

CONFIGURACIONES COMPACTAS DE ESCISION DE LOS NUCLEOS

^{234}U y ^{236}U

Modesto MONTOYA

INSTITUTO PERUANO DE ENERGIA NUCLEAR
Apdo. 1687 - Lima 13 - PERU

RESUMEN

Se interpretan los resultados experimentales correspondientes al valor máximo de la energía cinética total en función de la masa de los fragmentos de fisión de los núcleos ^{234}U y ^{236}U , productos de la captura de neutrones térmicos por los núcleos ^{233}U y ^{235}U respectivamente. Para tal propósito se usa un modelo llamado "Modelo de las Configuraciones más compactas de Escisión" en el que se hacen dos hipótesis: i) las configuraciones de escisión correspondientes al valor máximo de la energía de interacción son alcanzadas en el proceso de fisión, ii) en todas las configuraciones de escisión existe al menos una pareja de nucleones.

ABSTRACT

The experimental results corresponding to the maximal values of total kinetic energy as a function of mass of fragments from fission of nuclei ^{234}U and ^{236}U are interpreted (those nuclei are produced by capture of thermal neutrons by ^{233}U and ^{235}U respectively). For this purpose a model called "The Model of the Most Compact Scission Configurations" is used. In this model two hypothesis are assumed: i) the scission configurations corresponding to the maximal value of Coulombian interaction energy between fragments are reached, ii) in all scission configuration there exist at least nucleon pair broken.

1. INTRODUCCION

La captura de neutrones térmicos por los núcleos ^{233}U y ^{235}U produce los núcleos fisionables ^{234}U y ^{236}U . La desexcitación de estos núcleos se hace por medio del proceso de fisión que pasa por el punto de ensilladura en el cual el sistema adquiere el valor máximo de la energía potencial y a partir del cual el movimiento hacia la escisión es ineluctable [1]. El punto de escisión es definido por las configuraciones que representan el

sistema de los fragmentos que vienen de separarse y entre los cuales la interacción nuclear viene de anularse. En una configuración de escisión cada fragmento está caracterizado por su energía cinética de pre-escisión, su energía de excitación intrínseca y su energía de deformación. Entre los dos fragmentos existe la interacción coulombiana responsable de la repulsión mutua [2]. Para cada pareja de fragmentos se define la configuración más compacta como aquella que corresponde al valor máximo de la energía de interacción coulombiana.

Con el objetivo de disponer elementos que ayuden a comprender la naturaleza del proceso entre el punto de ensilladura y el punto de escisión se ha medido el valor máximo de la energía cinética total en función de las masas de los fragmentos después de la repulsión coulombiana [3,4]. En este trabajo se quiere mostrar que los resultados pueden ser interpretados en base a un modelo llamado "Modelo de las Configuraciones más Compactas de Escisión", en el que se supone que las configuraciones más compactas son alcanzadas en el punto de escisión.

2. ENERGIA CINETICA MAXIMA EN FUNCION DE LA MASA DE LOS FRAGMENTOS

Sean M_i , E_i , L_i la masa, energía cinética y distancia de vuelo, respectivamente, del fragmento i , donde $i = 1$ para el fragmento liviano e $i = 2$ para el fragmento pesado. En el caso que no se produzca emisión de neutrones por parte de los fragmentos de fisión se puede mostrar que la diferencia de tiempos de vuelo de los fragmentos antes de ser detectados es [5,3].

$$\Delta T = \frac{L_1}{\sqrt{E_1}} \left[1 - \frac{L_2 M_2}{L_1 M_1} \right] \sqrt{\frac{M_1}{2}} \quad (1)$$

Fijemos una ventana de energía cinética de los fragmentos livianos. Debido a que M_1 y M_2 toman valores discretos, los valores de ΔT calculados por medio de la fórmula (1) serán igualmente discretos. Esto es cierto siempre y cuando los fragmentos no emitan neutrones.

En un experimento de fisión inducida por neutrones térmicos de los núcleos ^{235}U y ^{238}U se han colocado detectores a las distancias de 49 y 36 cms del blanco, respectivamente [3,4]. Puede mostrarse que, en la ventana de 1 MeV de ancho a la altura de $E_1 = 12$ MeV los valores de ΔT correspondientes a masas vecinas de los fragmentos livianos más probables se diferencian de aproximadamente 650 ps. El resultado experimental sobre el espectro de ΔT presenta picos con un ancho a la altura media de 300 ps y separados entre sí por la distancia calculada con la fórmula (1). Este hecho es un indicio que los fragmentos cuyas energías caen dentro de la ventana señalada no han emitido neutrones. En este caso el valor de E_1 es la energía cinética de los fragmentos primarios.

Para determinar los valores de M_2 / M_1 sobre el espectro de ΔT se usa el método convencional con los valores de la energía cinética de los fragmentos mediante la relación [6].

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{E_2}{E_1} \quad (2)$$

o se identifica los valores $\Delta T = 0$ correspondiente a

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{L_2}{L_1} \quad (3)$$

Los valores de la energía cinética total de los fragmentos (EK) obtenida en función de la masa de los fragmentos livianos son representados en la Fig. 1. Observamos sobre esta figura que la función EK (M_1) no presenta efectos par-impar lo que implica que se ha producido ruptura de pareja de nucleones [3,4]. Por otro lado la curva EK (M_1) presenta oscilaciones moduladas respecto a su tendencia. Estas oscilaciones serán interpretadas en base al "Modelo de las Configuraciones más compactas" [4].

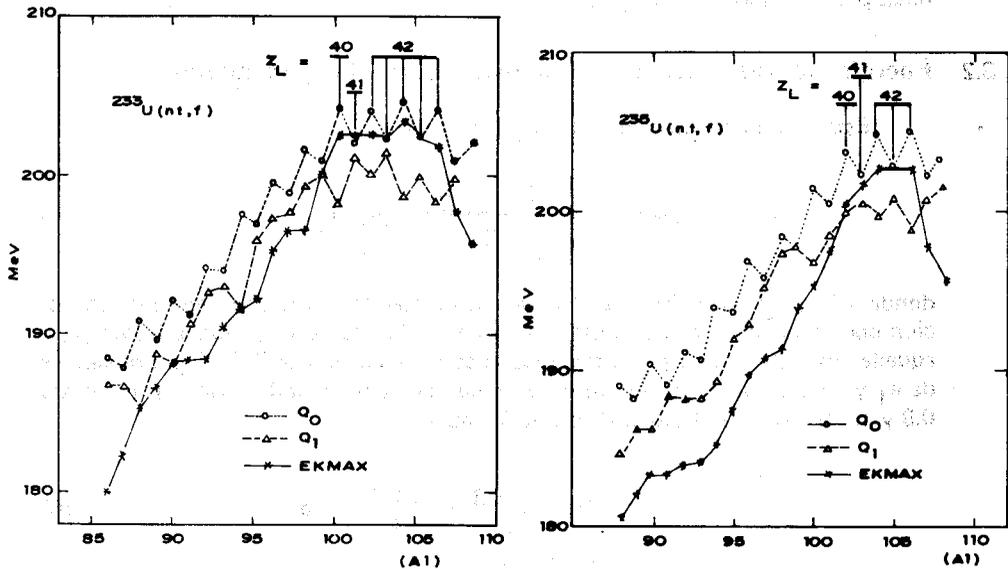


FIG. 1. Comparación del valor máxima de la energía cinética total de los fragmentos con los valores más elevados de la energía disponible (Q_0, Q_1) en función de la masa de los fragmentos livianos. Se indican valores de algunas cargas correspondientes a Q_0 en la región $A_1 = 100$

3. INTERPRETACION DE RESULTADOS EXPERIMENTALES

Los fragmentos complementarios de masas A_1 y A_2 de cargas Z_1 y Z_2 tienen una energía disponible $Q(A_1, Z_1, A_2, Z_2)$ que es calculada a partir de la tabla de masas de GARVEY y COLS [7]. Supongamos que en el punto de escisión la energía de excitación de los fragmentos está comprometida únicamente en la deformación y que la energía de interacción coulombiana entre los dos fragmentos toma su valor máximo (ECMAX). Entonces podemos escribir la ecuación:

$$ECMAX + (ED_1 + ED_2)_{MIN} + Q(A_1, Z_1, A_2, Z_2) \quad (4)$$

donde ED_1 y ED_2 son los valores de las energías de deformación de los fragmentos 1 y 2, respectivamente (MIN significa valor mínimo).

A partir de la ecuación (4) se obtiene el valor de EC_{MAX} . La energía cinética total después de la separación coulombiana será igual a EC_{MAX} siempre que no haya emisión de neutrones.

3.1 Energía de Deformación de los Fragmentos

En las configuraciones más compactas las deformaciones de los fragmentos serán considerados elipsoidales. Para calcular las energías de deformación se usa las prescripciones de STRUTINSKY [8,9] sobre el modelo de la gota líquida de MYERS y SWIATECKY [10]. Las correcciones de capas son calculadas a partir del modelo de NILSSON [11,12] y las correcciones de apareamiento son obtenidas por el método B.C.S. [13].

3.2 Energía de Interacción Coulombiana entre los Fragmentos

Esta ha sido calculada a partir de la fórmula

$$EC_{MAX} = \frac{Z_1 \times Z_2}{D} f(e_1, e_2) \quad (5)$$

donde $f(e_1, e_2)$ es un factor de forma, representando la diferencia entre la interacción coulombiana de dos esferoides de excentricidades e_1 y e_2 , respectivamente, y aquella entre dos cargas puntuales separadas de una distancia D [14]. Los valores de e_1 y e_2 son escogidos dentro de un rango que corresponde a valores de f entre 0.9 y 1. La distancia D está dada por la fórmula

$$D = 1.249 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + d \quad (6)$$

donde d es la distancia mínima entre las superficies de los fragmentos. Los resultados experimentales de E_{KMAX} (A_1) están en un buen acuerdo con los valores calculados cuando

$$d = (2 \pm 0.1) \text{ fms} \quad (7)$$

3.3 Cálculo de las Configuraciones más compactas

Para cada fragmentación ($A_1, Z_1; A_2, Z_2$) de los sistemas ^{234}U y ^{236}U hemos calculado la superficie de energía potencial total.

$$E_p = EC + ED_1 + ED_2 \quad (8)$$

en función de los parámetros de deformación de NILSSON ϵ_1 y ϵ_2 . Sobre esta superficie limitada por el valor Q se identificó la pareja (ϵ_1, ϵ_2) que produce el valor máximo de EC .

En la Fig. 2a mostramos el ejemplo de la pareja de fragmentos ($^{104}_{42}\text{Mo}$, $^{130}_{50}\text{Sn}$) de la fisión de ^{234}U , puede observarse que: $EC_{MAX} = 204 \text{ MeV}$ para $\epsilon_1 = 0.3$ y $\epsilon_2 = 0$. En la Fig. 2b presentamos el ejemplo de la pareja de fragmentos ($^{96}_{36}\text{Kr}$, $^{138}_{54}\text{Xe}$); la energía coulombiana máxima de 196.5 MeV ; este valor no puede ser obtenido por los dos fragmentos en sus estados fundamentales puesto que la energía de deformación total es de 3 MeV . Así, uno de los fragmentos debe tener energía de deformación para lograr la configuración más compacta.

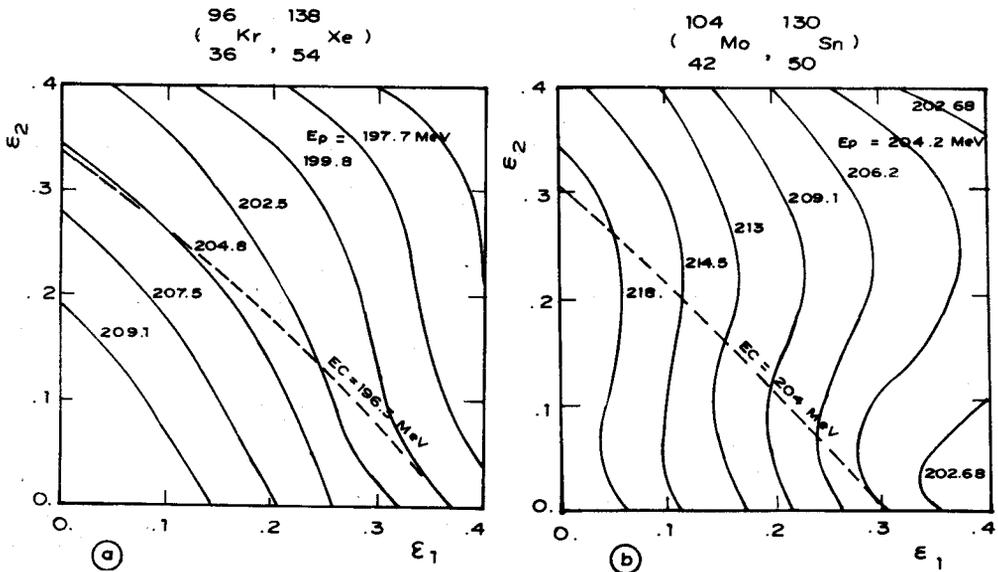


FIG. 2. Superficies de energía potencial para una configuración de escisión de los dos fragmentos deformados elipsoidales (ϵ_1, ϵ_2), la distancia d es de 2 fermis.

En las configuraciones más compactas obtenidas en nuestros cálculos resulta siempre al menos un fragmento prolato. En algunos casos la forma prolata necesita energía, razón por la cual, a partir de la fórmula (4) se obtiene $EC_{MAX} < Q$. Los valores de EC_{MAX} en función de M_1 obtenidos son presentados en las Figs. 3a y 3b para los núcleos ^{234}U y ^{236}U , respectivamente. Puesto que en el punto de escisión las configuraciones más compactas corresponden a la energía cinética nula de los fragmentos, después de la interacción coulombiana se obtendrá $EK_{MAX} = EC_{MAX}$. Sobre las Figs. 3a y 3b presentamos ambos valores en función de M_1 para los núcleos fisionables señalados.

Debemos hacer notar que los efectos par-impar sobre EC_{MAX} en la región $A_1 \cong 102$ no son obtenidos experimentalmente sobre EK_{MAX} . Este hecho es interpretado como un indicio que existe parejas rotas de nucleones tanto en las fragmentaciones de masas pares y en aquellas de masas impares [3,4].

Sin embargo las oscilaciones con período de aproximadamente 5 u.m.a. respecto a su tendencia, de EK_{MAX} , son reproducidas por los valores de $EC_{MAX}(M_1)$.

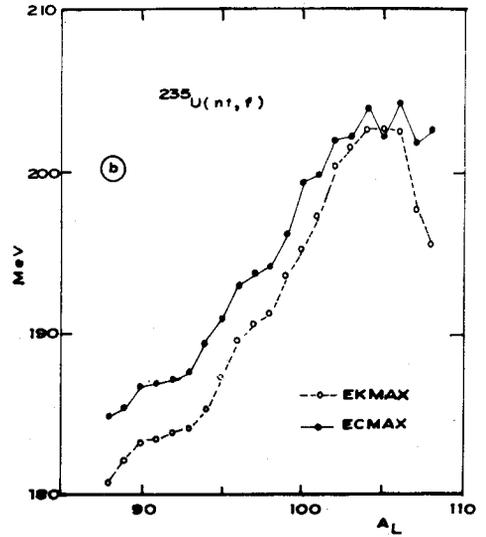
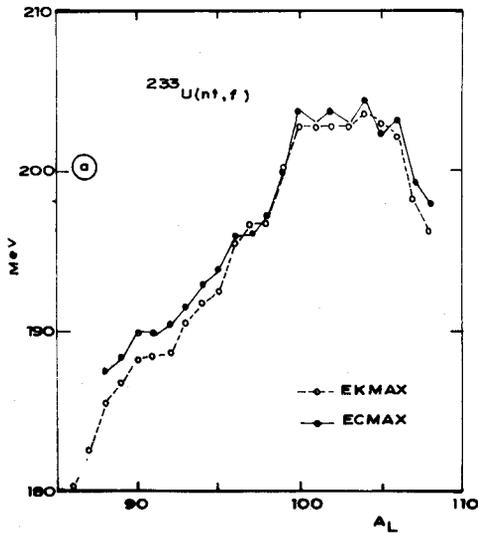


FIG. 3. Comparación de valores experimentales de la energía cinética total máxima (EKMAX) y de la energía coulombiana de interacción (calculada para la configuración más compacta) en función de la masa del fragmento liviano.

4. CONCLUSION

Los valores máximos de la energía cinética total en función de la masa de los fragmentos de la fisión inducida por neutrones térmicos de los núcleos ^{233}U y ^{235}U , obtenidos experimentalmente, fueron reproducidos por los valores calculados a partir de un modelo en el que se hacen dos hipótesis: i) en el proceso de fisión siempre existe la ruptura de al menos una pareja de nucleones; ii) las configuraciones más compactas posibles dentro del espacio de deformaciones es alcanzada por el sistema fisionable en el punto de escisión.

REFERENCIAS

- (1) W. NOREMBERG, Procc. of Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Viena 1969 (IAEA, Viena, 1970) p. 51.
- (2) B. D. WILKINS, E. P. STEINBERG y R. R. CHASMAN, Phys. Rev. C. 14, 5 (1976). 1932.
- (3) C. SIGNARBIEUX, M. MONTOYA, M. RIBRAG, G. MAZUR, C. GUET, P. PERRIN y M. MAUREL, Journal Phys. Lettres 42 (1981) 1-437.

- (4) M. MONTOYA, tesis, Université Paris XI, París 1981.
 - (5) C. GUET, M. ASGHAL, P. PERRIN y C. SIGNARBIEUX, Nucl. Instrum. Methods 150 (1978) 189.
 - (6) H. W. SCHMITT, W. M. GIBSON, J. H. NEILER, F. C. WALTER y T. D. THOMPSON, Procc. Symp. (IAEA, Viena, 1965) Vol. 1, p. 531.
 - (7) C. T. GARVEY, W. J. GERACE, R. L. JAFFE, I. TALMI, M. KELSON, Rev. Mod. Phys. Parte II (1969) 414.
 - (8) V. STRUTINSKY, Nucl. Phys. A95 (1967) 420.
 - (9) V. STRUTINSKY, Nucl. Phys. A112 (1968) 1.
 - (10) N. D. NYERS y W. S. SWIATECKY, Nucl. Phys. 81 (1966).
 - (11) S. G. NILLSON, C. T. TSANG, P. MOLLER y B. NILSSON, Nucl. Phys. A131 (1969) 1.
 - (12) P. QUENTIN y R. BABINET, Nucl. Phys. A156 (1970) 365.
 - (13) D. K. BES, Mat. Fys. Medd 332 (1961).
 - (14) S. COHEN y W. J. SWIATECKY, Ann. Phys. (N.Y.) 55 (1970) 395.
-

Configuraciones compactas de Escision de los nucleos de U-234 y U-236 por Modesto Montoya se distribuye bajo una Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-SinDerivar 4.0 Internacional. Basada en una obra en Informe Nuclear Tomo I, No. 1 p. 5-11.