

FRAGMENTACIONES FRIAS EN LA FISION INDUCIDA POR NEUTRONES TERMICOS DEL ^{239}Pu

Modesto MONTOYA

INSTITUTO PERUANO DE ENERGIA NUCLEAR
Apto. 1687, Lima - Perú.

RESUMEN

Se analiza los resultados de la distribución de masas de los fragmentos de la reacción ^{239}Pu (n.t.,f.) en la región de altos valores de la energía cinética. Se descubre que las configuraciones de escisión correspondientes a los fragmentos $^{106-108}_{42}\text{Mo}$ son las menos excitadas. Las fragmentaciones de masas impares tienen la misma probabilidad que las masas pares. Las diferentes interpretaciones de tales resultados son confrontadas.

ABSTRACT

Mass distribution in high kinetic energy region of fragments from the ^{239}Pu (th. n., f.) reaction is analyzed. The scission configuration corresponding to light fragments $^{106-108}_{42}\text{Mo}$ are the less excited. Fragmentation into odd masses is about as probable as into even masses. Different interpretations of those results are confronted.

1. INTRODUCCION

A pesar del esfuerzo continuo que se ha desarrollado en las últimas décadas el proceso de fisión nuclear aún no es bien comprendido. Hasta hoy se ha logrado distinguir tres etapas de la fisión, como se muestra en la fig. 1, pero se sigue trabajando para descubrir los detalles de cada una de esas etapas.

En la primera etapa de la fisión, el núcleo fisible se deforma bajo la acción de la energía potencial [1] que es influenciada por los efectos de capas [2 - 6] y las propiedades de simetría [5].

En la segunda etapa, el sistema parte del punto de ensilladura con un movimiento irreversible hacia el punto de escisión. En esta etapa el aspecto dinámico (inercia y viscosidad) es preponderante [7 - 15].

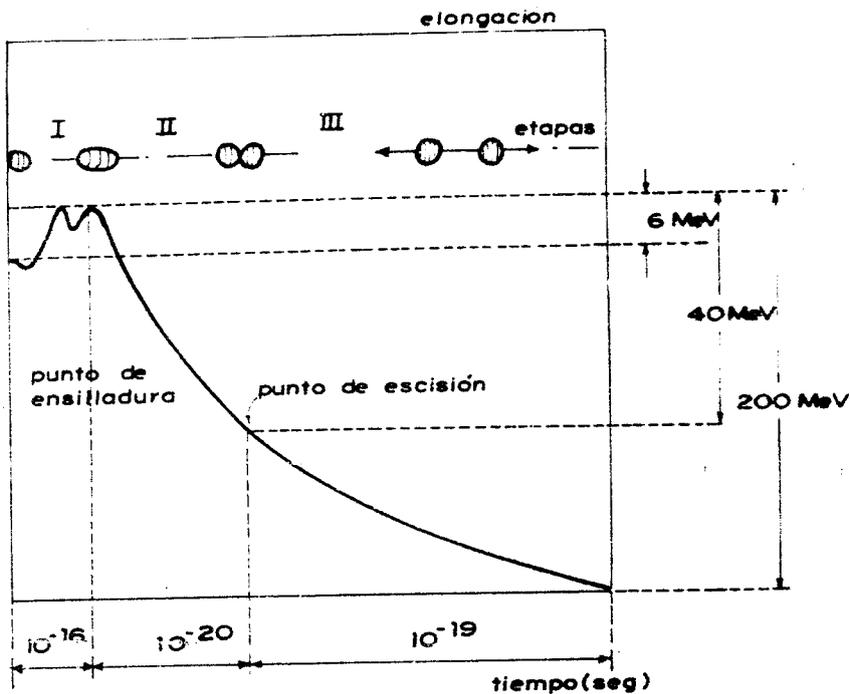


Fig. 1. Las tres etapas del proceso de fisión :
 I, transición del sistema a través de la barrera de fisión; II, descenso del punto de ensilladura al punto de escisión; III, repulsión coulombiana de los fragmentos.

Después de la escisión, los fragmentos se repelen entre sí por intermedio de la interacción coulombiana: La energía de deformación de cada fragmento se convierte en energía de excitación que, sumada a la adquirida antes de la escisión, provoca la evaporación de neutrones y la emisión de rayos γ . La emisión β , o eventualmente la emisión de neutrones retardados, conduce los fragmentos a la línea de estabilidad.

El proceso de fisión se estudia experimentalmente midiendo las cantidades correspondientes a las partículas o radiaciones productos de la fisión. El tipo de cantidades a medirse depende de la etapa del proceso que desea estudiarse.

El análisis de la distribución de masas en la región de altos valores de la energía cinética de los productos de las reacciones ^{233}U (n. t., f) y ^{235}U (n. t., f.) ha permitido descubrir algunos aspectos dinámicos del proceso. Entre estos aspectos se encuentran la fisión fría [16 - 19] y los efectos par-impar sobre la distribución de números de protones y neutrones [10, 11, 13, 16, 19, 20] sobre la energía cinética [20, 21]; así como el efecto par-impar nulo sobre la distribución de masas de los fragmentos [17, 18]. En el presente trabajo analizaremos el resultado experimental de la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{239}Pu realizada en el Reactor de Alto Flujo (HFR) de Grenoble, Francia.

2. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

El dispositivo experimental que es el mismo que se utilizó para las reacciones ^{233}U (n. t. f.) y ^{235}U (n. t. f.) [17, 18], es presentado esquemáticamente en la fig. 2. (cuyo análisis se realizó en las refs. [17, 18, 32]). Dos detectores de barrera de superficie Au - Si son colocados en puntos opuestos respecto al blanco a distancia de 25 y 36 cm, respectivamente. Un colimador circular redondeado y pulido limita la superficie útil de cada detector a 3cm^2 , evitando de esta forma los efectos de borde en los detectores. Este sistema fue instalado en una cámara de vacío sobre el canal IH1 del reactor HFR. *

La fabricación del blanco fisible fue realizada con particular cuidado. El soporte del blanco fue una membrana de VYNS de 10 ugr/cm^2 de Pu.

El montaje mecánico realizado asegura el paralelismo del blanco y los detectores, así como el centrado de los tres en el mismo eje, para permitir mediciones aceptables de tiempo de vuelo.

El flujo de los neutrones térmicos del canal IH1 era de $5.10^9\text{ n/cm}^2\text{ s}$. La intensidad de la fuente de fisión fue del orden del $5.10^4\text{ fs/cm}^2\text{ s}$. El conteo de fisión tuvo una razón de 7 fs/s y de 12 fs/s para los detectores funcionando independientemente y de 5.5 fs/s para los detectores funcionando en coincidencia.

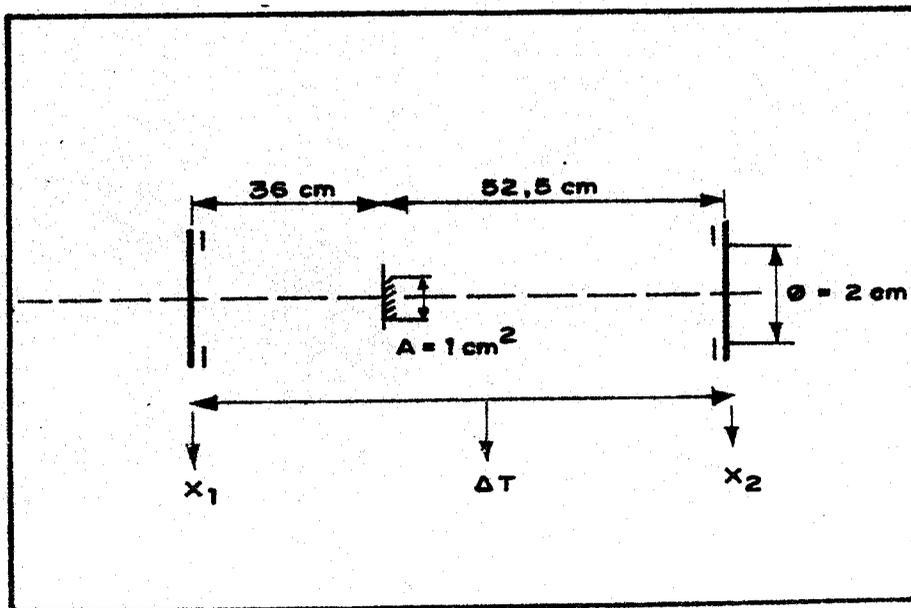


Fig. 2. Disposición geométrica del experimento que permite medir: los valores (X_1, X_2) correspondientes a los valores de la energía cinética de los fragmentos; y la diferencia de tiempo de vuelo ΔT que permite separar las masas.

(*) Actualmente el IH1 del reactor HFR está siendo modificado por instalar el espectrómetro COSI FAN TUTTE que permitirá medir las masas, las cargas y la energía cinética de los fragmentos.

3. MEDICIONES EXPERIMENTALES

3.1 MEDICIONES DE LA ENERGIA CINETICA DE LOS FRAGMENTOS

La medición de la energía cinética de los fragmentos de fisión se realiza por intermedio del método de SCHMITT [22] que consiste de lo siguiente: la correspondencia entre la energía del fragmento (E) y la amplitud (X) de respuesta del detector de semiconductor depende linealmente de la masa del fragmento (M) según la relación.

$$E = (a + a' M) X + (b + b' M).$$

Los coeficientes a, a', b y b' se calculan a partir de las abscisas P₁ y P₂ que sitúan los picos correspondientes a los fragmentos pesados y livianos, respectivamente, haciendo intervenir los resultados de la calibración para la reacción ²³⁹Pu (n, t, f) obtenidos por SCHMITT.

La energía cinética de los fragmentos de fisión medida según el método arriba indicado tiene una resolución de ± 1 MeV en la región vecina de E₁ = 100 MeV. En el espectrómetro de masas LOHENGRIN se obtiene una resolución de energía de $\Delta E/E = 0.6$ [23]. La importancia del primer método reside en el hecho que permite medir la energía de los dos fragmentos complementarios simultáneamente mientras que mediante el segundo método sólo se detecta un fragmento.

3.2 MEDICION DE LAS MASAS POR EL METODO DE TIEMPO DE VUELO

A partir de los valores E₁ y E₂ de la energía cinética de los fragmentos complementarios puede calcularse sus masas por el método de la doble energía [22]. Sin embargo la resolución no permite la separación de masas vecinas de los fragmentos.

El método de tiempo de vuelo aplicado en la región en la que los fragmentos no emiten neutrones, permite separar las masas vecinas de los fragmentos. Se mide la diferencia de los tiempos de vuelo ΔT de los fragmentos complementarios desde la fuente de fisiones hasta sus detectores respectivos [24, 17, 18].

El valor ΔT y los valores E₁ y E₂ constituyen 3 parámetros para cada evento de fisión cuyos fragmentos complementarios son detectados en coincidencia.

4. PRESENTACION DE RESULTADOS

Los resultados son presentados como distribuciones de masas de los fragmentos cuyos valores de energía cinética son restringidos a intervalos angostos.

En la fig. 3 se presenta la distribución de masas de los fragmentos cuyos valores de energía cinética son E₁ \geq 119 MeV. Esta distribución presenta grandes estructuras similares a las obtenidas para las reacciones ²³³U (n,t,f) y ²³⁵U (n,t,f). A partir de la masa A₁ = 104 el número de eventos disminuye rápidamente debido a que las fragmentaciones seleccionadas tienen valores de energía cinética muy próximos del valor de la energía disponible.

Para la región en la cual los valores de la energía disponible en función de las masas presenta un máximo, A₁ = 106 - 108, es más conveniente presentar la distribución de ma-

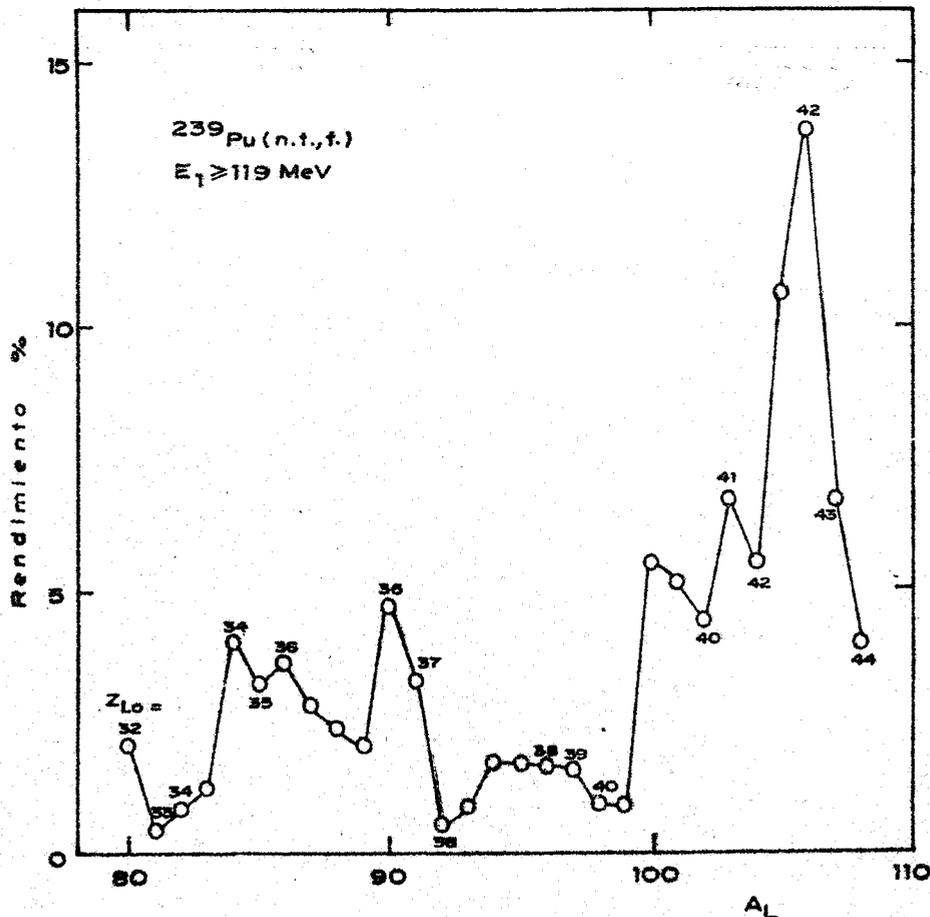
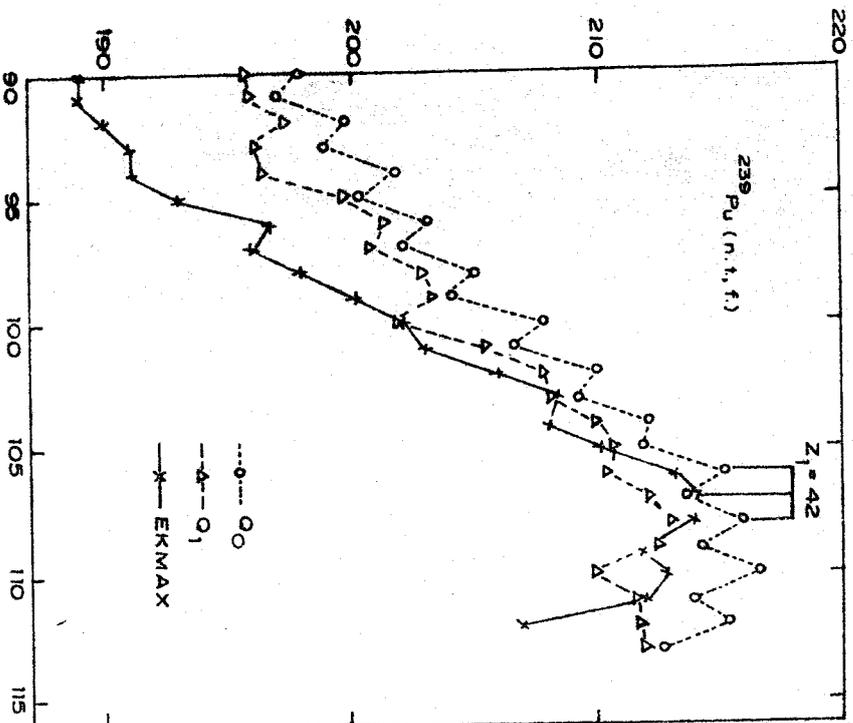
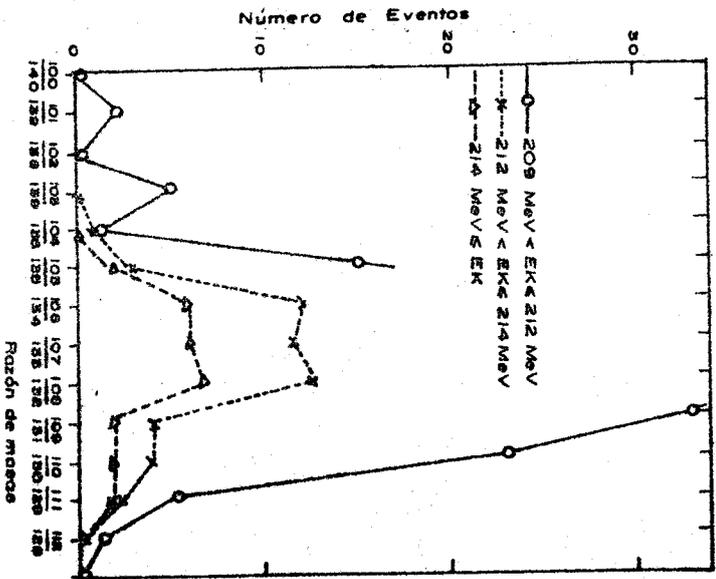


Fig. 5. Fisión térmica del ^{239}Pu . Distribución de masas del fragmento liviano por los valores de energía cinética del fragmento superior a 19 Mev. Los valores de las cargas correspondientes al valor máximo de la energía disponible son indicados.

sas en intervalos de energía cinética total. En la fig. 4 pueden verse tales distribuciones para los intervalos $209 \leq EK \text{ (MeV)} \leq 212$, $212 < EK \text{ (MeV)} \leq 214$ y $EK > 214 \text{ MeV}$.

Se muestra igualmente la curva de los valores máximos de la energía cinética total en función de la masa de los fragmentos livianos. Esto se hace en la fig. 5, en la que se ha trazado los valores más elevados de la energía disponible (Q) que corresponden a determinadas fragmentaciones de cargas. El rendimiento de masas permite definir los valores máximos de EK en la región $90 \leq A^1 \leq 112$.



5. INTERPRETACION DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES

5.1 RUPTURA DE PAREJAS DE NUCLEONES

Tal como sucede en las reacciones ^{233}U (n.t.,f.) y ^{235}U (n.t.,f) [17, 18] en el caso de la reacción ^{239}Pu (n.t.,f) existen tantas fragmentaciones de masas pares como de impares, en la región de altos valores de energía cinética. Por otro lado, la curva que representa los valores máximos de la energía cinética total en función de la masa de los fragmentos no presenta efectos par - impar.

Los resultados experimentales que viene de ser indicados son compatibles con la hipótesis de que existe una probabilidad elevada de romper una pareja de nucleones antes de la escisión [17, 18]. Esto no es incompatible con la hipótesis según la cual existe una parte de eventos que no compartan ruptura de parejas de protones [14, 16, 19, 20, 21] por que en ese caso son las parejas de neutrones que pueden ser rotas.

5.2 FISION FRIA

Las fragmentaciones correspondientes a las masas de los fragmentos livianos $A_1 = 106 - 108$ tienen valores prácticamente nulos de energía de excitación motivo por el cual se las llama fragmentaciones frías. Esta conclusión se deduce a partir del hecho de que los valores de energía cinética total de los fragmentos son muy cercanos a los de la energía disponible.

El resultado arriba mencionado muestra que en el momento de la escisión los fragmentos adquieren deformaciones próximas de las correspondientes a sus estados fundamentales.

La configuración de escisión correspondiente al valor máximo de la energía cinética se obtiene de las curvas de energía potencial en el espacio de las deformaciones de los fragmentos [18]. La energía potencial que será igual al valor de la energía disponible que será también, en ese caso, íntegramente debido a la repulsión coulombiana.

El balance energético señalado es posible por que los fragmentos de masas $A_1 = 106 - 108$, que en el caso que nos ocupa son los núcleos $^{106}_{42}\text{Mo}$ y $^{108}_{42}\text{Mo}$, son deformados en sus estados fundamentales respectivos [18].

6. DISCUSION

Las fragmentaciones que no producen emisión de neutrones en la reacción ^{239}Pu (n.t.,f.) tienen la probabilidad de 0.009 ± 0.001 [25]. Aquellos en las cuales los fragmentos no son excitados representan 1ppm respecto al número total de fisiones [19]. En ese sentido nuestro estudio abarca sólo una pequeña fracción de todos los eventos de fisión. Sin embargo la conclusión que existe ruptura de parejas de nucleones con gran probabilidad sería aún más acentuada [17, 18] en las regiones de mayor energía de excitación o lo que es lo mismo de menor energía cinética de los fragmentos.

El modo de fisión en el cual el parámetro de constricción varía sin gran modificación del alargamiento del sistema fisionante es el que produce una configuración de escisión muy compacta [3]. Tanto la excitación de los fragmentos como la ruptura de parejas de nucleones son causados por el cruce de niveles durante la deformación nuclear hacia la escisión. El número de cruces de niveles durante la fisión depende de las densidades de nive-

les. Como la densidad de neutrones en el cuello del núcleo fisionante es más alta que la densidad de protones, y como los protones prefieren conglomerarse en los fragmentos nacientes, los neutrones permanecen en niveles correspondientes a la región del cuello entre los fragmentos en proceso de separación. Los neutrones son más excitados que los protones y las parejas de neutrones serán rotas en el proceso de fisión [19]. En todo caso siempre habrá parejas de nucleones rotas [17 y 18].

Otro aspecto aún no esclarecido completamente del proceso de ruptura de parejas de nucleones es el momento, respecto a la escisión, en que tales rupturas se producen. Algunos autores sostienen que se producen antes de la escisión [17, 18] y otros sostienen que se producen mayoritariamente en el momento de la escisión [26,28]. Es posible que en ambos momentos sucedan rupturas de parejas.

El mecanismo de producción de la fragmentación fría es tema aún no resuelto. Algunos autores lo atribuyen al comportamiento adiabático del sistema físil en el valle de fisión [19] mientras que otros sugieren que puede deberse a la transición de tunel del sistema del valle de fisión al valle de fusión fría [29 - 30]. En ambos casos no es muy claro porqué siempre se produce ruptura de parejas de nucleones.

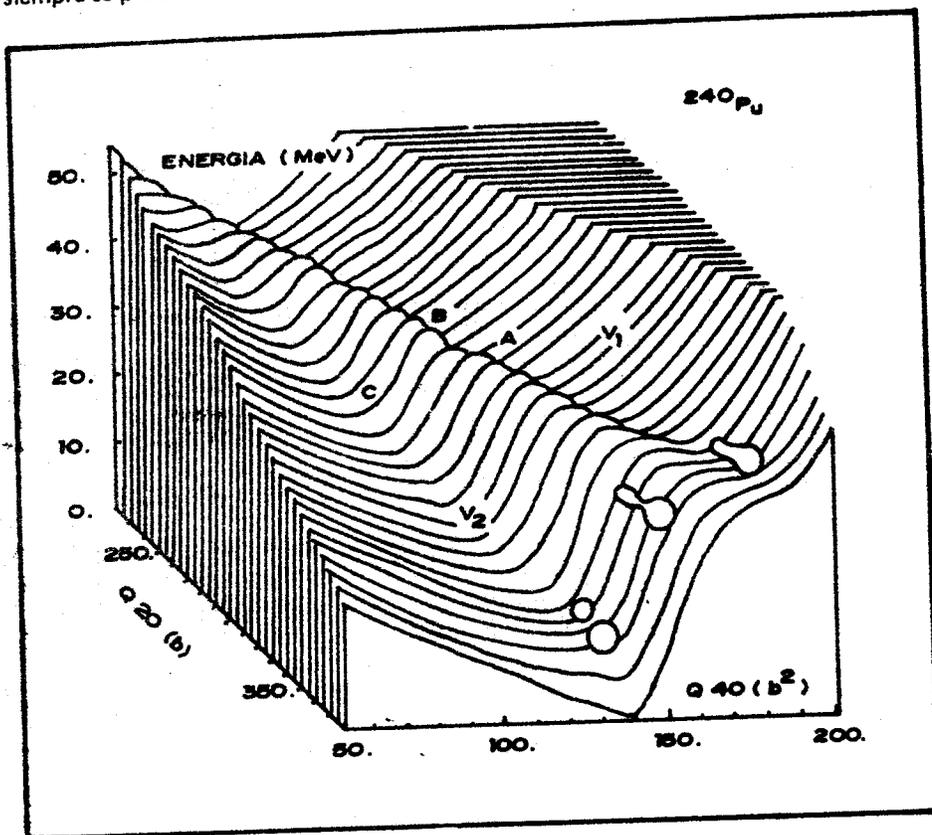


Fig. 6. Energía potencial del sistema físil. V_1 es el valle de fisión; V_2 es el valle de fusión. La transición de V_1 hacia V_2 se hace a través de los puntos A, B y C.

La transición desde el valle de fisión (V_1) al valle de la fusión fría (V_2) ha sido sugerida a partir de un análisis microscópico basado en la aproximación Hartree - Fock - Bogolyubov con variables que permiten deducir las características de la dinámica de fisión de baja energía [29, 30]. Este análisis fue aplicado al caso del ^{240}Pu . Ver fig. 6.

La interpretación basada en la hipótesis de la viscosidad consiste en atribuir la fisión fría a la invasión completa de todos los estados posibles gobernados por los niveles de los fragmentos en la escisión. Esta interpretación estaría en acuerdo con el resultado de rupturas de parejas de nucleones que se producen en la mayoría de los eventos de fisión.

7. CONCLUSION

Hemos mostrado que el fenómeno de la fisión fría y la alta probabilidad de ruptura de parejas de nucleones en los eventos de fisión también ocurren en la reacción ^{239}Pu (n.t.,f.). Anteriormente se descubrió estos fenómenos en las reacciones ^{233}U (n.t.,f.) y ^{235}U (n.t.,f.) [17, 18].

La fisión fría tiene características que requieren de gran resolución en la medición de la energía cinética de las masas y además de las cargas de los fragmentos, que se convertirán en un tema importante a medida que los medios técnicos se perfeccionen.

Esperemos que el espectrómetro COSI FAN TUTTE que se está construyendo [31] en la sala experimental del reactor HFR permita aumentar los datos experimentales sobre la distribuciones de masa, de carga y de energía cinética de los fragmentos de modo que se pueda obtener una mejor comprensión del proceso de fisión.

La parte experimental de este trabajo fue realizado por el equipo conformado por C. STGNARBIEVX, M. MONTOYA, M. RIBRAG, G. MAZUR, C. GUET, P. PERRIN y M. MAUREL. Agradezco a la Srta. A. ROMANI y al Sr. G. RIMACHI por el tipeo y figuras, respectivamente de esta publicación.

REFERENCIAS

- [1] B. LEROUX, G. BARREAU, T. BENFOUGHAL, F. CAITUCOLI, N. CARJAN, T.P. DOAN y A. SICRE, 6me Session e'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, Aussois 2 - 6 Feb. 1982.
- [2] T. JOHANSSON, S.G. NILSSON, Z. SZYMANSKI, Ann. Phys. (París) 5 (1970) 377.
- [3] M. BRACK, J. DAMGAARD, A.S. JENSEN, H.C. PAULI, V.M. STRUTINSKY, C.V. WONG, Rev. Mod. Phys., 44 (1972) 320.
- [4] J.R. NIX, Ann. Rev. Nucl. Sci. 22 (1972) 65.
- [5] P. MOLLER, J.R. NIX, Proc. of a Symp. on Phys. And Chem. of Fission 1973, IAEA Viena (1974) Vol. I. p. 103.
- [6] H.C. PAULI Phys. Rep 7 (1973) 35.
- [7] V.M. STRUTINSKY, Sov. J. Nucl. Phys., 3 (1966) 449
- [8] P. FONG, Phys. Rev. 102 (1956) 434.
- [9] J.R. NIX, Nucl. Phys. A 130 (1969) 241.
- [10] A.C. WAHL, A.E. Norris, R.A. ROOSE, J.C. WILLIAMS, Proc. of a Symp. ons Phys. And Chem. of Fission 1968, IAEA Viena (1969) p. 813.
- [11] S. AMIEL, H. FELDSTEIN, Proc. of a Symp. on Phys. and Chem. of Fassion 1973, IAEA Viena (1974) Vol. II. p. 65.

- [12] W. NORENBERG, Proc. of a Symp. on Phys. and Chem. of Fission 1973, IAEA Viena (1974), Vol I, p. 547.
- [13] H.G. CLERC, W. LANG, H. WOHLFARTH, K.H. SCHMIDT, H. SCHRADER, K.E. PFERDEKAMPER, R. JUNGMANN, Z. Physik a 274 (1975) 203.
- [14] H.A. NIFENECKER, J. BLACHOT, J.P. BOCQUET, R. BRISSOT, J. GRANCON, C. HAMELIN, G. MARIOLOPOULOS, C. RISTORI, Proc. of a Symp. on Phys. and Chem. of Fision 1979, AEIA Viena (1980), Vol, II, p. 35.
- [15] J.P. THEOBALD, Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp, Bélgica, 6 - 10 Set., 1982.
- [16] P. ARMBRUSTER, U. QUADE, K. RUDOLPH, H. G. CLERC, M. MUTTERER, J. PANNICKE, C. SCHMITT, J.P. THEOBALD, D. ENGELHARDT, F. GONNENWEIN y H SCHRADER, 4th Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Helsingor, Proc. CERN 81 - 09, Genova (1981). p. 675.
- [17] C. STGNARBIEUX, M. MONTOYA, M. RIBRAG, C. MAZUR, C. GUET, P. PERRIN and M. MAUREL, J. Phys. Lettres 42 (1981) L - 437.
- [18] M. MONTOYA, Thèse, Orsay No. 2510 (1981)
- [19] U. QUADE, K. RUDOLPH, P. ARMBRUSTER, H.G. CLERC, W. LANG, M. MULTERER, J. PANNICKE, C. SCHMITT, J. THEOBALD, F. GONNENWEIN y H. SCHRADER, Int. Symp. on Nuclear Fission and Related Collective Phenorena and Properties of Heavy Nuclei. Bad - Honef, 26 - 29 Oct. 1981.
- [20] G. MARIOLOPOULOS, G. HAMELIN, CH. BLACHOT, J.P. BOCQUET, R. BRISTO, J. GRANCON, H. NIFENECKER, CH. RISTORI, Nucl. Phys. A361 (1981) 313.
- [21] W. LANG, H.G. CLERC, H. WOHLFARTH, H. SCHRADER, K.H. SCHMIDT Nucl. Phys. A345 (1980) 34.
- [22] H.W. SCHMITT, W.M. GIBSON, J.H. NEILER, F.J. WALTER y T.D. THOMPSON, Proc. of a Symp. on Phys. and Chem. of Fission 1965, AIEA Viena (1965), Vol. I, P. 513.
- [23] U. QUADE, K. RUDOLPH y G. SIEGERT, Nucl. Instr. and Meth. 164 (1976) 435.
- [24] C. GUET, M. ASGHAR, P. PERRIN, C. SIGNARBIEUX, Nucl. Instr. and Meth. 150 (1978) 189.
- [25] J.W. BOLDEMAN, y A.W. DALTON, Aust. Atomic. Energy Commission, Rep. AAEC/E 172 (1967).
- [26] G. MARIOLOPOULOS, Thèse, Grenoble, 1981.
- [27] H. NIFENECKER, G. MARIOLOPOULOS, J.P. BOCQUET, CH. HAMELIN, J. CRANCON y CH. RISTORI, Int. Symp. on Nuclear Fission and Related Phenomena and Properties of Heavy Nuclei, Bad - Honef, 26 - 29 Oct. 1981.
- [28] H. NIFENECKER, G. MARIOLOPOULOS, J.P. BOCQUET, CH. HAMELIN. J. CRANCON y CH. RISTORI, Z. Phys. A - Atoms and Nuclei, 308 (1982) 39.
- [29] J.F. BERGER, M. GIROD, D. GOGNY, Int. Symp. on Nuclear Fission and Related Collective Phenomena and Properties of Heavvy Nuclei, Bad - Honof, 26 - 29 Oct. 1981.
- [30] J.F. BERGER, M. GIROD, y D. Gogny, J. Physique - Lettres, 42 (1981) L - 509
- [31] A. OED, P.E.J. PERRIN, M. MANZEL y J. MANNING, Ann Rep. 1981, Institut Lave - Langevin, Grenoble.
- [32]. M. MONTOYA, Informe Nuclear, APN - LIMA, 1 (1980) 1.

Fragmentaciones frías en la fisión inducida por neutrones térmicos del Pu-239 por Modesto Montoya se distribuye bajo una Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-SinDerivar 4.0 Internacional.