secundarios.

Las distribuciones de probabilidad también tienen utilidad. En este trabajo se desarrollan dos aplicaciones. Una de ellas es el cálculo del factor de Diven⁽⁷⁾, que aparece en la estima de las incertidumbres cuando se miden neutrones procedentes de

una fuente de espalación. Otra, es el concepto de ‘blanco intermedio’ de espalación. Un blanco de espesor fino produce pocos neutrones, por lo que no es de utilidad; un blanco grueso, es grande y le quita reactividad al ADS, por lo que no siempre es la mejor opción. Entre ambos existe un espesor correspondiente a un blanco intermedio, que se puede precisar con el uso de las distribuciones de probabilidad.

DISTRIBUCIONES DE MULTIPLICIDAD

Las medidas de la distribución de probabilidad de obtener N neutrones de espalación pueden obtenerse de la literatura⁽⁶⁾ para el caso de blancos de plomo y tungsteno, a diferentes energías del protón y diversos espesores del blanco. La dificultad de las medidas estriba en detectar ‘todos’ los neutrones de espalación, lo que requiere un detector de geometría 4π de alta eficiencia. Las medidas se realizaron con detector de líquido de centelleo, dopado con gadolinio. El acelerador de protones alcanza los 2.5 GeV en la instalación COSY ubicada en el FZ-Jülich.

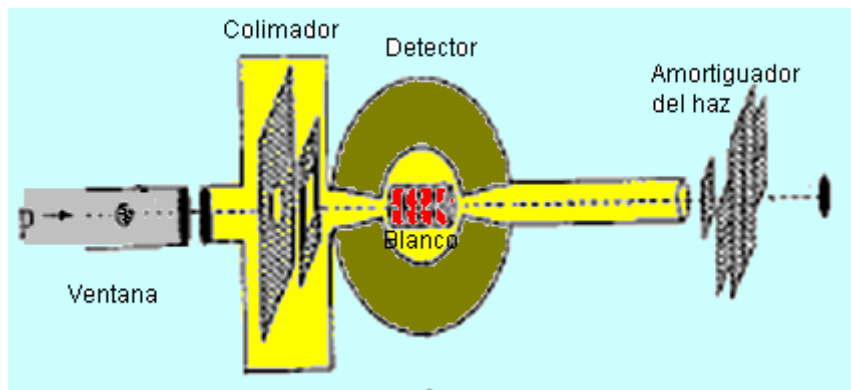


Figura 1.- Esquema de la medida de la multiplicidad neutrónica en COSY.

Los rangos del protón, a diversas energías, se muestran en la Tabla I.

	0.4 GeV	0.8 GeV	1.2 GeV	1.8 GeV	2.5 GeV
Pb	14	40	70	115	170
W	8	23	39	66	97

Tabla I.- Rango de los protones en cm.

Se observa que el W es muy buen candidato a blanco de espalación por tener un rango pequeño y además, un elevado punto de fusión. En general no es necesario que el protón deje toda su energía en el blanco, ya que las etapas finales no producen neutrones de espalación. Los rangos son indicativos del espesor máximo del blanco, pero no del espesor óptimo.

Las medidas de la distribución de probabilidad obtenidas aparecen en la Fig.2 Se observa que para protones de 1.2 GeV, son muy dependientes del espesor del blanco. Para blancos gruesos tienen forma gaussiana, pero para blancos intermedios aparece un sesgo en la zona de baja multiplicidad; y para blancos finos las distribuciones se alejan de la forma gaussiana. El sesgo resulta de que hay dos tipos de neutrones de espalación: los que tienen su origen en el protón primario y los que provienen de los protones secundarios en un proceso de cascada. Los primeros, se ajustan bien a una distribución

de Poisson; los restantes, a una de Gauss. En consecuencia, la función de distribución se ajusta a la forma funcional:

$$P(N) = \frac{S_p}{T} \exp\left(-\frac{N}{T}\right) + \frac{S_g}{\sqrt{2\pi}s} \exp\left(-\frac{(N-M)^2}{2s^2}\right) \quad (1)$$

Donde N es la multiplicidad de neutrones; M y s, los parámetros típicos de una distribución de Gauss; T el parámetro de una distribución de Poisson; S_p y S_g son los pesos de cada distribución en la distribución conjunta.

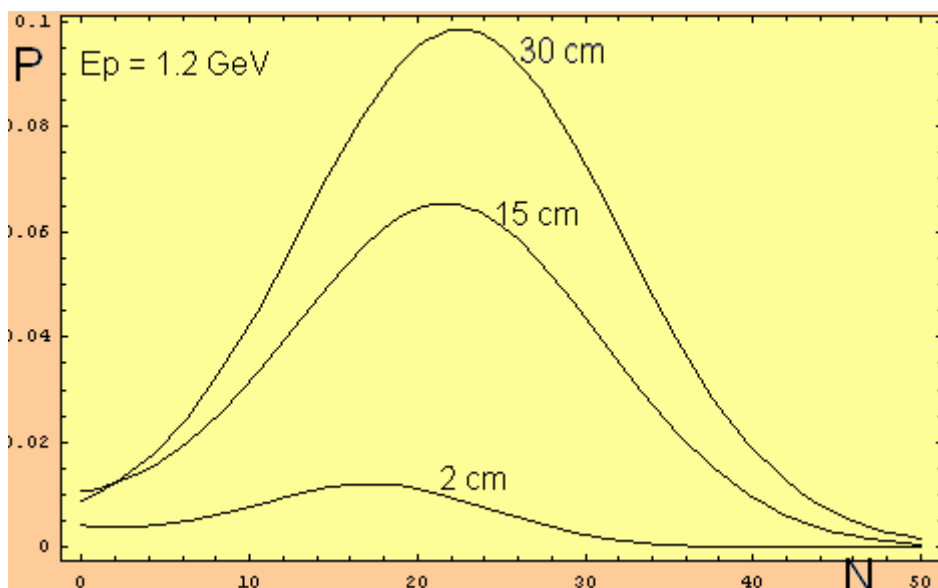


Figura 2.- Distribuciones de probabilidad de la multiplicidad para blancos de Plomo de diversos espesores: fino, intermedio y grueso.

En la Tabla II se muestra los valores de las diversas constantes para el caso de protones de 1.2 GeV y blancos cilíndricos de Pb, de 15 cm de diámetro y diversos espesores⁽⁶⁾.

Espesor (cm)	S _p (x10 ⁻²)	T	S _g (x10 ⁻²)	s	M	Media	Desviación típica
2	3.42	9.28	7.63	6.85	17.48	14.45	8.57
5	6.05	10.22	18.85	8.34	19.28	16.80	9.53
10	7.85	11.60	35.45	9.21	21.10	19.22	10.18
15	7.73	11.65	49.01	9.26	21.74	20.15	10.15
20	6.58	12.03	60.24	9.45	22.11	20.85	10.20
30	4.55	15.29	75.62	9.54	22.60	22.05	9.98

Tabla II.- Constantes de ajuste para el Pb

En la Tabla III, se muestran las constantes de ajuste para el W, en las mismas condiciones que la Tabla II.

Espesor (cm)	S _p (x10 ⁻²)	T	S _g (x10 ⁻²)	s	M	Media	Desviación típica
2	3.80	9.69	13.58	7.86	16.33	14.75	8.47
5	4.61	9.90	33.06	9.50	18.70	17.93	9.54
10	5.28	10.27	54.29	9.85	21.29	20.38	10.18
15	5.30	12.40	67.27	9.63	23.49	21.59	10.15
20	3.69	14.22	77.21	9.53	22.83	22.27	9.91
30	0.00	17.94	88.39	9.40	22.69	22.69	9.35

Tabla III.- Constantes de ajuste para el W.

Las constantes de las tablas varían ligeramente con el diámetro del blanco. Se observa que las constantes siguen la misma pauta para ambos tipos de núcleos, pero tienen valores algo distintos debidos fundamentalmente a la diferencia de densidad de los materiales del blanco. La densidad del W es 19.2 g/cm³ y la del Pb, 11.34 g/cm³ por ello, la multiplicidad del W es algo mayor.

Para estimar la multiplicidad media en unidades independientes del tipo de núcleo, se escribe el espesor H en función de α , número de átomos/cm² del blanco. La conversión de unidades viene dada por:

$$\alpha = \frac{\rho N_A}{\mu} H \quad (2)$$

donde N_A es el número de Avogadro, μ el peso molecular, y ρ la densidad del material. En la Fig. 3 se ha representado la multiplicidad media en función del espesor en unidades atómicas.

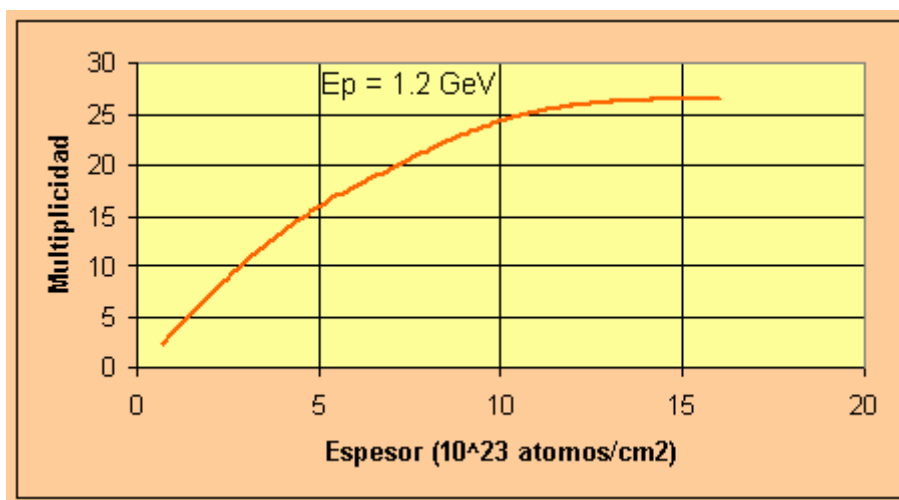


Figura 3.- Multiplicidad media aplicable a todos los materiales del blanco de espalación, para la energía del protón de 1.2 GeV, y diámetro del blanco 15 cm.

En la Fig. 3 se observa que a partir de un espesor de 10²⁴ átomos/cm² la multiplicidad no aumenta más del 10%; esto conduce al concepto de blanco intermedio.

BLANCO INTERMEDIO

El blanco de espalación se sitúa en el centro de un ADS; como no es un material fisible, significa siempre una pérdida de reactividad, lo que se traduce por bajar la multiplicación subcrítica. Se requiere pues optimizar su tamaño, aunque se pierda algo de su capacidad como fuente neutrónica.

En la Fig.4 se ha representado el peso relativo del proceso de Poisson frente al de Gauss. Cuando el peso relativo es de 0.25, el espesor correspondiente es de 10 cm, que corresponde al máximo peso del proceso de Poisson. En la Tabla II se observa que sólo se pierde un 13 % de multiplicidad, resultando el blanco con la tercera parte de la masa.

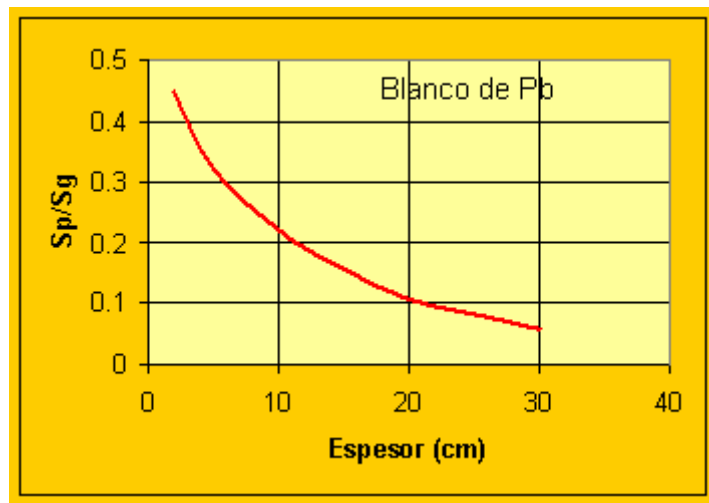


Figura 4.- Peso relativo de los procesos de espalación.

Consideraciones semejantes con el W, nos llevan a definir el espesor del blanco intermedio cuando el proceso de Gauss sea cuatro veces más probable que el de Poisson; esto es, que el 75% de los neutrones sean generados por la cascada y el 25%, por el protón primario.

El espesor óptimo del blanco para un ADS dependerá de los tres factores que afectan a la multiplicidad: geometría, material y energía de los protones incidentes; y además del coeficiente de reactividad por unidad de masa del blanco. El espesor 'intermedio' sería pues la base de partida para encontrar el óptimo en cada caso particular.

FACTOR DE DIVEN

El factor de Diven aparece en la teoría del transporte estocástico de los neutrones⁽⁷⁾. Para calcularlo es necesario conocer la distribución de probabilidad de la multiplicidad neutrónica. Formalmente se define como:

$$D = \frac{\langle N(N-1) \rangle}{\bar{N}^2} = 1 + \left(\frac{\sigma}{\bar{N}}\right)^2 - \frac{1}{\bar{N}} \quad (3)$$

El cálculo de los factores de Diven para el Pb se ha representado en la Fig. 5; se observa que los valores son próximos a la unidad; para un blanco intermedio, del orden de 1.20. Además, la curva es monótona decreciente; ello se debe a que la multiplicidad media crece con el espesor, pero la desviación típica es bastante constante, tal como puede verse en las Tablas II y III.

En el plomo, el 60 % de los nucleones son neutrones. El modelo colectivo⁽⁸⁾ aplicado al plomo permite estimar la energía media de enlace de los neutrones, nivel de Fermi; en este caso equivale a 21.5 MeV. Con este valor es posible estimar el valor de la multiplicidad esperada para blanco grueso:

$$\bar{N} = \frac{0.8 * 0.6 * E_p}{E_{\text{Fermi}} + 5} \quad (4)$$

El factor 0.8 corresponde a la sección eficaz de absorción de los protones; algunos protones no colisionan con el blanco. El sumando 5 MeV del denominador cuenta la energía media con la que salen los neutrones de espalación. Para una energía del protón de 1200 MeV, resultan 21 neutrones, que concuerda bien con los datos de la Tabla II.

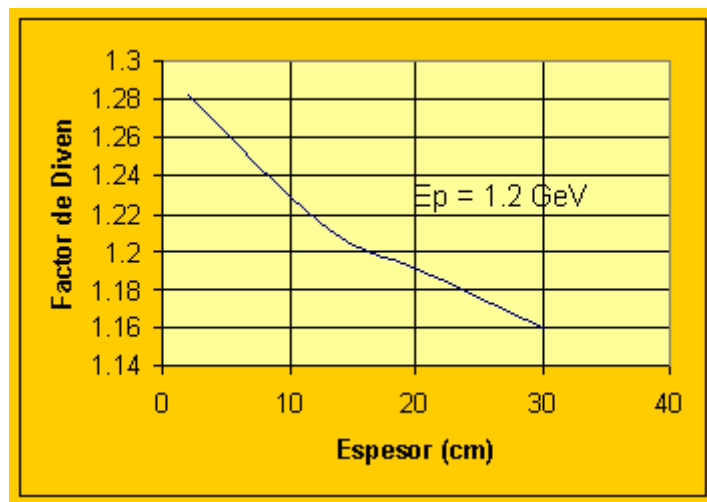


Figura 5.- Factor de Diven para el Pb con protones de 1.2 GeV

Por otra parte, si sustituimos la energía de Fermi, por la energía de enlace del neutrón, la expresión anterior concluye que para cada energía de enlace hay una multiplicidad \bar{N} ; dado que se ha medido la densidad de probabilidad de \bar{N} , se tiene también, por consiguiente, la correspondiente a la energía de enlace. Ésta es una propiedad del núcleo, y no del espesor del blanco, por ello, si se fija la E_p la varianza permanece constante y el factor de Diven disminuye monótonamente.

CONCLUSIONES

Aunque el parámetro más usado en la espalación de neutrones es la multiplicidad media, la medida de la distribución de probabilidad de la multiplicidad tiene aplicaciones interesantes. Aquí se ha empleado para precisar el espesor de un blanco de espalación intermedio, cuyo orden de magnitud se obtiene cuando el 75 % de los neutrones de espalación resultan por colisiones de neutrones secundarios.

Se ha usado además, para calcular el factor de Diven que aparece en las expresiones formales del transporte estocástico de neutrones. Este factor es próximo a la unidad y decrece con el tamaño del blanco. Para una explicación de este comportamiento se ha usado el modelo colectivo de Fermi.

REFERENCIAS

1. Zucker M.S: et al. (1998), “*Spallation neutron production measurements*”, Nucl. Sci. & Eng. **129**, pp. 180-186
2. Prael R.E.,and Lichtenstein H., (1989), “*User guide to LCS: the LAHET Code System*”, LA-UR-89-3014, Los Alamos Nat. Lab., USA.
3. Profio E. A., (1978), “*Experimental Reactor Physics*”, John Wiley & Sons Inc. Chapter 4, pp. 168-229.
4. OECD (2006), “*Physics and Safety of Transmutation Systems: a status report*”, NEA N° 6090, Chapter 1.
5. EURATOM, (2000), “*Impact of accelerator-based technologies on nuclear fission safety: IABAT Project*”, EUR 19608 EN, Chapter V.
6. Letourneau A. et al, (2000), “*Neutron production in bombardments of thin and thick targets by 0.4, 0.8, 1.2, 1.8 and 2.5 GeV protons*”, Nucl. Inst. & Meth. B, **170**, pp. 299-322
7. Pazsit I. and Yamane Y., (2000), “*The backward theory of Feymann and Rossi-alpha methods with multiple emission sources*”, Nucl. Scie. & Eng. **136**, pp. 305-319
8. Maruhn G. (1996), “*Nuclear Models*”, Springer-Verlag, pp. 101-103.