

Ruptura de parejas y efectos coulombianos en la fisión fría de las reacciones

$^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ y $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$

Pair breaking and coulomb effects in cold fission reactions from

$^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ y $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$

Modesto Montoya

Instituto Peruano de Energía Nuclear, Canadá 1470, San Borja, Lima, Perú

Facultad de Ciencias, Universidad Nacional de Ingeniería, Av. Túpac Amaru 210, Rímac, Lima, Perú

Resumen

En este trabajo se muestra los efectos de la ruptura de parejas de nucleones y de la interacción electrostática entre fragmentos sobre la distribución de masa y energía cinética en la fisión fría de la fisión de ^{233}U , ^{235}U y ^{239}Pu inducida por neutrones térmicos. El proceso de fisión termina en el punto de escisión, cuando se forman los fragmentos complementarios 1 y 2, con masas A_1 y A_2 . Luego, esos fragmentos se alejan entre sí y adquieren energías cinéticas E_1 y E_2 . Los fragmentos emiten n_1 y n_2 ; llegando a los detectores con masas m_1 ($= A_1 - n_1$) y m_2 ($= A_2 - n_2$) y valores de energía cinética de e_1 ($\cong E_1[-n_1/A_1]$) y e_2 ($\cong E_2[1 - n_2/A_2]$), respectivamente. Como consecuencia de ello, en regiones donde el promedio de E , en función de A , varía abruptamente, el ancho de la distribución de e , en función de m , será mucho mayor que lo fue para para la distribución de E en función de A . Por otro lado, la emisión de neutrones erosiona los efectos par-impar sobre la distribución de número de neutrones (δN) de los fragmentos, definido como la diferencia de rendimientos relativos de los fragmentos con N par (N_p) y N impar (N_i), respectivamente. En consecuencia, la emisión de neutrones también erosiona el efecto par-impar sobre la distribución de masas de los fragmentos (δA). Para evitar estas perturbaciones, se estudia la fisión fría, i.e. fisión sin emisión de neutrones. Se selecciona ventanas de energía cinética total (TE) cercanas al valor máximo de la energía disponible (Q), las que corresponden a bajos valores de energía de excitación total. Contrario a lo que se esperaba, en estas ventanas de energía cinética se observa un débil efecto par-impar sobre la distribución de masa de fragmentos. Sin embargo, este resultado no es incompatible con un alto efecto par-impar sobre la distribución de cargas o sobre la distribución del número de neutrones. Por otro lado, en la fisión fría se observa que el valor mínimo de la energía cinética total (X) que alcanzan los fragmentos, en función de la masa, está correlacionada con el "exceso de energía electrostática" definido como la diferencia entre la energía de interacción electrostática de los fragmentos complementarios (asumidos esféricos) en el punto de escisión y la energía disponible de la reacción. Esta correlación explica también las fluctuaciones de la energía cinética máxima en función de la masa. El efecto crece con la asimetría de las fragmentaciones de carga. En suma, los datos experimentales sobre la fisión fría sugieren que las configuraciones de escisión exploran todas las posibilidades que permite la energía disponible para la fisión.

Descriptores: uranio 233 234 plutonio 239 cold fission

Abstract

This paper shows pair breaking and electrostatic (Coulomb) interaction effects on the distribution of mass and kinetic energy in cold fission of ^{233}U , ^{235}U and ^{239}Pu thermal neutron induced. The fission process ends at the scission point, when the complementary fragments 1 and 2, having masses A_1 and A_2 are formed. Then those

fragments goes away each other and acquire kinetic energies E_1 y E_2 , reaching the detectors after emission of n_1 y n_2 neutrons, having masses $m_1 (= A_1 - n_1)$, $m_2 (= A_2 - n_2)$ and kinetic energies $e_1 (= E_1[1 - n_1/A_1])$, $e_2 (= E_2[1 - n_2/A_2])$, respectively. As a result, in regions where the average of E varies abruptly as a function of A , the distribution of e will be wider than it was for the distribution of E as a function of A . Furthermore, the emission of neutrons erodes odd-even effects on the distribution of neutron number (δN), defined as the difference between the relative yields of fragments with even N (N_e) and odd N (N_o), respectively. Neutron emission, consequently, also erodes the odd-even effect on the mass distribution of the fragments (δA). To avoid these disturbances, cold fission, i.e. with no neutron emission, is studied. Windows with total kinetic energy (TE) close to the maximum available energy (Q), corresponding to low total excitation energy, are selected. Contrary to expected, for that excitation energy region, a weak even-odd effect is observed. This result is not incompatible with a strong odd-even effect on the charge distribution or neutron number distribution. Moreover, in cold fission, the minimum value of total excitation energy (X), as a function of A , is correlated with the "Coulomb energy excess" defined as the difference between the energy electrostatic interaction of the complementary fragments (assumed spherical) in the scission point and the available energy of the reaction. This also explains correlation fluctuations in the maximum kinetic energy as a function of the mass. This effect increases with the asymmetry of the charge fragmentations. In sum, the experimental data on cold fission suggest that scission configurations explore all the possibilities available energy for fission.

Keywords: uranium 233 235 plutonium 239 cold fission

Introducción

Entre las propiedades más estudiadas de la fisión nuclear está la distribución de masa, carga y energía cinética de los fragmentos. Sin embargo R. Brissot *et al.* [1] mostraron que la emisión de neutrones por los fragmentos, antes de llegar a los detectores, genera una estructura en la distribución de energía cinética y de masa de los fragmentos finales, inexistente en la distribución correspondiente a los fragmentos primarios. La emisión de neutrones también erosiona los efectos par-impar sobre la distribución del número de neutrones y, en consecuencia, sobre la distribución de masa de los fragmentos. Por estas razones se empezó a estudiar la fisión fría, correspondiente a regiones de elevada energía cinética en las que los fragmentos no emiten neutrones. En este trabajo se interpreta los resultados sobre distribuciones de masa y energía cinética, así como los efectos par-impar en las distribuciones de masa y carga en regiones de fisión fría en las reacciones $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ y $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$, respectivamente.

Efectos de la emisión de neutrones en la medición de distribuciones de masa y energía

Supongamos que los fragmentos primarios complementarios de fisión tienen las masas A_1 y

A_2 , las cargas Z_1 y Z_2 y los valores de energía cinética E_1 y E_2 , respectivamente. Debido a la conservación de cantidad de movimiento lineal, entre estos valores existe la siguiente relación:

$$A_1 E_1 = A_2 E_2.$$

Luego de la emisión de neutrones, los fragmentos complementarios 1 y 2 terminarán con los números másicos

$$m_1 = A_1 - n_1$$

y

$$m_2 = A_2 - n_2,$$

donde n_1 y n_2 son los números de neutrones emitidos por los fragmentos 1 y 2, respectivamente. Los correspondientes valores de la energía cinética final de los fragmentos serán:

$$e_1 \cong E_1 \left(1 - \frac{n_1}{A_1}\right),$$

y

$$e_2 \cong E_2 \left(1 - \frac{n_2}{A_2}\right).$$

Cuando sólo se detecta uno de los fragmentos, que es lo que ocurre en el espectrómetro Lohengrin del ILL de Grenoble [1], se obvia el uso

de subíndices. Para un determinado valor de la masa primaria (A) de los fragmentos se tiene una distribución de energía cinética (E), caracterizada por un valor promedio $\bar{E}(A)$ y una desviación estándar $\sigma_E(A)$. En forma similar, la distribución de los valores de energía cinética en función de la masa de los fragmentos después de la emisión de neutrones es definida por el valor promedio $\bar{e}(m)$ y la desviación estándar $\sigma_e(m)$.

R. Brissot *et al.* midieron los valores de $\bar{e}(m)$ y $\sigma_e(m)$ para $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$. Ellos usaron el espectrómetro Lohengrin en el reactor de alto flujo HFR del Instituto Laue Langevin (ILL) de Grenoble. La curva $\sigma_e(m)$ presentó un ensanchamiento para la masa alrededor de $m = 110$, tal como había resultado en una simulación Monte Carlo realizada antes de que se llevara a cabo el experimento. En esta simulación se mostró que el ensanchamiento en la distribución de energía cinética es efecto de la emisión de neutrones. Para cada valor de m , la distribución de e es resultado de la superposición de distribuciones de energía cinética correspondientes a fragmentos con varios valores de A , mayores o iguales que m [1].

En la región de m entre 106 y 112, el valor de \bar{e} cae abruptamente con el aumento m , alrededor de 4 MeV por u.m.a. Supongamos que el comportamiento para \bar{E} es similar al de \bar{e} y que $\sigma_E(A)$ es 5 MeV para valores de A entre 106 y 112. Entonces, la energía cinética de los fragmentos con $A = 112$ es, en promedio, 8 MeV menor que la energía cinética de los fragmentos con $A = 110$. Por otro lado, un fragmento con $A = 110$ que no emite neutrones tienen valores altos de E en su distribución primaria; y un fragmentos con $A = 112$ que emite 2 neutrones tienen valores bajos de E en su distribución primaria, cuyo promedio ya es 8 MeV menor que el promedio de E para los fragmentos con $A = 110$. Ambos fragmentos, con masas iniciales 110 y 112, respectivamente, con valores de E con diferencia en promedio de por lo menos 8 MeV, llegan con $m = 110$. La superposición de estos valores E en la distribución para $m = 110$ contribuye con el ensanchamiento de $\sigma_e(m)$ para $m = 110$.

D. Belhafaf *et al.* [2], repitiendo el experimento sobre la reacción $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ de R. Brissot *et al.* [1], encontraron un ensanchamiento de la distribución de e en torno $m = 126$. Para la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, estos autores encontraron un ensanchamiento de la distribución de e en torno a $m = 124$. Las simulaciones que hicieron no reprodujeron esos resultados experimentales [2]. Por otro lado, H. Faust *et al.* [3], usando modelos teóricos para la dinámica de la fisión, calcularon la distribución de E en función de A para la fisión del ^{233}U , pero no lo hicieron en torno a $A = 124$. Así, los resultados experimentales de Belhafaf *et al.* no fueron confrontados con los cálculos teóricos de esos autores.

Los mencionados resultados experimentales D. Belhafaf fueron reproducidos por la simulación Monte Carlo de M. Montoya *et al.* [4, 5], quienes mostraron que los mencionados ensanchamientos en la distribución de e son generados por la superposición de distribuciones de los valores de E de fragmentos con valores de A igual o mayores que m . Por ejemplo, en el caso de $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, el valor de \bar{e} decrece de 88 MeV para $m = 125$, a 84 MeV para $m = 126$, cuando la tendencia en esta región es de crecimiento de \bar{e} en función de m [2]. Ver Fig. 1. En otras palabras, entre las masas finales 125 y 126, hay una variación abrupta de \bar{e} , en sentido contrario a la tendencia en el entorno de esas masas. Es razonable suponer que hay también una variación similar de \bar{E} en un intervalo en torno a la masa primaria A en la región de masas vecinas mayores que 126. La superposición de distribuciones de E correspondientes a masas primarias igual o mayores que 126, con significativamente diferentes promedios, contribuye con el ensanchamiento de la distribución de e para $m = 126$.

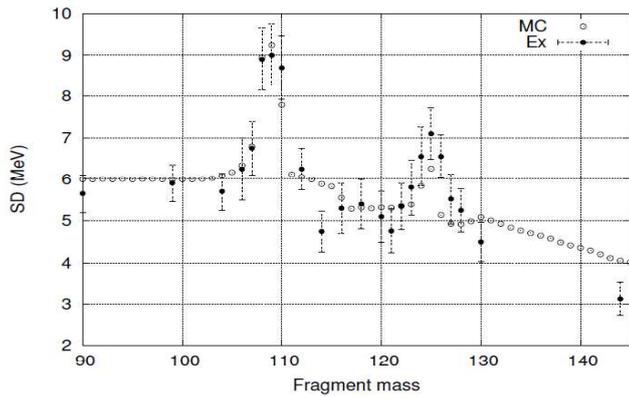


Fig. 1: Resultados experimentales de Brissot *et al* [1] y de simulación Monte Carlo [4 y 5] sobre desviación estándar de la distribución de energía cinética en función de la masa de los fragmentos de la reacción $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$. Ver texto.

Emisión de neutrones y efectos par-impar en la fisión fría

El efecto par-impar en la distribución de masas de los fragmentos (δA) está definido por la siguiente relación:

$$\delta A = \frac{Y_{A_p} - Y_{A_i}}{Y_{A_p} + Y_{A_i}}$$

donde Y_{A_p} e Y_{A_i} son los rendimientos fragmentos con masas par e impar, respectivamente.

En forma similar, se define el efecto par-impar en la distribución del número de neutrones (δN) y en la de protones (δZ), respectivamente.

Entre otras consecuencias, la emisión de neutrones erosiona el efecto par-impar sobre la distribución del número de neutrones y, por lo tanto, erosiona también el efecto par-impar sobre la distribución de masa de los fragmentos de fisión.

Los efectos par-impar en la distribución de carga de los fragmentos de la fisión a baja energía, previamente encontrados por A.L. Wahl *et al.* [6] Y G. Mariolopoulos *et al.* [7], sugerían que, para los ventanas de valores altos de energía cinética, donde no hay emisión de neutrones, se tendría

efectos par-impar más evidentes en la distribución de masa de los fragmentos.

Para estudiar las distribuciones de masa no perturbadas por la emisión de neutrones, C. Signarbieux *et al.* escogieron ventanas de alto valor de energía cinética de los fragmentos, en las reacciones $^{233}\text{U}(n_{th}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ Y $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$. El número de eventos analizados fueron 1.5×10^6 , 3×10^6 y 3.2×10^6 , respectivamente. Estos autores usaron el método de la diferencia de tiempo de vuelo de los fragmentos para llegar a detectores sólidos, con los que se mide la energía cinética. La separación de masas con el método de tiempo de vuelo de los fragmentos fue la prueba de que no hubo emisión de neutrones. El experimento se realizó en el reactor HFR del ILL de Grenoble [8,9].

En esta región de fisión fría no se encontraron efectos par-impar tan evidentes como se esperaba en la distribución de masa para ventanas de altos valores de energía cinética de los fragmentos, salvo para valores cercanos al valor máximo de la energía cinética en función de la masa de los fragmentos.

Vamos a mostrar que la ruptura de parejas de nucleones no implica ausencia de efectos par-impar en la distribución de protones o de neutrones. Para cada masa A , definamos como Z_0 , la carga correspondiente a las fragmentaciones con el mayor valor de energía disponible (Q). Supongamos que se produce ruptura de parejas de nucleones, pero que los fragmentos que alcanzan los valores máximos de energía cinética son los que tienen las cargas Z_0 .

Para la reacción $^{233}\text{U}(n_{th}, f)$, en la ventana de energía cinética de fragmento liviano E entre 113.5 y 114.5 MeV, se tiene la distribución de masa mostrada en la Fig. 2 [9], de la que se calcula $\delta A = 32.18\%$, mientras que Clerc *et al.* [10], para $E = 114.1$ MeV, obtuvieron la distribución de masa mostrada en la Fig. 3, de la que se calcula $\delta A = 30.14 \%$. Si asumimos que las cargas corresponden a Z_0 , entonces se tendrá $\delta Z = 66.6\%$ y $\delta N = 33.3\%$. Este resultado es coherente con la

proyección de los valores obtenidos por U. Quade *et al.* [11] para ventanas de menor energía cinética, como se muestra en las Fig. 4 y 5.

Ref. 11, excepto el más elevado que corresponde a este trabajo. Ver texto.

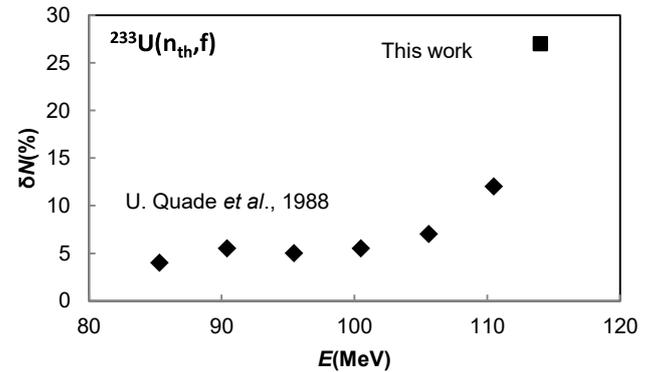
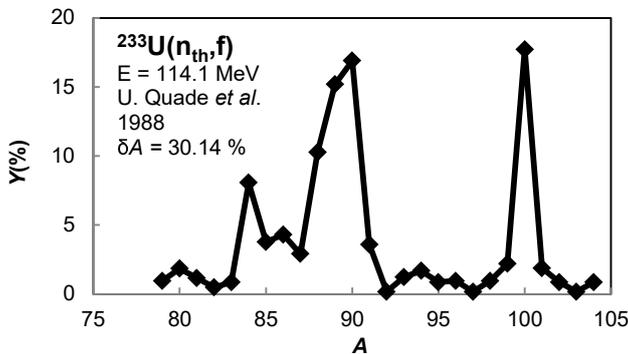


Fig. 2: Distribución de masa en la ventana $E = 114.1$ MeV para la fisión fría en la reacción $^{233}\text{U}(n_{th}, f)$. Tomada de la Ref. 10. De esta figura calculamos $\delta A = 30.14\%$. Ver texto.

Fig. 5: Efectos par-impar en la distribución neutrones en la reacción $^{233}\text{U}(n_{th}, f)$ en función de la energía cinética E . Los valores son tomados de la Ref. 11, excepto el más elevado que corresponde a este trabajo. Ver texto.

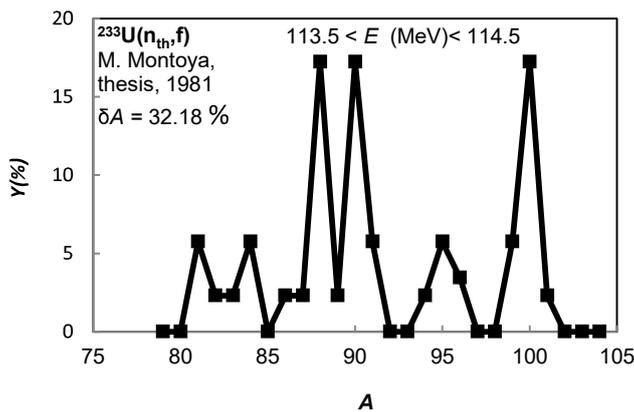


Fig. 3: Distribución de masa en la ventana $113.5 < E < 114.5$ MeV en la reacción $^{233}\text{U}(n_{th}, f)$. Tomada de la Ref. 9. Ver texto. De esta figura calculamos $\delta A = 32.18\%$. Ver texto.

Si tomamos los fragmentos correspondientes a valores de energía cinética total (TE) mayores que 204 MeV, solo sobrevive el ^{104}Mo ($Z = 42$, $N = 62$) [9]; en cuyo caso $\delta A = 1$.

Para la reacción $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$, en la ventana E entre 114.5 y 113.5 MeV, se tiene la distribución de masas mostrada en la Fig. 6, de la que se calcula $\delta A = 15.3\%$. Para $E = 113.7$ MeV, W. Lang *et al* obtuvieron la distribución de masas mostrada en la Fig. 7, de la que se calcula $\delta A \cong 23.82\%$. Para $E = 108$ MeV. W. Lang *et al.* obtienen $\delta A \cong 0$, $\delta Z \cong 35\%$ y $\delta N \cong 8\%$ [12]. Si asumimos que las cargas corresponden a Z_0 , entonces se tendrá $\delta Z = 66.6\%$ y $\delta N = 33.3\%$, valores coherentes con la proyección de los valores obtenidos por W. Lang *et al.* para ventanas de menores valores de energía cinética. Ver Figs. 8 y 9.

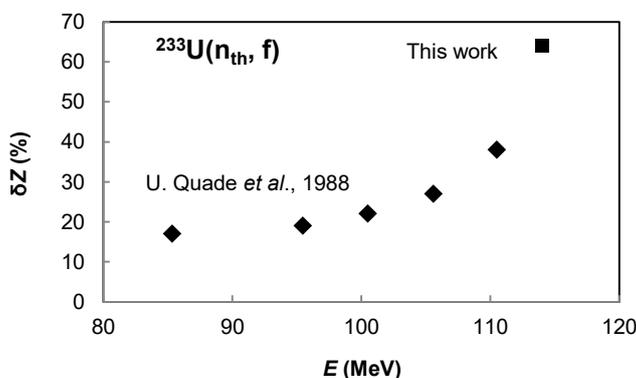


Fig. 4: Efectos par-impar en la distribución protones en la reacción $^{233}\text{U}(n_{th}, f)$ en función de la energía cinética E . Los valores son tomados de la

Si tomamos las fragmentaciones correspondientes a $TE > 203$ MeV, encontramos las masas entre 104 y 106, con 16 fragmentaciones con masa par 8 con masa impar [9], de lo que calcula $\delta A = 0.3$. Para $TE > 200$ MeV, J.Trochon *et al.* [14] obtuvieron distribuciones de masa y carga de las que se obtiene, aproximadamente, $\delta A \cong 0.2$; $\delta Z \cong 0.6$ y $\delta N \cong 0.6$.

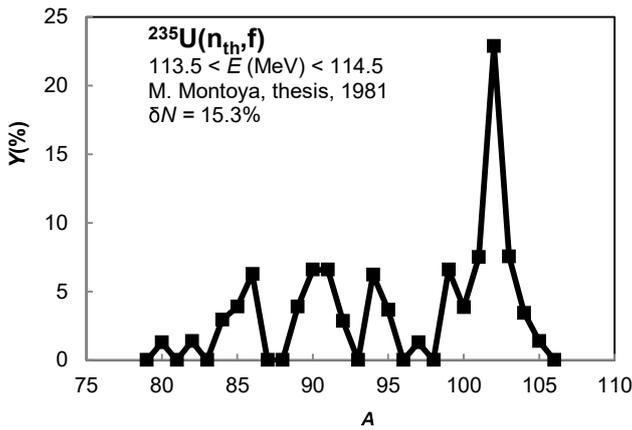


Fig. 6: Distribución de masa en la ventana 113.5 < E < 114.5 MeV en la reacción $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$. Tomada de la Ref. 9. De esta figura calculamos $\delta A = 15.3\%$. Ver texto.

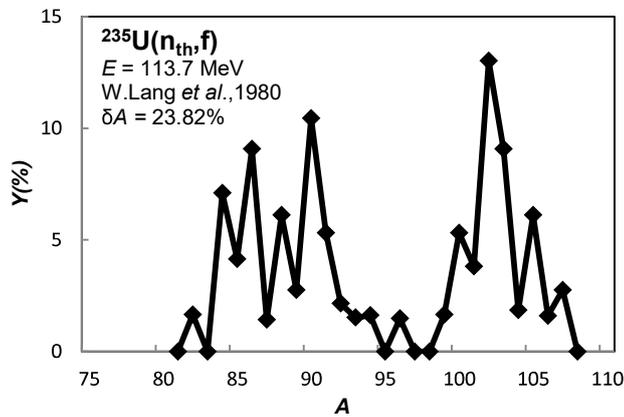


Fig. 7: Distribución de masa para E = 114.5 MeV en la reacción $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$. Tomada de la Ref. 12. De esta figura calculamos $\delta A = 23.82\%$. Ver texto.

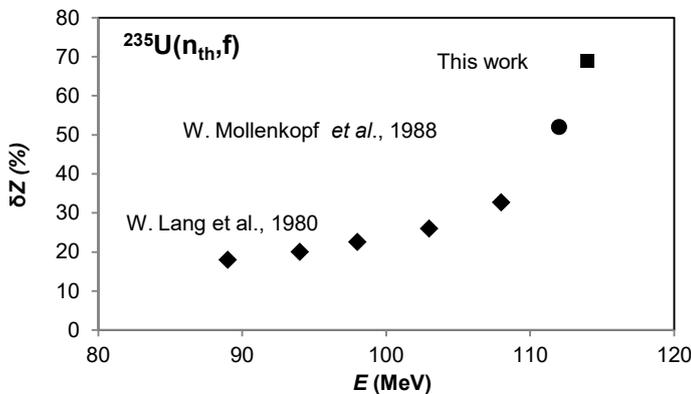


Fig. 8: Efectos par-impar en la distribución protones en la reacción $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$. Tomada de la Ref. 12 y 13, excepto el más elevado que corresponde a este trabajo. Ver texto.

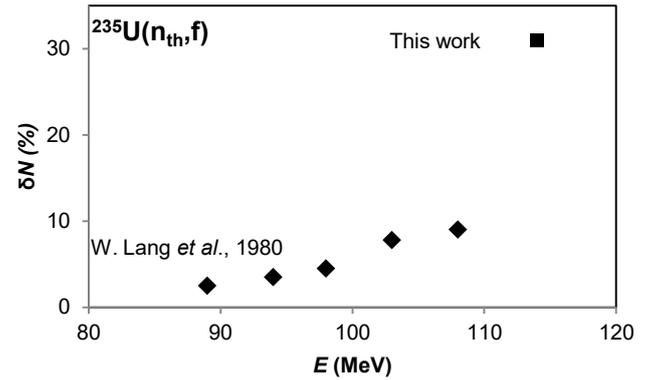


Fig. 9: Efectos par-impar en la distribución neutrones en la reacción $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$. Tomada de la Ref. 12. Los valores son tomados de la Ref. 11, excepto el más elevado que corresponde a este trabajo. Ver texto.

Para la reacción $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$, para E = 112 MeV, C. Schmitt *et al.* obtienen la distribución mostrada en la 10, de la que se calcula $\delta A \cong 3.7\%$. Para esa energía obtienen también $\delta Z \cong 15\%$ and $\delta N \cong 10\%$ [15]. Para E > 119 MeV, se obtiene la distribución de masa mostrada en la Fig. 10, de la que se calcula $\delta A = 7.6\%$. Las masas que sobresalen en rendimiento son 84, 89, 96, 100 y 106. Si asumimos que para E > 119 MeV, las cargas corresponden a Z₀, entonces se tendrá $\delta Z = 66.6\%$ y $\delta N = 33.3\%$, que es la proyección de los valores obtenidos por C. Schmitt *et al.* para ventanas más bajas de energía cinética. Ver Fig. 12 y 13.

Para TE > 210 MeV, se tiene masas entre 104 y 107, con el mayor rendimiento para la masa 106.

Para ventanas de menores valores de energía cinética, $\delta A = 0$. Este resultado no implica que δZ y δN sean nulos. Si se asume, por ejemplo, que siempre hay la ruptura de una pareja de nucleones, y no más que una (la que puede ser de protones o de neutrones) se deduce la relación

$$1 + \delta A = \delta N + \delta Z.$$

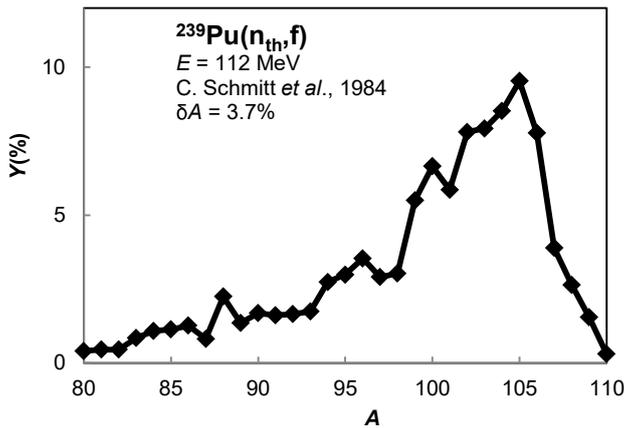


Fig. 10: Distribución de masa para $E = 112 \text{ MeV}$ en la reacción $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$. Tomada de la Ref. 15. De esta figura calculamos $\delta A = 3.7\%$. Ver texto.

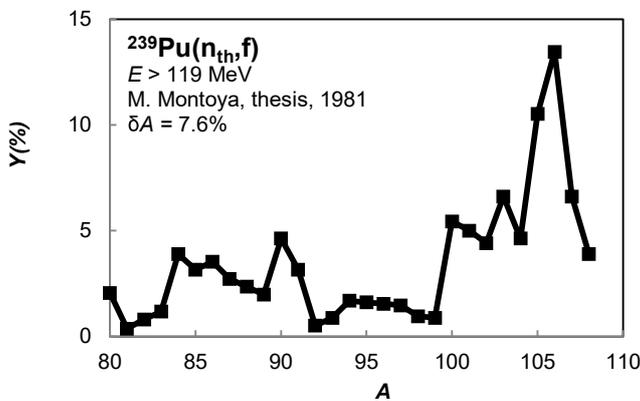


Fig. 11: Distribución de masa para $E > 119 \text{ MeV}$ en la reacción $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$. Tomada de la Ref. 9. De esta figura calculamos $\delta A = 7.6\%$. Ver texto.

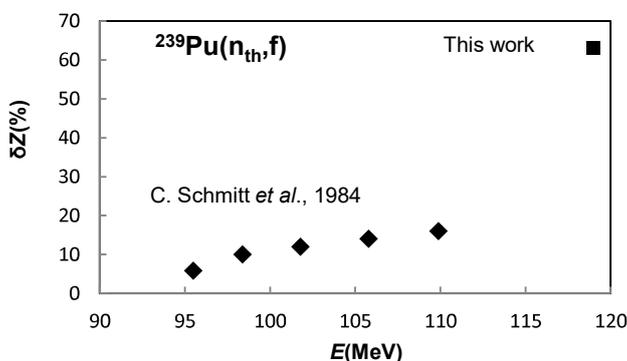


Fig. 12: Efectos par-impar en la distribución protones en la reacción $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$. Tomada de la Ref. 15, excepto el más elevado que corresponde a este trabajo. Ver texto.

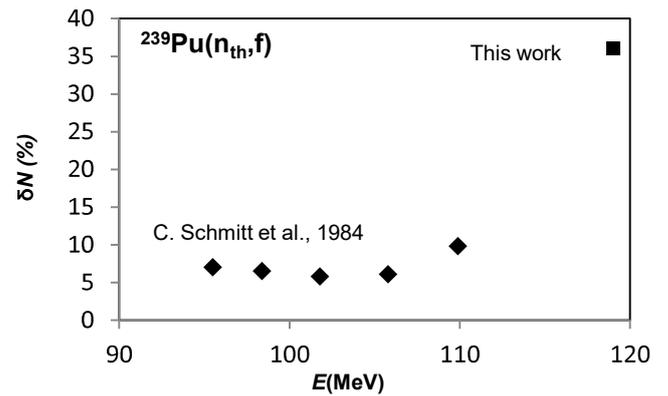


Fig. 13: Efectos par-impar en la distribución neutrones en la reacción $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$. Tomada de la Ref. 15, excepto el más elevado que corresponde a este trabajo. Ver texto.

Esta relación fue obtenida de un análisis combinatorio de ruptura de parejas de nucleones [9]. H. Nifenecker [16] desarrolló otro modelo combinatorio que también llega a ese resultado.

Efectos de capas y efectos coulombianos en la fisión fría

En la distribución de masa y energía cinética de fragmentos de la región de fisión fría de las reacciones $^{233}\text{U}(n_{th}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ y $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$ se observó efectos de capas y efectos llamados coulombianos, previa a cuya descripción definiremos algunas cantidades pertinentes.

Para analizar los mencionados efectos, definimos primero la función suavizada del valor máximo de Q (\tilde{Q}), como una función lineal formada tomando la masa más liviana y la masa para la cual termina la tendencia lineal de Q . Luego se suaviza siguiendo la tendencia de Q para las masas transicionales.

Para cada pareja de fragmentos complementarios correspondientes las cargas Z_0 calculamos la energía de interacción electrostática (C) en una configuración de escisión, asumiéndolos esféricos con superficies separadas por 2 fm. El resultado es otra función escalera dependiente de masa.

De los datos experimentales, para cada valor de A , se calcula el valor máximo de la energía cinética total (K), definido como el umbral sobre el cual hay

10 eventos de fisión, en función de la masa del fragmento liviano.

Ahora definimos el exceso suavizado de energía electrostática mediante la relación siguiente:

$$\delta C = C - \tilde{Q},$$

y los valores suavizados de la energía de excitación mínima, en función de A , son definidos por la relación

$$X = \tilde{Q} - K.$$

Para la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, los valores de C , K y \tilde{Q} son graficados en la Fig. 14.

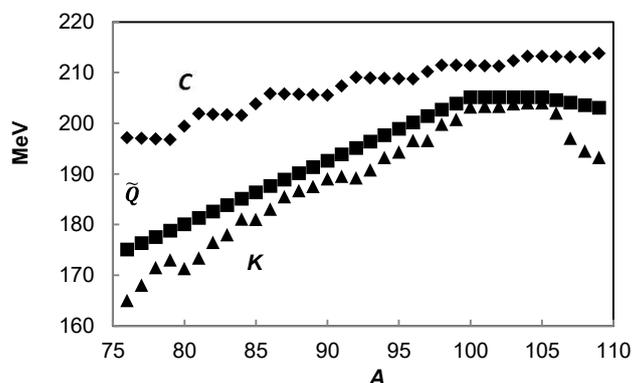


Fig. 14: Energía de interacción electrostática entre fragmentos complementarios, considerados esféricos (C) separados por 2 fm, en el punto de escisión; curva suavizada de los valores máximos de la energía disponible (\tilde{Q}); y valores máximos de la energía cinética total (K), para la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$. Ver texto.

Las mediciones sobre las reacciones $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ y $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ muestran resultados que son interpretados como efectos de la variación de la energía de interacción electrostática entre fragmentos al cambiar por una unidad la carga de uno de los fragmentos [17, 18].

Existe una correlación entre los valores suavizados del exceso de energía electrostática (δC) y los valores suavizados de energía de excitación mínima X . Este resultado sugiere que, a mayor exceso de energía electrostática, mayor será la deformación de los fragmentos que deben tener los

fragmentos en la escisión, lo que conllevará un mayor valor de X y, por lo tanto, un menor valor de K .

Para valores de A entre 78 y 100 en la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$; entre 80 y 102, en la reacción $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, y entre 90 y 108 para la reacción $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$, tanto δC como X son decrecientes en función de A .

Como se muestra en la Fig. 15, en la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, los mayores

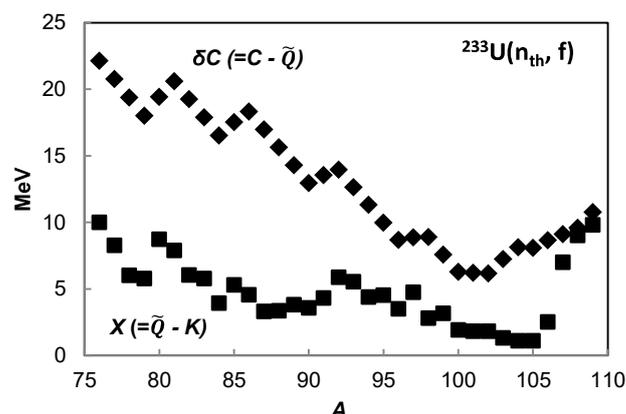


Fig. 15: Curvas suavizadas del exceso coulombiano $\delta C (= C - \tilde{Q})$ de la configuración de escisión y de los valores mínimos de la energía de excitación $X (= \tilde{Q} - K)$ total en función de la masa de los fragmentos de la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$. Ver texto.

valores de Q son aproximadamente 204 MeV y se producen en la región de masas $A = 100 - 106$, donde también se tiene los menores valores de δC . Los valores de K alcanza el valor de Q para las masas correspondientes a los núcleos ($Z = 50, N = 80$) y ($Z = 42, N = 62$).

Como se muestra en la Fig. 16, para la reacción $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, tanto δC como X son aproximadamente nulos para A entre 100 y 106..

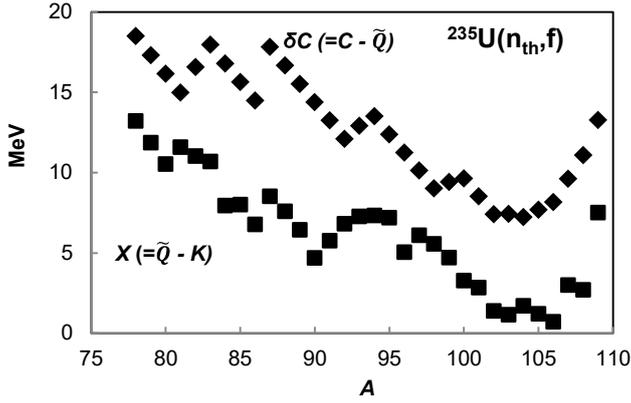


Fig. 16: Curvas suavizadas del exceso coulombiano $\delta C (= C - \tilde{Q})$ de la configuración de escisión y de los valores mínimos de la energía de excitación $X (= \tilde{Q} - K)$ total en función de la masa de los fragmentos de la reacción $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$. Ver texto.

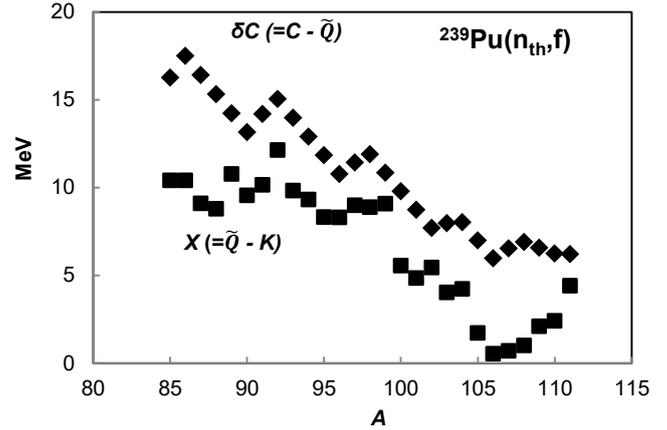


Fig. 17: Curvas suavizadas del exceso coulombiano $\delta C (= C - \tilde{Q})$ de la configuración de escisión y de los valores mínimos de la energía de excitación $X (= \tilde{Q} - K)$ total en función de la masa de los fragmentos de la reacción $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$. Ver texto.

Como se muestra en la Fig. 17, para la reacción $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$, los menores valores de X ocurren para A entre 100 y 110.

Para las tres reacciones mencionadas, el valor de δC no es nulo. En la escisión, por lo menos uno de los fragmentos tiene que deformarse en forma prolata (alargada), en la dirección de la separación. Para deformarse, el fragmento gasta energía de deformación. Sin embargo, en los casos del molibdeno ($Z = 42$) con $N = 60, 62$ y 64 ; y el zirconio ($Z = 40$) con $N = 60, 62$ y 64 ; los núcleos son prolatos en sus estados fundamentales, además de ser transicionales y blandos [9]. En el punto de escisión, estos fragmentos están deformados sin gastar energía, y la energía electrostática es igual a la energía disponible.

Los resultados anteriores están relacionados con las estructuras en las curvas de rendimientos de masa. Para las reacciones $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ y $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ [6, 7], las oscilaciones del rendimiento están en anti-correlación con las oscilaciones de δC .

Para la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, si tomamos la ventana de energía cinética de fragmento liviano E entre 113.5 y 114.5 MeV, las masas que sobresalen nítidamente son 90 y 100, los que corresponden a valores mínimos de δC [9,16].

Para la reacción $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, si tomamos la ventana E entre 114.5 y 113.5 MeV, las masas que sobresalen nítidamente son 90 y 102, los que corresponden a valores mínimos de δC .

Para la reacción $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$, si tomamos $E > 118$ MeV, las masas que sobresalen son 84, 89, 96, 100 y 106, que corresponden a valores mínimos de δC .

Tanto en la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ como en $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, para $A > 106$, δC crece abruptamente con A , y, en consecuencia, K decrece también abruptamente. Para la reacción $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, δC decrece para $A > 110$.

Las fluctuaciones de δC , que crecen con la asimetría de las fragmentaciones, están correlacionadas con fluctuaciones de X . Ello se debe a que las variaciones de la energía electrostática entre los fragmentos por cambio de una unidad de carga crecen con la asimetría como puede ser observada, por ejemplo, en la Fig. 17, correspondiente a la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$.

La energía de interacción electrostática entre dos fragmentos complementarios constituye una barrera para la fisión en el canal de carga y masa correspondiente. La probabilidad de ocurrencia de un par determinado de fragmentos será tanto mayor cuanto menor sea la diferencia entre esa barrera y la energía disponible. Así, para un mismo valor de Q y masas cercanas, los fragmentos con mayor asimetría en la fragmentación de cargas alcanzarán los mayores valores de energía cinética. Esto es equivalente a decir que para valores de TE cercanos al valor máximo de la distribución prevalecerán las fragmentaciones más asimétricas de carga. Los efectos coulombianos en la fisión fría se manifiestan también en los rendimientos de cargas de fragmentos correspondientes a una misma masa impar. Con mayor asimetría de cargas se tiene mayor rendimiento, como lo demostraron W. Schwab *et al.* en el caso de la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ [19].

Conclusión

En este trabajo se ha mostrado las consecuencias erosivas de la emisión de neutrones sobre las distribuciones de masa y energía cinética de los fragmentos de fisión de las reacciones $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ y $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$. Para evitar esas consecuencias, se ha estudiado la fisión fría, donde no se produce emisión de neutrones. Sin embargo, en la fisión fría también hay ruptura de parejas de neutrones; aunque en la región de energía cinética muy cercana al límite superior, superviven los fragmentos de masa par. Se ha mostrado un efecto para impar nulo en la

distribución de masas, no es incompatible con efectos par-impar en la distribución de cargas y de neutrones. Por otro lado, se ha observado que, en la fisión fría, para fragmentaciones con la misma energía disponible hay mayor rendimiento de las fragmentaciones con mayor asimetría de cargas. Este efecto se manifiesta en fluctuaciones en el valor máximo de la energía cinética en función de la masa, las que son interpretadas como efecto coulombiano, debido a que aproximadamente cada cinco unidades de masa hay un cambio en las cargas que maximizan el valor de la energía disponible para la fisión, y por ende una fluctuación de la energía de interacción electrostática entre los fragmentos. También se manifiesta en las oscilaciones de rendimiento de masas para ventanas de altos valores de energía cinética de los fragmentos de fisión. Por las características de la interacción electrostática, este efecto es más notorio en regiones de mayor asimetría de masas. Los resultados de experimentos sobre fisión fría, obtenidos por diversos autores, sugieren que los fragmentos exploran todas las configuraciones de escisión que les permite la energía disponible.

Referencias

- [1] R. Brissot, J.P. Bocquet, C. Ristori, J. Crançon, C.R. Guet, H.A. Nifenecker y M. Montoya: Proc. of a Symp. on Phys. and Chem. of Fission, IAEA. Vienna, 1980 (1979)
- [2] D. Belhafaf, J.P. Bocquet, R. Brissot, Ch. Ristori, J. Crançon, H. Nifenecker, J. Mougey and V.S. Ramamurthy: Z. Physik A - Atoms and Nuclei 309 (1983) 253.
- [3] H.R. Faust and Z. Bao: Nucl. Phys. A 736 (2004) 55.
- [4] M. Montoya, E. Saettone y J. Rojas: Revista Mexicana de Física 53 (2007) 366–370
- [5] M. Montoya, J. Rojas e I. Lobato: Revista Mexicana de Física 54 (2008) 440–445
- [6] A.L. Wahl, A.E. Norris y R.A. Williams: Proc. of a Symp. on the Phys. and Chem. of Fission, IAEA. Vienna, (1969), p. 813
- [7] G. Mariolopoulos, Ch. Hamelin, J.P. Blachot, J.P. Bocquet, R. Brissot, J. Crançon,, H. Nifenecker, Ch. Ristori: Nucl. Phys. A361, (1981) 213
- [8] C. Signarbieux, M. Montoya, M. Ribrag, C.

- Mazur, C. Guet, P. Perrin, y M. Maurel: *J. Physique Lettres*, 42 (1981) L-437 (1981)
- [9] M. Montoya: Tesis Doctorat d'Etat, Universidad París XI, Orsay (1981)
- [10] H.-G. Clerc, W. Lang, M. Mutterer, C. Schmitt, J.P. Theobald, U. Quade, K. Rudolph, P. Armbruster, F. Gönnerwein, H. Schrader, D. Engelhardt. *Nucl. Phys. A452* (1986) 277–295
- [11] U. Quade, K. Rudolph, S. Skorka, P. Armbruster, H.-G. Clerc, W. Lang, M. Mutterer, C. Schmitt, J.P. Theobald, F. Gönnerwein, J. Pannicke, H. Schrader, G. Siegert, D. Engelhardt: *Nucl. Phys. A487* (1988) 1–36
- [12] W. Lang, H.-G. Clerc, H. Wohlfarth, H. Schrader and K.-H. Schmidt: *Nucl. Phys. A345* (1980) 34
- [13] W. Mollenkopf, J. Kaufmann, F. Gönnerwein, P. Geltenbort A. Oed: *J. Phys. G18* (1992) L203-L210
- [14] J. Trochon, G. Simon, J.W. Behrens, F. Brissard and C. Signarbieux: *Radi. Effe.* 92 (1986) 327-332
- [15] C. Schmitt, A. Guessous, J.P. Bocquet, H.-G. Clerc, R. Brissot, D. Engelhardt, H.R. Faust, F. Gönnerwein, M. Mutterer, H. Nifenecker, J. Pannicke, CH. Ristori, J.P. Theobald: *Nucl. Phys. A430* (1984) 21–60
- [16] H. Nifenecker, G. Mariolopoulos, J.P. Bocquet, R. Brissot, Ch. Hamelin, J. Crançon, and Ch. Ristori: *Z. Phys. A – Atoms and Nuclei* 308, 39-49 (1982)
- [17] M. Montoya: *Z. Phys. A – Atoms and Nuclei*, 319 (1984) 219-225.
- [18] M. Montoya, R.W. Hasse and P. Koczon: *Z. Phys. A – Atoms and Nuclei* 325 (1986) 357-362
- [19] W. Schwab, H.-G. Clerc, M. Mutterer, J.P. Theobald and H. Faust: *Nucl. Phys. A* 577 (1994) 674–690

Email: modesto_montoya@yahoo.com,
mmontoya@ipen.gob.pe