

Influencia de la emisión de neutrones en la medición por el método de la doble energía de la distribución de masa y energía cinética de los fragmentos de la fisión espontánea del ^{252}Cf

Influence of neutron emission on the measurement by double-energy method of mass and kinetic energy distribution of the fragments from spontaneous fission of ^{252}Cf

Modesto Montoya^{1,2}, Carlos Romero² y Justo Rojas³

¹ Instituto Peruano de Energía Nuclear

² Universidad Nacional de Ingeniería, Av. Túpac Amaru 210, Rímac, Lima

³ Universidad Nacional Mayor de San Marcos, Av. Venezuela, s/n, Callao

RESUMEN

El método de doble energía ha sido usado por varios autores para medir la distribución de masa (A^*) y energía cinética total de los fragmentos complementarios (EKT*) de la fisión espontánea del ^{252}Cf , encontrándose un ensanchamiento de la desviación estándar de distribución de EKT* (σ_{EKT^*}) en la región cercana a la simetría de masas ($A^* = 226$). Usando el método Monte Carlo, nosotros mostramos que ese ensanchamiento se debe que para cada valor de A^* se produce la superposición de distribuciones de EKT* correspondientes a fragmentos primarios con dos o más masas vecinas, respectivamente.

Descriptores: fisión espontánea, ^{252}Cf , fragmentos distribución masa energía

ABSTRACT

The double energy method has been used by several authors to measure the mass (A^*) and total kinetic energy (EKT *) distribution of the complementary fragments from spontaneous fission of ^{252}Cf , finding an broadening of the distribution standard deviation EKT * (σ_{EKT^*}) in the region near mass symmetry ($A^* = 226$). Using Monte Carlo method, we show that this broadening is because for each value of A^* an overlapping of distributions EKT * for primary fragments with two or more neighboring masses, respectively, are produced.

Keywords: spontaneous fission ^{252}Cf , fragments distribution mass energy

INTRODUCCIÓN

El método de doble energía ha sido usado por varios autores para medir la distribución de masa (A^*) y energía cinética total de los fragmentos complementarios (EKT*) de la fisión espontánea del ^{252}Cf , encontrándose un ensanchamiento de la desviación estándar de distribución de EKT* (σ_{EKT^*}) en la región cercana a la simetría de masas ($A^* = 226$). Ver Ref. [1].

En trabajos previos, para estudiar la influencia de la emisión de neutrones en la medición de distribuciones de masa y energía de los fragmentos de la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U y el ^{235}U , se ha usado el método de simulación Monte Carlo [2,3].

En este trabajo vamos a realizar simulaciones Monte Carlo para estudiar los efectos de la emisión de neutrones en la medición por el método de la doble energía de la distribución de masa y energía cinética de los fragmentos de la fisión espontánea del ^{252}Cf .

EL MÉTODO DE DOBLE ENERGÍA

Sea A_1 , EK_1 y N_1 la masa, la energía cinética y el número de neutrones emitidos de un fragmento, y A_2 , EK_2 y N_2 los valores correspondientes al fragmento complementario en un evento de fisión espontánea del ^{252}Cf . Luego de la emisión de neutrones, asumiendo que la velocidad de fragmento emisor no cambia mucho, los valores de la energía cinética serían:

$$EK1^* \approx EK1(1 - N1/A1) \tag{1a}$$

$$EK2^* \approx EK2(1 - N2/A2) \tag{1b}$$

El método de doble energía consiste en usar estos valores erosionados de la energía cinética en las ecuaciones de conservación de energía, momento lineal y masa, para calcular valores de las masas correspondientes a los dos fragmentos, respectivamente. Estas ecuaciones son las siguientes:

$$A1^*EK1^* = A2^*EK2^* \tag{2}$$

$$A1^* + A2^* = A0 = 252 \tag{3}$$

De las cuatro relaciones anteriores se deduce

$$A1^* = A1^*A0/(A1 + A2 \times RN12), \tag{4}$$

donde

$$RN12 = (1 - N1/A1) / (1 - N2/A2). \tag{5}$$

SUPERPOSICIÓN DE DISTRIBUCIONES DE ENERGÍA CINÉTICA TOTAL

La energía cinética total de los dos fragmentos complementarios de la fisión de un núcleo fisible está dada por la relación

$$EKT = EK1 + EK2, \tag{6}$$

y la energía cinética total calculada a partir de los valores medidos de energía cinética de los fragmentos se expresa en la relación

$$EKT^* = EK1^* + EK2^*. \tag{7}$$

en función de $A1^*$.

De lo anterior se deduce que, cuando uno selecciona la distribución de EKT^* para un determinado valor de $A1^*$, debido a la emisión de $N1$ y $N2$ neutrones, lo que en realidad se toma es la distribución de energía cinética correspondientes a varios valores de $A1$.

Si caracterizamos la distribución de EKT para los fragmentos con masa $A1$ por el valor promedio de $EK1$ ($EK1_{ave}$) y su desviación estándar (σ_{EKT}), la distribución de EKT^* , caracterizada por EKT^*_{ave} y σ_{EKT^*} será producto de la superposición de la distribución de energía cinética final de fragmentos que teniendo diversos valores de masa y energía, sus valores finales de energía cinética producen el mismo valor de $A1^*$.

En la Fig. 1, 2, 3 y 4 se presenta los resultados experimentales sobre el rendimiento de masas $Y(A^*)$, la multiplicidad de neutrones inmediatos $\nu_1(A^*)$, $EKT^*_{ave}(A1^*)$ y $\sigma_{EKT^*}(A1^*)$, respectivamente, presentados por Hamsch et al. [1]. Se observa un ensanchamiento de la distribución de energía cinética total para la región de división simétrica de masa. Vamos a interpretar estos resultados usando las relaciones que hasta ahora hemos mostrado.

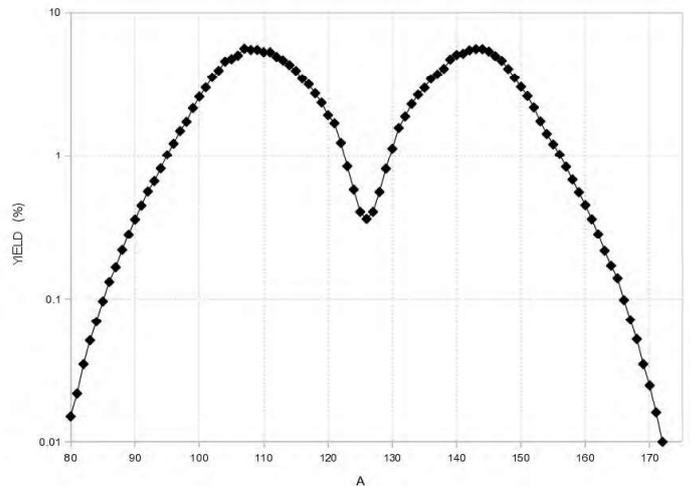


Fig. 1. Rendimiento de masas de los fragmentos de la fisión espontánea del ^{252}Cf . Ref [1]

LA INFLUENCIA SOBRE Σ_{EKT^*} DE LA VARIACIÓN DE EKT_{ave} Y DE $N1/N2$

Supongamos que un fragmento primario de masa $A1$ y energía cinética $EK1$, que emite $N1$ neutrones, termina con una energía cinética final

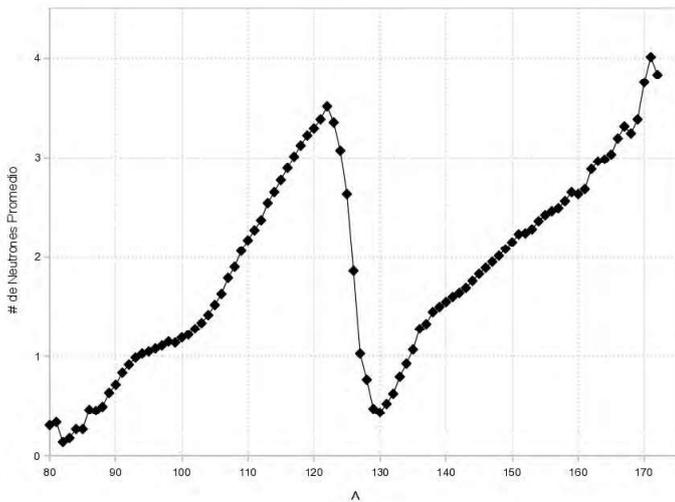


Fig. 2. Multiplicidad neutrónica en función de la masa de los fragmentos de la fisión espontánea del ^{252}Cf . Ref [1]

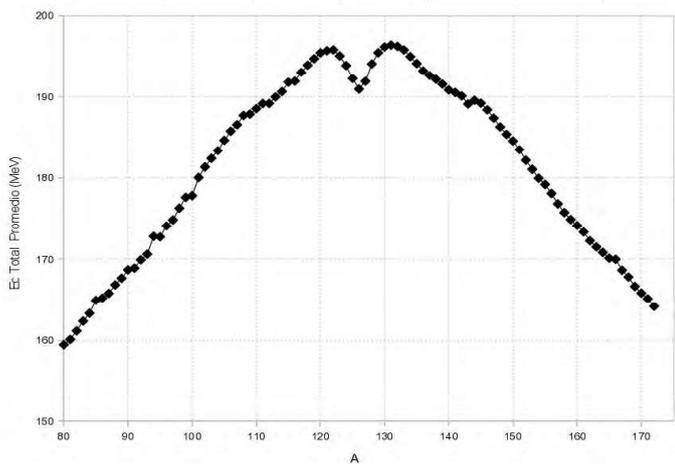


Fig. 3. Energía cinética total promedio en función de una de las masas de los fragmentos de la fisión espontánea del ^{252}Cf . Ref [1]

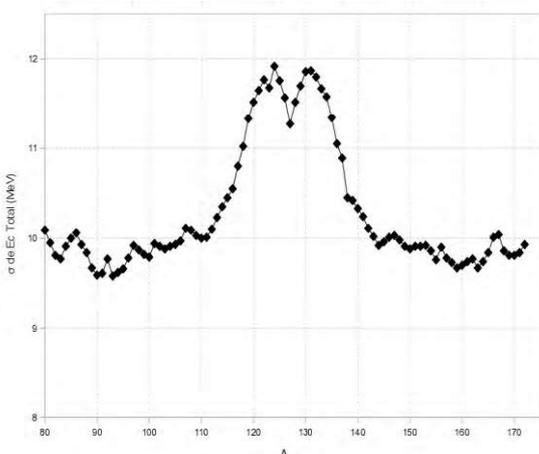


Fig. 4. Desviación estándar de la distribución de energía cinética total en función de la masa de los fragmentos de la fisión espontánea del ^{252}Cf . Ref [1]

uno de los fragmentos de la fisión espontánea del ^{252}Cf . Ref. [1]

$$EK1^* \approx EK1 \times (1 - N1/A), \quad (8)$$

y que su complementario no emite neutrones. Entonces, la masa calculada para ese fragmento, a partir de los valores finales de energía cinética correspondientes a los dos fragmentos, será

$$A1^* \approx A1 + N1/2. \quad (9)$$

De acuerdo a las relaciones que hemos presentado, podemos deducir que la diferencia entre A^* y A será mayor cuanto mayor sea la diferencia entre los números de neutrones emitidos por los fragmentos correspondientes. En tal sentido, se generará ensanchamiento que será tanto mayor cuanto mayor sea $N1$ y cuanto mayor sea la diferencia entre los valores promedio de la energía cinética total correspondiente a las masas vecinas. Debido a que los fragmentos que emiten neutrones son los que tienen valores bajos de energía cinética y que los que no emiten neutrones corresponden a los valores altos de la distribución de EKT , el ensanchamiento será aún mayor si el valor promedio de la energía cinética disminuye cuando aumenta $A1$. Este es el caso para $A1 = 122$, que corresponde a un promedio de neutrones emitidos $\nu \approx 3.5$, mientras que su complementario ($A2 = 130$) tiene $\nu \approx 3.5$. Por esta razón, en esta región de masas, la curva σ_{EKT^*} tiene un máximo.

Similarmente, un fragmento que no emite neutrones, cuando su complementario emite $N2$, tendrá una masa calculada $A^* = A - N2/2$. En este caso, el ensanchamiento será mayor cuando mayor el número de neutrones emitidos y cuanto mayor sea la diferencia entre los valores promedio de la energía cinética total correspondiente masas vecinas, y mayor aún si el valor promedio de la energía cinética aumenta con $A1$. Esta condición se cumple para $A1 = 130$, que el que corresponde también con un valor máximo de σ_{EK1^*} .

En la región de simetría de masas, cuando ambos fragmentos emiten el mismo número de

neutrones, las masas calculadas serán aproximadamente iguales a las masas primarias, por lo que no habrá superposición de distribuciones y por lo tanto no habrá ensanchamiento de la distribución de energía cinética. Por esta razón en la curva σ_{EKT^*} tiene un mínimo para $A^* = 226$.

Finalmente, una alta variación de la curva de rendimiento en función de A produce una disminución en el ancho de la distribución de energía cinética en función de A^* , debido a que ello implica la partición de la distribución de energía en tramos que correspondiente a diferentes números de neutrones.

SIMULACIÓN MONTE CARLO E INTERPRETACIÓN DE RESULTADOS

En trabajos anteriores hemos realizado simulaciones Monte Carlo para estudiar los efectos sobre la desviación estándar de la energía cinética (σ_e) en función de la masa final (m) de uno de los dos fragmentos de la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U y ^{235}U [2, 3].

En este trabajo usamos ese método de simulación Monte Carlo para estudiar los efectos de la emisión de neutrones en la desviación estándar de la distribución de la energía cinética total (σ_{EKT}) en función de la masa deducida de uno de los fragmentos ($A1$) a partir de los valores de las energías de los dos fragmentos complementarios, respectivamente.

Para ello empleamos las relaciones entre ($A1$, $A2$, $EK1$, $EK2$) y ($A1^*$, $A2^*$, $EK1^*$, $EK2^*$) que hemos presentado más arriba.

Asumimos como entrada de la simulación una la distribución primaria de EKT tiene la misma desviación estándar para cualquier masa $A1$: $\sigma_{EKT} = 9.5$ MeV. Usamos los datos experimentales presentados en la figuras 1, 2, 3 y 4, respectivamente. El resultado para σ_{EKT^*} es presentado en la Fig. 5. Como vemos, se encuentra un ensanchamiento en las mismas regiones que se presentan en los resultados experimentales, los que han sido interpretados más arriba como efectos de la superposición de

distribuciones de energía cinética correspondientes a masas primarias vecinas a la masa calculada.

Cabe mencionar que para $A1 = 80$ se tienen $v1 \approx 0$ y $v2 \approx 4$. Como hemos mostrado, cuando hay diferencia elevada entre $N1$ y $N2$, σ_{EKT^*} tenderá a ser grande, lo que está de acuerdo con los resultados de la ref. [1].

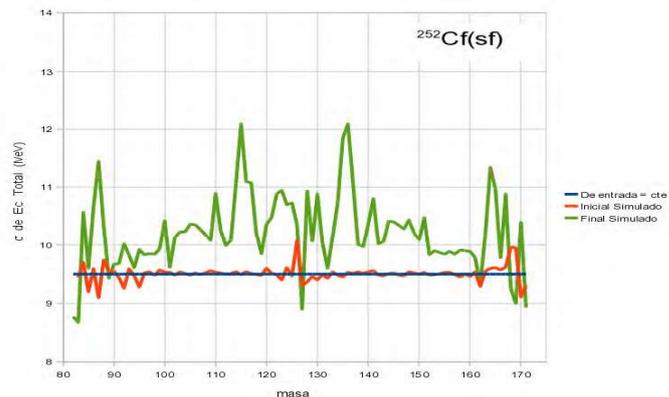


Fig. 5. Fisión espontánea del ^{252}Cf . Simulación de la medición de la desviación estándar de la distribución de energía cinética total de los fragmentos (σ_{EKT^*}) en función de la masa (A^*) calculada mediante el método de la doble energía. La curva roja corresponde a la desviación estándar de la distribución de energía cinética de fragmentos primarios (σ_{EKT}). La curva verde es la desviación estándar de la distribución de energía cinética de los fragmentos (σ_{EKT^*}) en función de la masa (A^*) calculada con el método de la doble energía. Nótese el mínimo para $A^* = 126$ y el máximo para $A^* = 122$. Ver texto.

En conclusión, las estructuras que se observa en la desviación estándar de la distribución de la energía cinética total en función de la masa de los fragmentos de la fisión espontánea del ^{252}Cf pueden ser interpretadas como resultado de la emisión de neutrones por los fragmentos de fisión y por la forma que tiene las curvas del rendimiento, el número de neutrones emitidos y la energía cinética total promedio en función de la masa de los fragmentos.

REFERENCIAS

[1] Ver F.-J. Hamsch and S. Oberstedt, Nucl. Phys. A617 (1997) 347-355, y sus referencias.

[2] M. Montoya, E. Saettone, J. Rojas. Revista Mexicana de Física 53 (5) /2007) 366-370,
[3] M. Montoya, J. Rojas and I. Lobato. AIP Conference Proceedings 1265, 65 (2010) August 4, 2010

E-mail: mmontoya@ipen.gob.pe,
modesto_montoya@yahoo.com