

*

La fisión fría y la fisión caliente

Los efectos de la emisión de neutrones en las distribuciones
experimentales de los fragmentos de fisión nuclear

Modesto Montoya

Universidad Nacional de Ingeniería

Copyright © 2019 Modesto Montoya

El tema

Revisión de las investigaciones sobre la fisión fría y los efectos de la emisión de neutrones en los resultados experimentales sobre la distribución de carga, masa y energía cinética de los fragmentos de la fisión a baja energía

El autor

Doctor en física nuclear y física de partículas por la Universidad Paris-Sud, Francia; ex presidente de la Sociedad Peruana de Física; ex presidente de la Academia Nuclear del Perú y ex presidente del Instituto Peruano de Energía Nuclear; miembro de la Academia Nacional de Ciencias del Perú

Primera edición, Noviembre 2019

Índice general

1. El átomo, el núcleo, el neutrón y la fisión nuclear	3
1.1. Descubrimiento de los rayos X	3
1.2. Descubrimiento de la radiactividad	3
1.3. El modelo atómico de Rutherford	4
1.4. La existencia del neutrón	5
1.5. Radiactividad artificial	6
1.6. La fisión nuclear	6
1.7. Emisión de neutrones inmediatos	7
1.8. La dinámica de la fisión nuclear	7
 2. Distribución de masa, energía cinética y multiplicidad neutrónica de los fragmentos de la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U	 11
2.1. Distribución de masa y energía del fragmento final	12
2.1.1. La simulación Monte Carlo	15
2.1.2. Efectos de la emisión de neutrones	16
2.1.3. Influencia de la función de la energía cinética	17
2.2. Multiplicidad neutrónica promedio en función de la pseudo masa	20
 3. Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U	 27
3.1. Distribución de masa y energía del fragmento final	27
3.2. Simulación Monte Carlo	27
3.3. Interpretación de resultados	32
3.3.1. Influencia de la variación del promedio de la energía cinética sobre la desviación estándar de la distribución cinética energía del fragmento final	32

3.3.2.	Influencia de la variación del rendimiento en masa sobre la desviación estándar de la distribución de energía cinética final	34
3.3.3.	Los falsos picos en la desviación estándar de la distribución de energía cinética	35
3.4.	Promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la pseudo masa de los fragmentos de fisión	36
4.	Fisión espontánea del ^{252}Cf	41
4.1.	Promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento final	41
4.2.	Promedio de multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa medida por el método de doble energía	47
4.3.	Discusión	49
5.	Efecto par-impar y efecto Coulomb en la fisión fría	53
5.1.	Descubrimiento de la fisión fría	53
5.2.	Fundamentos del efecto Coulomb en la energía cinética total máxima	54
5.3.	Fundamentos de los efectos par-impar en la fisión fría	59
5.4.	Resultados experimentales sobre efectos Coulomb y efectos par-impar en la fisión fría	64
5.5.	Discusión	72
6.	Rendimiento de cargas en función de la energía final de los fragmentos de fisión	73
6.1.	$^{233}\text{U}(n_{\text{th}},f)$	73
6.2.	$^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$	78
6.3.	$^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$	81
6.4.	$^{252}\text{Cf}(sf)$	81
6.5.	Discusión	83
7.	Conclusiones y perspectivas	85

Capítulo 1

El átomo, el núcleo, el neutrón y la fisión nuclear

1.1. Descubrimiento de los rayos X

En 1895, Wilhelm Röntgen descubrió los rayos X [1]. Röntgen buscaba detectar la radiación electromagnética de alta frecuencia, prevista por Heinrich Hertz (1857-1894). Para ello, repitió el experimento de Joseph John Thompson (1856-1940). Con un tubo de Crookes, Röntgen intentó detectar los rayos catódicos observados por Philipp Lenard (1862-1947). Después de envolver el tubo con una caja de cartón negro, conectar el instrumento y apagar las luces de su laboratorio, vio algo notable: en el fondo de la sala, se iluminó una placa en una de cuyas caras contenía tetracianoanoplatino (II) de bario ($\text{Ba}[\text{Pt}(\text{CN})_4]$, un material fosforescente). Esto sucedía incluso si la superficie de la placa estaba girada al revés. La radiación que provocaba esa fluorescencia, sensibilizaba placas fotográficas, era invisible al ojo humano, no parecía sufrir refracción, ni reflexión, ni polarización. No se trataba de luz (por ser invisible y atravesar grandes espesores de madera o papel), no era igual a los rayos catódicos (no sufría desviación con imanes y tenía poder de penetración muy superior), ni a los rayos ultravioleta o infrarrojo (por su poder de penetración) [2].

1.2. Descubrimiento de la radiactividad

El hecho de que los rayos X parecían estar relacionados con la fluorescencia impulsó a Henri Becquerel a experimentar con los minerales de uranio, con

los que, por herencia de su abuelo, contaba en gran número. El 24 de febrero de 1896 hubo sesión de la Academia de Ciencias de Francia. Se dio lectura a una comunicación de Henri Becquerel, en la que relató su descubrimiento.

Becquerel había colocado sus cristales de sal uranio bajo luz solar, luego las envolvió en cartulina negra. Lo mismo hizo con muestras sin sales. Puso ambas muestras cubiertas sobre una lámina fotográfica en cuarto oscuro y observó que las que estaban bajo las sales uranio habían sido afectadas. Concluyó que la sustancia fosforescente de sales de uranio emite radiación que pasa a través del papel opaco a la luz y reduce las sales de plata.

Entre el 25 y 26 de febrero de ese año quiso repetir su experimento, pero París estaba cubierto de nubes. Becquerel abandonó sus muestras en un cajón. El 1 de marzo reanudó sus experimentos. Desarrolló sus placas fotográficas, incluyendo todas las que estaban bajo las sales protegidas del Sol. Para su sorpresa, éstas estaban fuertemente afectadas, mostrando con gran intensidad las siluetas de las sales [3]: había descubierto los efectos de la radiactividad natural.

1.3. El modelo atómico de Rutherford

El experimento que llevó a Ernest Rutherford a plantear su modelo atómico es considerado como un ejemplo de gran ciencia (*great science*) porque significó el inicio de una nueva etapa de la física experimental, consistente en usar partículas para sondear los materiales con el objetivo de tener idea de su estructura. Es un ejemplo también de los experimentos importantes que se realizan sin recursos extraordinarios. Rutherford trabajó con un estudiante (Hans Geiger) usando una muestra de radio prestada por la Academia de Ciencias de Austria. Veamos algunas partes de su artículo publicado en 1911 [4].

Rutherford tiene la información que las partículas alfa y beta son desviadas al pasar por la materia, y que la desviación de las partículas beta es más marcada que la desviación de las partículas alfa. Por otro lado, toma en cuenta el experimento de Hans Geiger y Ernest Marsden [5], según el cual, al atravesar una lámina delgada de oro, una pequeña fracción de partículas alfa es desviada en más de 90 grados.

Basado en cálculo de probabilidades, concluye que la desviación no puede ser causada por muchos átomos. Calcula que en la cercanía de un átomo debería haber un intenso campo eléctrico para producir tal desviación de las partículas alfa. Hace notar que Joseph John Thomson había planteado el modelo según el cual el átomo sería una esfera con Z corpúsculos negativos acompañados de una carga de magnitud igual a la total pero positiva, distribuida uniformemente en la esfera. Rutherford plantea entonces irradiar una lámina delgada de oro con partículas alfa y ver la distribución angular de las partículas desviadas. Su proyecto fue posible gracias a que Geiger había inventado contadores de centelleo de partículas alfa.

Rutherford calcula la trayectoria de una partícula alfa en torno a un punto de repulsión coulombiana con la carga Ze , correspondiente al número atómico del oro. Asumiendo un haz incidente uniforme calcula la distribución angular de las partículas alfa dispersadas por esa carga. Los resultados coinciden con la observación experimental, lo que le permite plantear su modelo atómico.

1.4. La existencia del neutrón

Según el modelo atómico de Rutherford, el átomo está conformado por un núcleo, en el que está concentrada casi la totalidad de su masa, alrededor del cual giran los electrones, muy livianos respecto al núcleo. El número de electrones es Z y la carga del núcleo es Ze , donde $-e$ es la carga del electrón. Llamaba la atención el hecho de que la carga del núcleo era un múltiplo Z de la carga del núcleo de hidrógeno, lo que sugería que su masa sea también Z veces la masa del hidrógeno. Sin embargo, la masa del núcleo era aproximadamente $2Z$ veces la masa del hidrógeno. Esta observación hizo pensar a Rutherford sobre la posible existencia de una masa similar a la del núcleo del hidrógeno con carga nula, que acompañara a cada masa del núcleo de hidrógeno. Surge entonces una interrogante: ¿existe esa partícula con masa igual al núcleo del hidrógeno y con carga nula? [6].

En 1932, James Chadwick demostró la existencia del neutrón [7, 8]. En la publicación que anuncia el descubrimiento del neutrón, Chadwick se refiere a Walther Bothe y Herbert Becker [9], quienes detectaron rayos gamma cuando bombardeaban elementos livianos con rayos alfa. También menciona que la

radiación emitida es más penetrante que las radiaciones conocidas. Reconoce que el conteo de partículas alfa fue posible gracias al tubo contador Geiger. Asimismo, Chadwick señala que Webster calcula que la energía de esta radiación es de 7 MeV y que, si se bombardea berilio, la radiación emitida sería de 10 MeV. Recuerda que Frédéric e Irene Joliot-Curie mostraron que esta radiación expulsa protones de materiales que contienen hidrógeno. Ante las dificultades de explicar la naturaleza de la extraña radiación, Chadwick decide realizar experimentos adicionales sobre la radiación emitida por berilio.

Los resultados experimentales llevaron a Chadwick a asumir la hipótesis que la mencionada radiación está constituida por partículas neutras con masa similar al protón. Así, Chadwick descubrió el neutrón.

1.5. Radiactividad artificial

Con las partículas alfa se irradió todo tipo de material. Frédéric e Irene Joliot-Curie informan que irradiando algunos materiales con alfas observaron la emisión de positrones. Lo sorprendente ocurrió cuando una lámina irradiada, después de que se dejó de irradiarla, seguía emitiendo positrones [10]. Así se descubrió la radiactividad artificial.

1.6. La fisión nuclear

El descubrimiento del neutrón dio lugar, naturalmente, a una serie de experimentos que consistían en irradiar una muestra con neutrones. El neutrón tiene carga nula, por lo tanto, no sufre repulsión coulombiana. Ello sugiere que puede ingresar al núcleo. Los químicos alemanes Otto Hahn y Fritz Strassman tuvieron la idea de irradiar núcleos de uranio para obtener nuevos núcleos más pesados, siendo los de uranio los núcleos más pesados existentes en la naturaleza. Lo que sorprendió a estos investigadores, fue que los productos de la irradiación tenían comportamiento químico similar al de elementos ya conocidos [11]. Consultando con Lise Meitner, quien se encontraba en Estocolmo perseguida por el nazismo, llegaron a la conclusión que el uranio se había partido en dos fragmentos. Esta hipótesis fue corroborada, con experimentos físicos, por Lise Meitner y Otto Frisch [12].

Lise Meitner y Otto Frisch recuerdan que Enrico Fermi, bombardeando uranio con neutrones, produjo elementos con números atómicos mayores que 92. Mencionan que sustancias con propiedades similares al ósmio ($Z = 76$) fue asignado al eka-ósmio ($Z = 94$). Señalan que Hahn y Strassman, siguiendo los trabajos de Curie y Savitch, obtuvieron sustancias que no podían separarlas del bario ($Z = 56$), por lo que tuvieron que aceptar la hipótesis que la irradiación del uranio con neutrones dio lugar a bario. Meitner y Frisch concluyeron que se había producido la fisión del uranio, de forma similar a lo que le ocurre a una gota de agua, la que, al recibir una energía adicional, se parte en dos fragmentos.

1.7. Emisión de neutrones inmediatos

En 1939, apenas descubierta la fisión nuclear, Hans von Halban *et al.* [13] descubrieron que los fragmentos de fisión emiten neutrones. La emisión de neutrones se debe a que, respecto a los isótopos estables, los fragmentos de fisión tienen exceso de neutrones.

La proporción de neutrones de los isótopos estables aumenta con la masa. Siendo el uranio el elemento más pesado de la naturaleza, tiene una alta proporción de neutrones. El ^{235}U tiene 92 protones y 143 neutrones; en comparación, el oxígeno 18 tiene 8 protones y 8 neutrones.

El exceso de neutrones en los fragmentos los hace inestables. Para alcanzar la estabilidad, estos fragmentos emiten neutrones. La emisión de neutrones hace factible la reacción en cadena, fenómeno en el que basa la construcción de explosivos nucleares y de reactores nucleares.

1.8. La dinámica de la fisión nuclear

Entre los primeros modelos que se plantearon para interpretar la fisión nuclear, sobresale el de Niels Bohr y John Archibald Wheeler [14], en el que se considera superficies de potencial en función de varias variables que representan la deformación del núcleo. El núcleo físil parte de un pozo de estabilidad para subir por la superficie de potencial y llegar a un punto de ensilladura, a partir del cual desciende por un valle de fisión, en el que se va alargando y

formando los dos fragmentos. En el descenso compiten la interacción nuclear atractiva y la interacción coulombiana repulsiva. Así llegan al punto de escisión en el que se forman los dos fragmentos independientes, desvaneciéndose la interacción nuclear que había entre ellos, para finalmente repelerse por interacción coulombiana.

En la dinámica nuclear, la superficie es multidimensional, las variables describen configuraciones que pueden incluir más de dos fragmentos con una amplia distribución de masa y carga. Ello incluye partículas emitidas en pleno proceso de fisión, antes de la escisión.

El sistema conformado por el núcleo físil en sus innumerables configuraciones tiene niveles de estado propios de un sistema con $N + Z$ partículas y un complejo espacio de fase, sobre el que se define la densidad de niveles. Las formas y la densidad de esas superficies tienen los efectos de capas y de emparejamiento de partículas.

La validez de esas superficies y de las ecuaciones dinámicas estarán en la medida que se verifiquen las distribuciones de las magnitudes que caracterizan a los productos de la fisión, los que incluyen los fragmentos formados y las partículas emitidas en el proceso que termina en el punto de escisión.

En el punto de escisión, cada uno de los fragmentos tienen carga, masa, energía de excitación y energía cinética de pre-escisión. Entre ellos hay un potencial de interacción coulombiana, el que se convertirá en energía cinética total de los fragmentos, cuando la distancia sea grande respecto al tamaño del núcleo.

El objetivo de la mayoría de los experimentos de fisión es ver cómo la estructura nuclear podría manifestarse en la distribución de energía cinética y de masa de los fragmentos. Se cuenta con abundante información sobre estructura nuclear [15].

Meitner y Frisch señalan que la relación neutrón/protón tienden a reajustarse, por desintegración beta, al valor más bajo adecuado para elementos más livianos [12]. Sin embargo, Hans von Halban *et al.* [13] descubren que el reajuste se produce principalmente cuando los fragmentos de fisión emiten neutrones.

Para estudiar el proceso de la fisión, que termina en la escisión, es impor-

tante conocer las distribuciones de masa, carga y energía cinética del fragmento primario (antes que emitan neutrones). Sin embargo, solo se puede detectar fragmentos finales (después de emitir neutrones). Por ello es necesario correlacionar las distribuciones de los fragmentos post-neutrón con las distribuciones de los fragmentos pre-neutrón.

Capítulo 2

Distribución de masa, energía cinética y multiplicidad neutrónica de los fragmentos de la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U

Para remontar a las cantidades que caracterizan a los fragmentos primarios, en el punto de escisión, sería necesario medir las correspondientes a los fragmentos finales y, en coincidencia, el número y las cantidades que caracterizan los neutrones emitidos. Este experimento no es técnicamente posible. Por lo tanto, solo queda simular computacionalmente una distribución del fragmento primario, el proceso de emisión de neutrones y la detección del fragmentos finales, cuyos resultados deberán ser consistentes con los valores experimentales.

Entre las magnitudes que se puede medir, en la práctica, están la carga (z), masa (m) y energía cinética (e) del fragmento final, luego de haberse parcialmente estabilizado.

El 1966, W.H. Schmitt et al. [16], usando detectores de estado sólido, midieron los valores de energía cinética de los fragmentos finales complementarios de fisión de la fisión espontánea del ^{252}Cf y de la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Con los valores de energía cinética de los dos fragmentos se calcula los valores “provisionales” de masa (pseudo masa). A partir de las curvas del promedio de la energía cinética de los fragmentos en función de la masa provisional, se calcula las correspondientes a los fragmentos primarios, usando las curvas aproximadas de multiplicidad de neutrones inmediatos en

función de la masa de los fragmentos.

En 1988, U. Quade *et al* [17] usaron el espectrómetro de masas Lohengrin del Instituto Laue Langevin (ILL) de Grenoble para medir la distribución de masa, carga y energía cinética del fragmento final de la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U y del ^{235}U .

En el 2016, en el ILL, P. Grabitz *et al.* presentaron nuevas tecnologías para medir este rendimiento [18].

2.1. Distribución de masa y energía del fragmento final

Los fragmentos comienzan a formarse en el punto de ensilladura, i.e., el estado de preformación de los fragmentos a partir del cual el proceso de fisión es irreversible. Luego, el sistema cae al valle de fisión (rutas energéticamente preferidas de la fisión) y termina en la configuración de escisión, donde los fragmentos interactúan solamente con la fuerza de Coulomb. Además, en la escisión, los fragmentos han adquirido una energía cinética de pre-escisión. En el valle de fisión, el sistema podría describirse mediante variables colectivas (tales como deformación, vibración, rotación, etc.) y variables intrínsecas (como las excitaciones de cuasi partículas).

La dinámica de los procesos de fisión sigue sin ser enteramente comprendida [19]. En particular, la interacción de los grados de libertad colectivos e intrínsecos en el proceso que empieza en el punto ensilladura y termina en la escisión. Se tiene la idea de que la distribución de la masa y la energía de los fragmentos está estrechamente relacionada con las características topológicas de la superficie de energía potencial multidimensional del sistema físil [20].

En la fisión inducida por neutrones térmicos, varias características de los fragmentos se pueden interpretar en términos de un modelo de escisión estática de dos fragmentos esferoidales coaxiales deformados y yuxtapuestos, en el que se considera efectos de capas que influyen en la energía de deformación de los fragmentos. Estas correcciones por los efectos de capa, determinadas por la prescripción de Strutinsky y discutidas por Dickmann *et al.* [21] y Wilkins *et al.* [22], generan mínimos secundarios en la superficie de energía potencial total de fragmentos. Si las características del fragmento final estuvieran gobernadas por las propiedades de los propios fragmentos, un argumento

básico en cualquier teoría estadística, se esperaría un aumento en el ancho de la curva de distribución de energía cinética para las masas de fragmentos A correspondientes a números especiales de neutrones y protones.

Entre la información necesaria, aunque no suficiente, para responder a esta pregunta, está la distribución del rendimiento en masa $Y(A)$ y la distribución de energía cinética $E(A)$. Sin embargo, las mediciones directas sólo pueden llevarse a cabo sobre la distribución del rendimiento de masa $y(m)$ y de energía cinética $e(m)$ del fragmento final o post neutrones. Por lo tanto, resulta crucial averiguar cuál es la relación entre la distribución de energía cinética $e(m)$ y de masa $y(m)$ del fragmento final con las correspondientes al fragmento primario $E(A)$ y $Y(A)$, respectivamente.

En la Comisión de Energía Atómica de Francia, durante el año 1978, usamos el Método Monte Carlo para encontrar la relación arriba mencionada. En diciembre de 1978, este autor presentó los resultados al equipo de Roger Brissot (en Grenoble), el que estaba midiendo las distribuciones correspondientes a los fragmentos finales, en espectrómetro de masas Lohengrin. Los resultados de la simulación parecían totalmente irreales. Se encontraba un extraordinario ensanchamiento de la distribución de la energía cinética del fragmento final con masa en el entorno de $m = 109$: un pico de 9 MeV, cuando en el vecindario de masas es de 5 MeV. Obviamente, el equipo de R. Brissot (del que este autor no formaba parte) miró estos resultados con escepticismo. Lo sorprendente vino cuando los resultados experimentales que obtuvo el equipo de Brissot reprodujeron los obtenidos en la simulación Monte Carlo. Ver Fig. 2.1.

Con el equipo de Brissot no pasé más de una semana. En Grenoble me encontraba con el equipo liderado por Claude Signarbieux, realizando el experimento con el que se mostraría la existencia de la fisión fría. No tuve tiempo de explicar con detalle las causas del sorprendente pico que se encontraba en la curva de la desviación estándar de la distribución de la energía cinética final para la masa $m = 109$.

En mayo de 1979, Brissot presentó los resultados experimentales y los de la simulación en el IV Simposio Internacional de Física y Química de la Fisión, organizado en Jülich (Alemania) por el Organismo Internacional de Energía

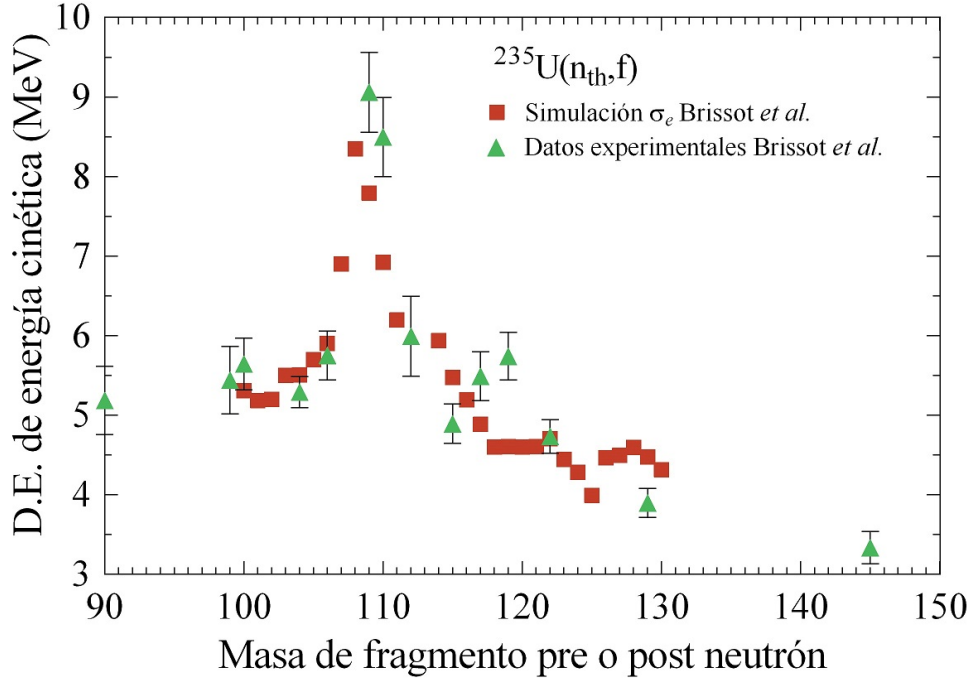


Figura 2.1: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Desviación estándar de la distribución de la energía cinética en función de la masa del fragmento final (m). Resultados de simulación Monte Carlo (cuadrados) y datos experimentales (triángulos) tomados de Ref. [23].

Atómica (OIEA). Mi nombre aparecía entre los de los autores de ese trabajo [23].

Cuando Brissot terminó su exposición, Peter Armbruster, *chairman* de la sesión, le pidió que explicara ese fenómeno. Brissot respondió diciendo que Modesto Montoya lo podía explicar mejor. Inesperadamente, me vi explicando el tema en ese simposio internacional.

Djamel Belhafaf *et al.* [24] repitieron el experimento de Brissot *et al.*. Ellos confirmaron el pico para la masa $m = 109$ y encontraron otro para la masa $m = 125$ en la curva de la desviación estándar de la distribución de energía cinética en función de la masa del fragmento final. Ese pico no había aparecido en la simulación del primer experimento. Ver Fig. 2.2.

Con un mejor conocimiento de la influencia del promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos, de las pendientes de las curvas de rendimiento de masa y de la energía cinética promedio, del fragmento primario, en la desviación estándar de la distribución de energía cinética del fragmento final, se ajustó el programa de simulación y se reprodujo el segundo pico encontrado por Belhafaf *et al.* [24]. Los resultados de la simulación Monte Carlo

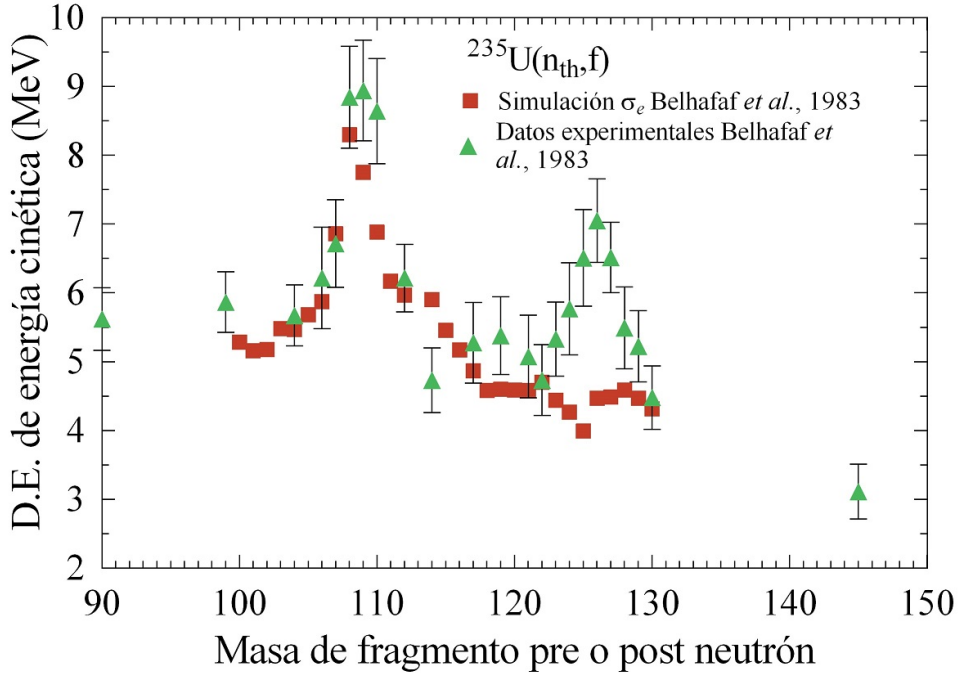


Figura 2.2: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Desviación estándar de la distribución de la energía cinética en función de la masa del fragmento final (m). Resultados de simulación Monte Carlo (cuadrados) y datos experimentales (triángulos) de la Ref. [24].

fueron presentados el año 2007 en el VII Simposio Latinoamericano de Física Nuclear y Aplicaciones, y publicados en la Revista Mexicana de Física [25, 26].

2.1.1. La simulación Monte Carlo

En la simulación Monte Carlo, para cada masa de fragmento primario A , la distribución de energía cinética de los fragmentos de fisión se genera aleatoriamente usando una distribución gaussiana representada por la siguiente expresión:

$$P(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_E} \exp\left[-\frac{(E - \bar{E})^2}{2\sigma_E^2}\right], \quad (2.1)$$

la que corresponde a un valor medio $\bar{E}$ y una desviación estándar σ_E .

El promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos $\bar{\nu}$ es tomado de los valores experimentales citados en [23]. Consideramos que el número de neutrones n , emitido por el fragmento, es igual a la parte entera de ν , calculado con la fórmula

$$\nu = \nu_0 + \bar{\nu}\left(1 - \beta \frac{E - \bar{E}}{\sigma_E}\right), \quad (2.2)$$

donde ν_0 y β son parámetros.

La masa de cada fragmento final será,

$$m = A - n. \quad (2.3)$$

Tomando en cuenta que, respecto al centro de masa, la energía de retroceso del fragmento por emisión de neutrones es muy pequeña en relación con la energía del fragmento, W.C. Schmitt et al. [16] deduce que la energía cinética $e(m)$ del fragmento final será dada por

$$e = (1 - \frac{n}{A})E. \quad (2.4)$$

Por otro lado, para obtener una estadística aceptable durante la simulación, se consideró un número total del orden de 10^8 eventos de fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Al mismo tiempo, se utilizó el método de Box-Müller para generar los números aleatorios con la distribución normal requerida [27], y se calculó la desviación estándar de todas las cantidades pertinentes mediante la expresión que para $e(m)$, por ejemplo, sería

$$\sigma_e^2(m) = \frac{\sum_{i=1}^{N_j(m)} e_i^2(m)}{N_j(m)} - \bar{e}^2(m), \quad (2.5)$$

donde $\bar{e}(m)$ es el valor promedio de la energía cinética del fragmento final con masa m ; y $N_j(m)$ es el número de eventos de fisión correspondientes a esa masa.

2.1.2. Efectos de la emisión de neutrones

Como se puede ver en la Fig. 2.3, el primer resultado de la simulación es el desplazamiento del rendimiento de masa del fragmento final $y(m)$ respecto al rendimiento de la masa del fragmento primario $Y(A)$. Ese desplazamiento está correlacionado con el promedio de la multiplicidad promedio de neutrones inmediatos.

La energía cinética del fragmento primario $E(A)$ se genera a partir de una distribución gaussiana, mientras que la cinética final de la energía $e(m)$ se calcula a través de la ecuación 2.4.

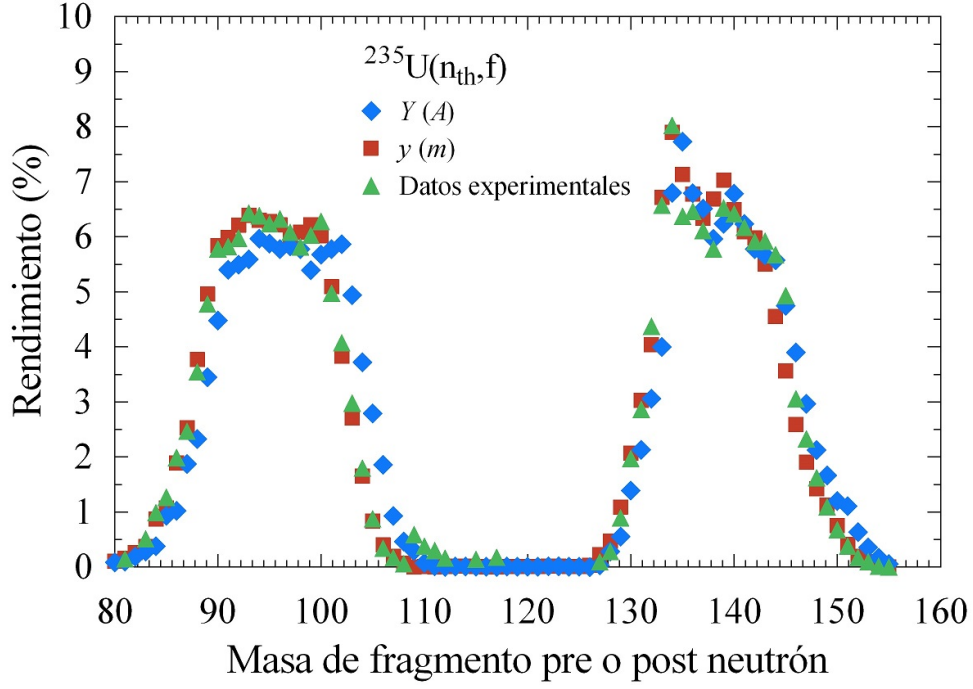


Figura 2.3: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Rendimiento de masas del fragmento primario (diamantes) y fragmentos finales simulados (cuadrados), respectivamente, de la simulación de la Ref. [25]. Datos experimentales de la Ref. [24] (triángulos).

2.1.3. Influencia de la función de la energía cinética

Las gráficas de la energía cinética promedio en función de la masa de los fragmentos primario y final, respectivamente, como resultado de la simulación, se muestran en la Fig. 2.4.

Además, la Fig. 2.5 muestra la desviación estándar $\sigma_E(A)$ de la distribución de energía cinética del fragmento primario y la desviación estándar $\sigma_e(m)$ de la correspondiente al fragmento final, respectivamente.

Los gráficos de $\sigma_e(m)$ revelan la presencia de un ensanchamiento pronunciado alrededor de $m = 109$ y otro más pequeño alrededor de $m = 125$. Ello, a pesar de que la desviación estándar de la distribución simulada de energía cinética del fragmento primario (Ver 2.5, triángulos) no muestra ningún ensanchamiento en el rango de masas del fragmento primario A de 90 a 145.

Se observa que los ensanchamientos de la distribución de la energía cinética final están relacionados con un alto valor absoluto de la pendiente la energía cinética en función de la masa, i.e., del valor absoluto de

$$\Delta \bar{E}(m) = \bar{E}(m+1) - \bar{E}(m). \quad (2.6)$$

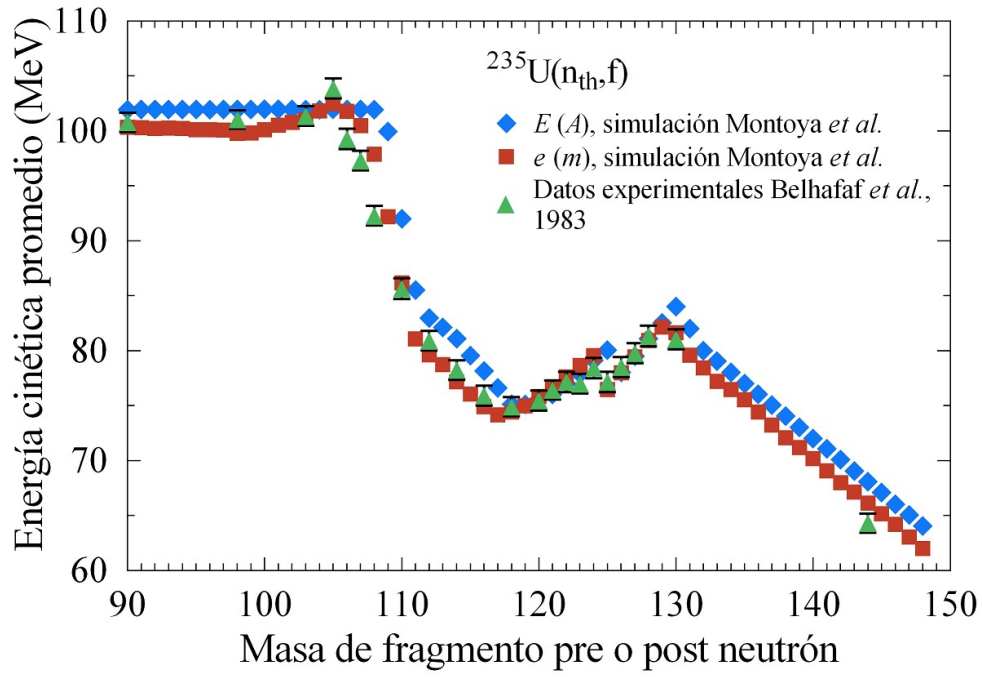


Figura 2.4: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Energía cinética promedio del fragmento primario (diamantes) y finales (cuadrados), respectivamente, como resultado de simulación Monte Carlo de la Ref. [25]; y datos experimentales (triángulos) de la Ref. [24].

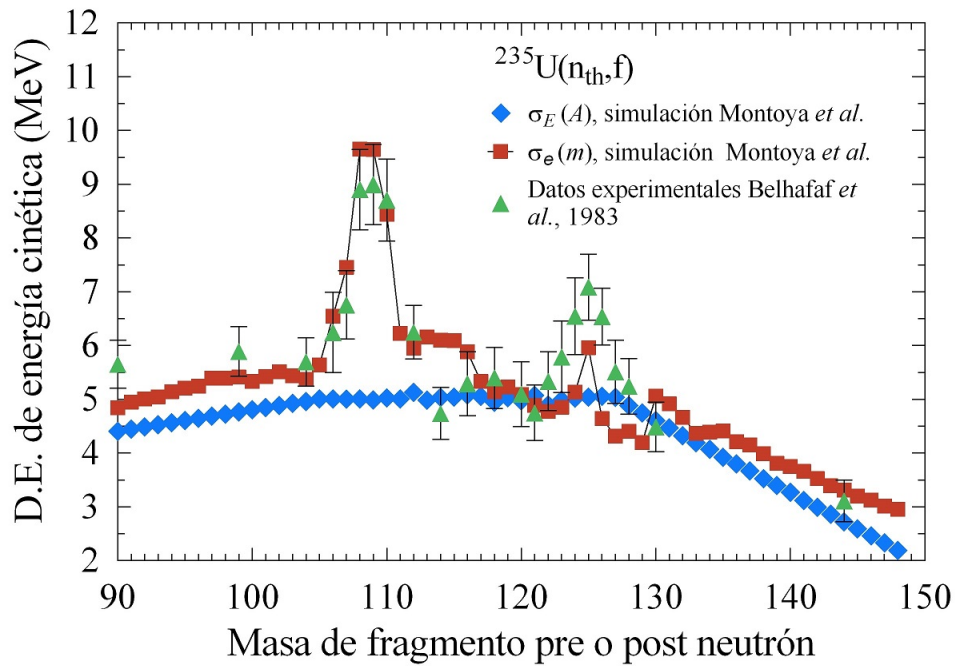


Figura 2.5: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Resultado de la simulación Monte Carlo de la desviación estándar de la energía cinética del fragmento primario (diamantes) y finales (cuadrados), respectivamente, como resultado de simulación Monte Carlo de la Ref. [25]; y datos experimentales (triángulos) de la Ref. [24].

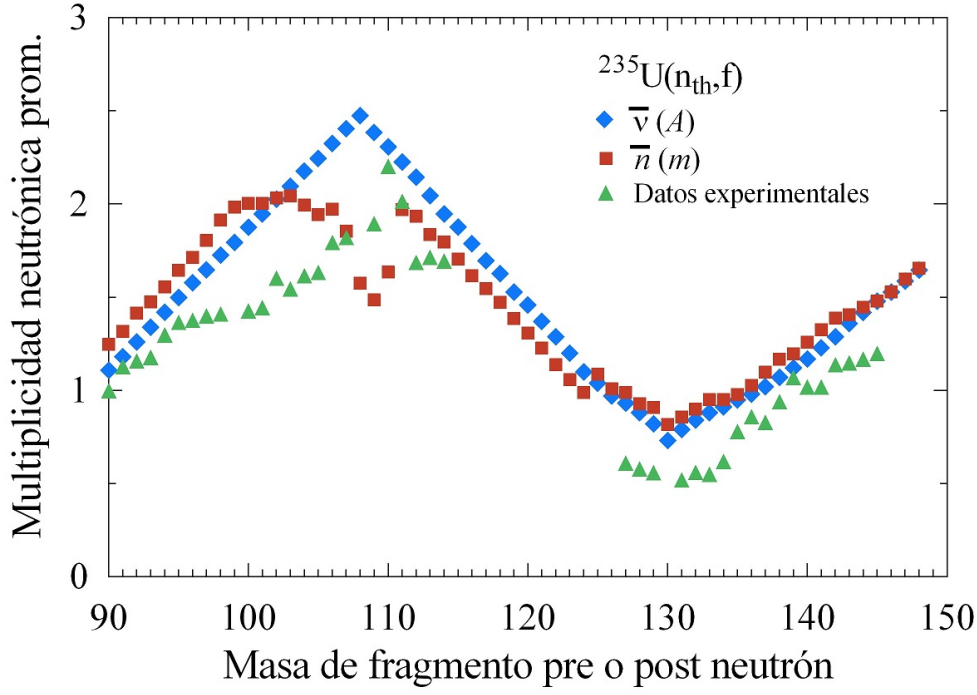


Figura 2.6: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento primario (diamantes) y finales (cuadrados), respectivamente, como resultado de simulación Monte Carlo de la Ref. [25]; y datos experimentales (triángulos) de la Ref. [24].

La forma y la altura del ensanchamiento de $\sigma_e(m)$ dependen de los valores de los parámetros ν_0 y β que aparecen en la Ec. 2.2. En la Fig. 2.5 se observa los resultados de la simulación de $\sigma_e(m)$ obtenidos con $\nu_0 = 0,62$ y $\beta = 0,35$.

Esos resultados nos permiten asumir que la estructura en la desviación estándar en la distribución de la energía final que se presenta alrededor de $m = 109$ está asociada con la emisión de neutrones y con la abrupta variación del promedio de la energía cinética del fragmento primario alrededor de esa masa. La caída de la energía cinética es de $E = 100$ MeV, para $A = 109$, a $E = 85,5$ MeV, para $A = 111$. El número promedio de neutrones emitidos es de aproximadamente 2 (Ver Fig. 2.6).

También podemos asumir que el ensanchamiento de desviación estándar para $m = 125$ es producido por la discontinuidad de la curva $E(A)$ entre $A = 126$ y $A = 125$.

Los resultados de la simulación Monte Carlo, mencionados en los dos párrafos anteriores, están de acuerdo con las mediciones realizadas por D. Belhafaf *et al.* [24].

2.2. Multiplicidad neutrónica promedio en función de la pseudo masa

Para estudiar el promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa provisional o pseudo masa, tomando en cuenta los resultados experimentales disponibles, cambiamos los datos de entrada de la simulación [28]. La multiplicidad de neutrones inmediatos son calculados en función de la energía cinética total TKE del fragmento final:

$$\nu = \nu_0 + \bar{\nu}(1 - \frac{1}{\alpha}(TKE - \overline{TKE})), \quad (2.7)$$

donde ν_0 y α son parámetros. El parámetro $\alpha(A)$ es definido como la pendiente inversa de la multiplicidad en función de la energía cinética total $\nu(TKE)$. Nótese que esta ecuación difiere de la ecuación 2.2, la que está asociada a la medición de la energía cinética de uno de los dos fragmentos.

Los datos de entrada relacionados con la distribución de masas, energía cinética y multiplicidad de neutrones inmediatos del fragmento primario fueron productos de ajustes de varios datos experimentales obtenidos mediante el método de la doble energía. Ver Figs. 2.7, 2.8, 2.9, 2.10. Como se puede observar, las curvas de entrada son suavizadas respecto a la simulación de la sección anterior. En el entorno de masa $A = 109$, los valores $\Delta\bar{E}(A)$ pasan de 5 MeV en la Fig. 2.4 a 1 MeV en la Fig. 2.8.

El resultado más evidente es que el pico de la curva $\sigma_e(m)$ reproducida con los datos primarios anteriores se vuelve más ancho y menos alto, alejándose de curva experimental. Además, comparando las Figs. 2.4 y 2.8 constatamos que la curva de $\bar{e}(m)$ también se aleja de la curva experimental.

En las Figs. 2.10 y 2.11 se presenta el resultado de la simulación del número promedio de neutrones emitidos en función de la masa del fragmento primario A (diamantes) y el correspondiente a la masa del fragmento final (cuadrados), respectivamente. No existe resultados experimentales con los que se les puede comparar. Lo que se tiene es el promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento primario deducida a partir de la pseudo masa o masa provisional calculada mediante el método de la doble energía. Ver Fig. 2.12.

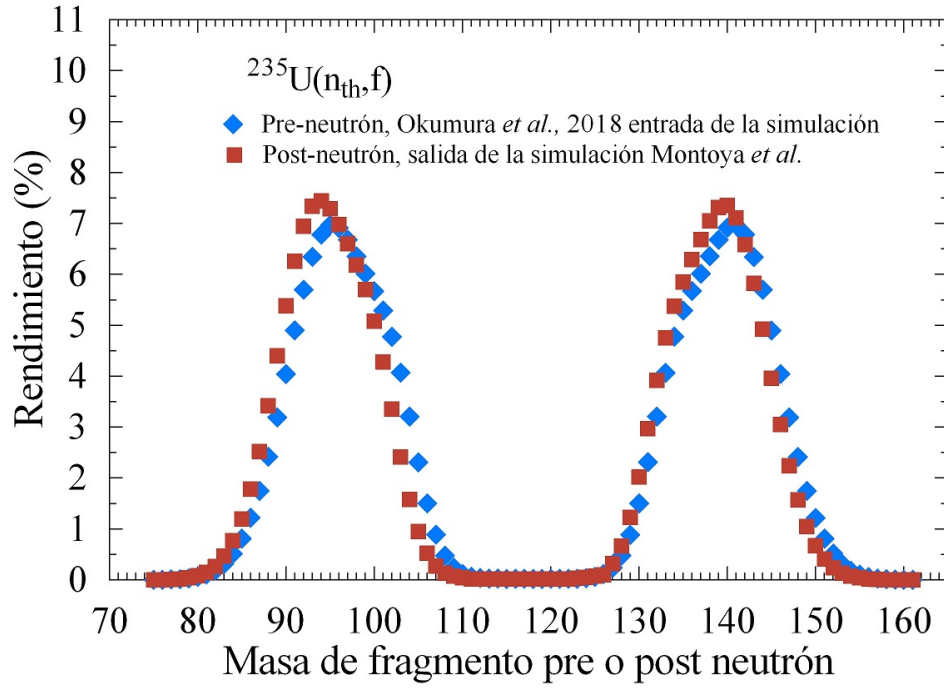


Figura 2.7: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Rendimiento de masa de fragmentos primario (de la Ref. [29]) utilizado como entrada (diamantes) y rendimiento en masa del fragmento final (cuadrados) como resultado de la simulación. Figura tomada de Ref. [28].

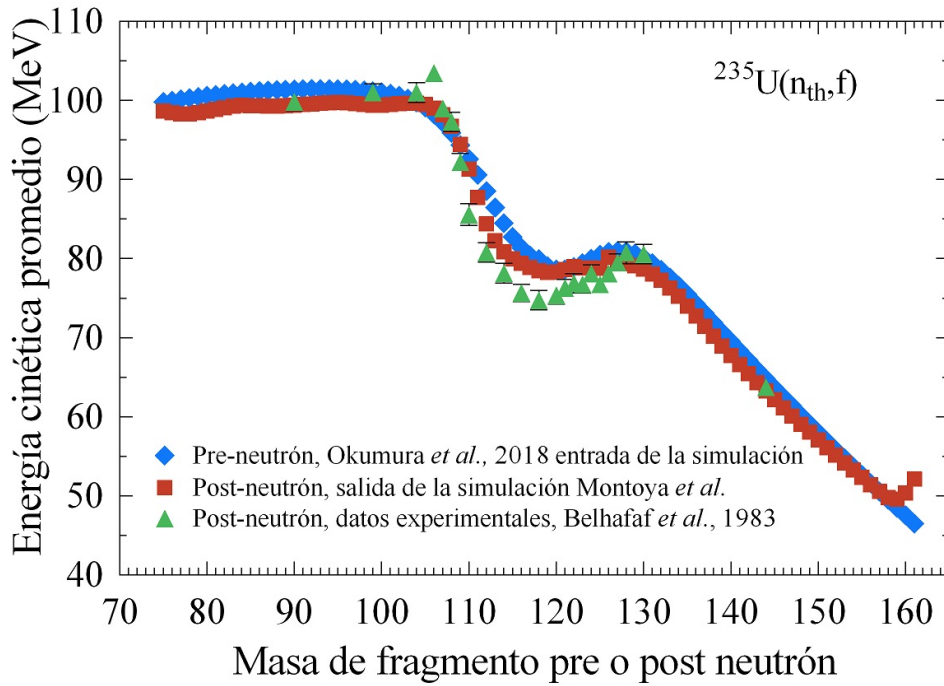


Figura 2.8: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Energía cinética total promedio en función de la masa del fragmento primario $\overline{TKE}(A)$ (de la Ref. [29]) usada como entrada (diamantes) y de la masa del fragmento final (cuadrados) en la simulación Monte Carlo en comparación con los datos experimentales tomados de la Ref. [24] (triángulos). Figura tomada de Ref. [28].

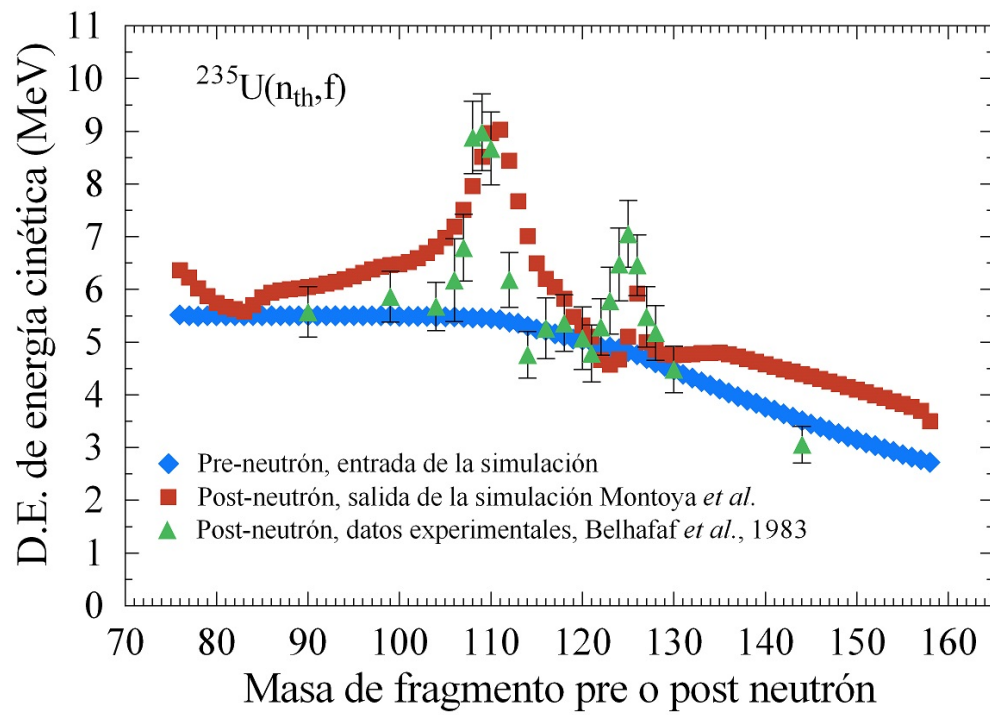


Figura 2.9: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Desviación estándar de la distribución de energía cinética como una función de la masa del fragmento primario utilizada como entrada (diamantes) y de la masa del fragmento final (cuadrados) en comparación con los datos experimentales tomados de Ref. [24] (triángulos). Figura tomada de Ref. [28].

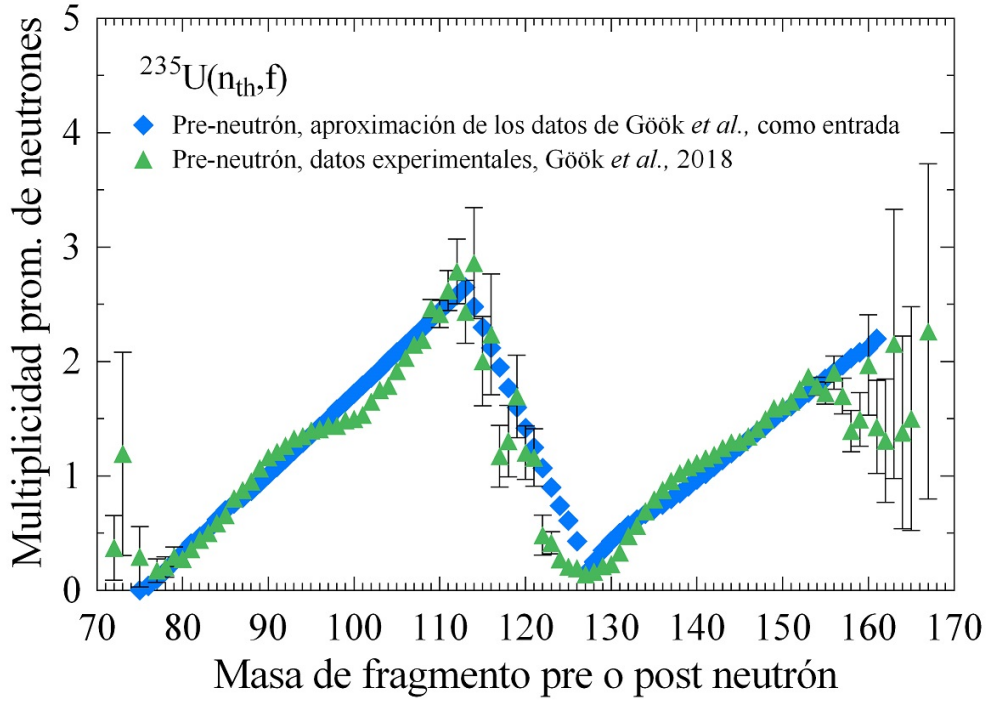


Figura 2.10: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Valor experimental del promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento primario tomada de la Ref. [30] (triángulos) y su aproximación diente de sierra (diamantes) utilizada como entrada en la simulación. Figura tomada de Ref. [28].

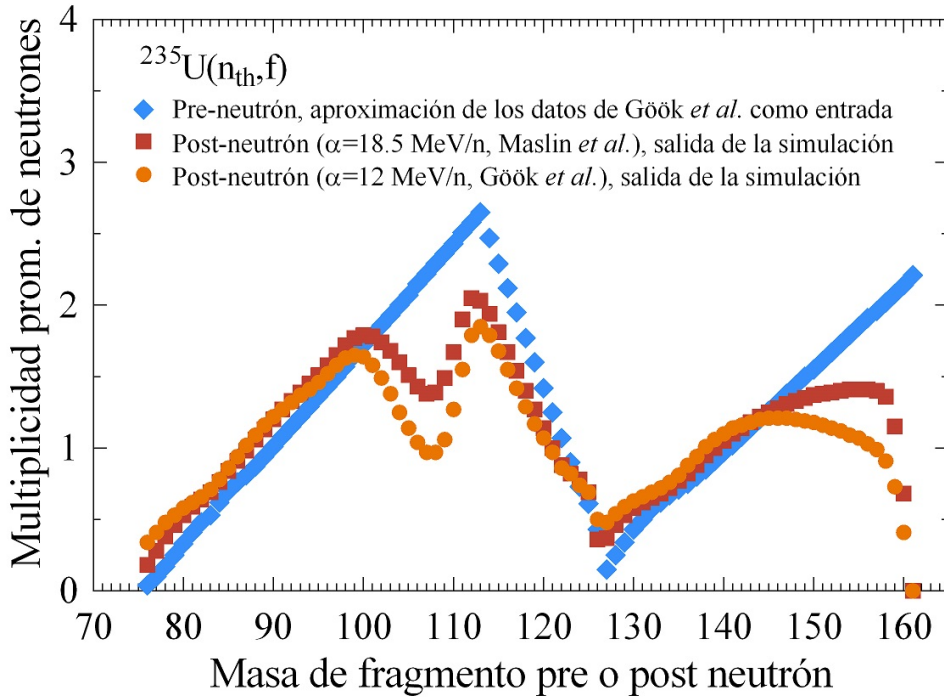


Figura 2.11: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Aproximación diente de sierra (diamantes) del promedio de la multiplicidad de neutrones en función de la masa del fragmento primario de la Ref. [30] utilizado como entrada y del fragmento final resultado de simulación usando $\alpha = 18,5 \text{ MeV/n}$ (Ref. [31]) (cuadrados) y $\alpha = 12 \text{ MeV/n}$ (Ref. [30]) (círculos). Figura tomada de Ref. [28],

Si los valores de la energía cinética de los fragmentos complementarios son e y e' , los de su pseudo masa μ y μ' , respectivamente, son calculados a partir de las ecuaciones desarrolladas por W.C. Schmitt et al. [16]:

$$\mu + \mu' = A_0, \quad (2.8)$$

$$e\mu = e'\mu' \quad (2.9)$$

donde A_0 es la masa del núcleo físil. El error en la medición de la energía cinética se traslada al error en el cálculo de la masa.

Según el método $2E$, las pseudo masas o masas provisionales de fragmentos complementarios (μ, μ') se calculan utilizando las relaciones de conservación 2.4, 2.8 y 2.9, de lo que resulta:

$$\mu = A_0 \frac{e'}{e' + e} = A_0 \frac{E'}{E' + EF}, \quad (2.10)$$

donde

$$F = \frac{1 - n/A}{1 - n'/A'}. \quad (2.11)$$

Ello implica que la pseudo masa de un fragmento será mayor que su masa del fragmento primario mientras mayor sea el número de neutrones emitidos. Este es un efecto diferente a lo que sucede con la masa del fragmento final, la que es igual o menor que la masa del fragmento primario. Sin embargo, debemos añadir que el valor de la pseudo masa de un fragmento depende también del número de neutrones emitidos por el fragmento complementario.

En contraste con lo que sucede con m ($m \leq A$), μ puede ser menor o mayor que A , dependiendo de n , n' , A y A' . De la simulación Monte Carlo para $\alpha = 18,5 \text{ MeV}/n$, resulta la multiplicidad de neutrones inmediatos promedio en función de la masa calculada por el método de energía doble (μ) que es trazada con cuadrados en la Fig. 2.12. Usando los datos asociados con esa figura uno obtiene: i) $n/A \approx 0,0037$ y $n'/A' \approx 0,012$ para $A = 80$ ($A' = 156$) ii) $n/A \approx 0,0015$ y $n'/A' \approx 0,021$ para $A = 127$ ($A' = 109$). De la Ec. 2.10 se deduce que, para ambos casos, $\mu < A$, lo que implica que $Y(\mu)$ es alimentado por fragmentos con $A > \mu$. Entonces se usa el mismo razonamiento para (m) , es decir, $\bar{N} > \nu_s$ porque $R > 1$.

La curva $\bar{N}(\mu)$ para $\alpha = 12 \text{ MeV}/n$ se traza con estrellas en la Fig. 2.12. Las propiedades mencionadas son más visibles.

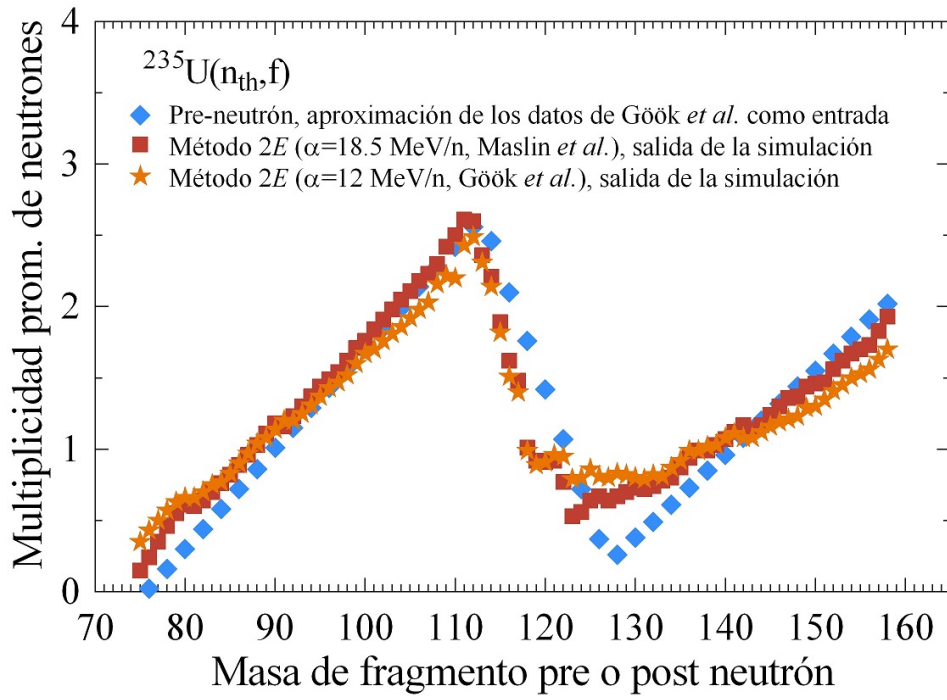


Figura 2.12: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Aproximación diente de sierra (diamantes) del promedio de la multiplicidad de neutrones en función de la masa del fragmento primario tomado de los valores experimentales de la Ref. [30] utilizado como entrada y en función de la masa del fragmento calculada con método 2E usando $\alpha = 18,5$ MeV/n (Ref. [31]) (cuadrados) y $\alpha = 12$ MeV/n (Ref. [30]) (círculos). Figura tomada de Ref. [28].

Capítulo 3

Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U

3.1. Distribución de masa y energía del fragmento final

Veamos ahora algunos de los efectos de emisión de neutrones en la distribución de masa y energía de los fragmentos de la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U [32].

D. Belhafaf *et al.* [24], usando el espectrómetro de masas Lohengrin del ILL de Grenoble, midieron la distribución de la energía cinética del fragmento final de la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Esa distribución es representada por el valor promedio de la energía cinética ($\bar{e}$) y la desviación estándar de su distribución (σ_e) en función de la masa del fragmento final m . Los resultados presentan un primer pico de $\sigma_e(m)$ alrededor $m = 109$ y un segundo alrededor de $m = 122$. Ver Fig. 3.1.

D. Belhafaf *et al.* [24] suponen que la curva de la desviación estándar de la energía cinética (σ_E) en función de la masa del fragmento primario (A) presenta un pico alrededor de 122. Sin embargo, los cálculos teóricos de H. Faust *et al.* [33] no sugieren pico alguno en el entorno de esa masa.

3.2. Simulación Monte Carlo

Para clarificar la aparente controversia entre los resultados experimentales de D. Belhafaf *et al.* y los cálculos de Herbert Faust *et al.*, usamos el método de simulación Monte Carlo, explicado en el capítulo anterior para la reacción $^{235}\text{U}(\text{n}_{th}, \text{f})$.

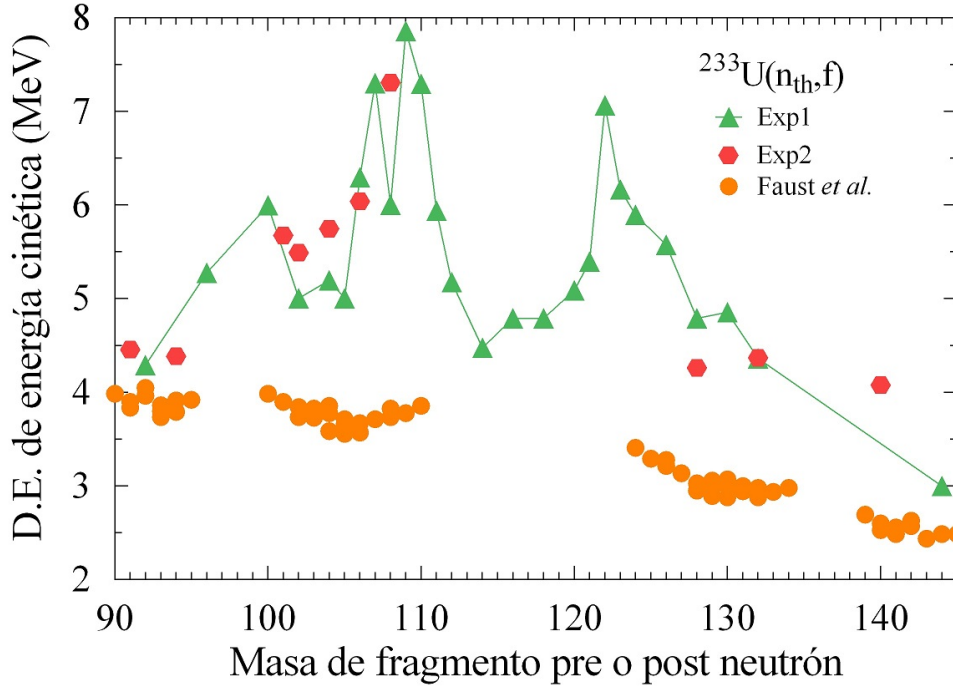


Figura 3.1: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Desviación estándar de la distribución de energía cinética en función de la masa del fragmento final m medida por D. Belhafaf *et al.* (triángulos) [24] y por H. Faust *et al.* (hexágonos) [33], respectivamente; y la desviación estándar en función de la masa del fragmento primario (diamantes) calculada por H. Faust *et al.* [33]. Figura tomada de la Ref. [32].

Los resultados de la simulación sobre la curva de rendimiento de la masa del fragmento final $y(m)$ y de la masa del fragmento primario $Y(A)$ son presentados en la Fig. 3.2.

Como era de esperar, la curva $y(m)$ tiene un desplazamiento hacia valores menores de masa, respecto a la curva de rendimiento de masas primarias $Y(A)$.

Algo similar ocurre con las curvas del promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos $\bar{n}(m)$ y de la energía cinética promedio, respectivamente $\bar{e}(m)$, las que tienen desplazamientos hacia masas menores, respecto a las correspondientes a los fragmentos primarios. Ver Figs. 3.3 y 3.4, respectivamente.

Se nota claramente que los desplazamientos de las curvas de $y(m)$ y $\bar{e}(m)$, respecto a $Y(A)$ y $\bar{E}(A)$, respectivamente, son mayores en regiones de mayor promedio de multiplicidad de neutrones inmediatos.

Además, como se ve en la Fig. 3.5, no es necesario picos en la curva de la desviación estándar de la distribución de energía cinética del fragmento

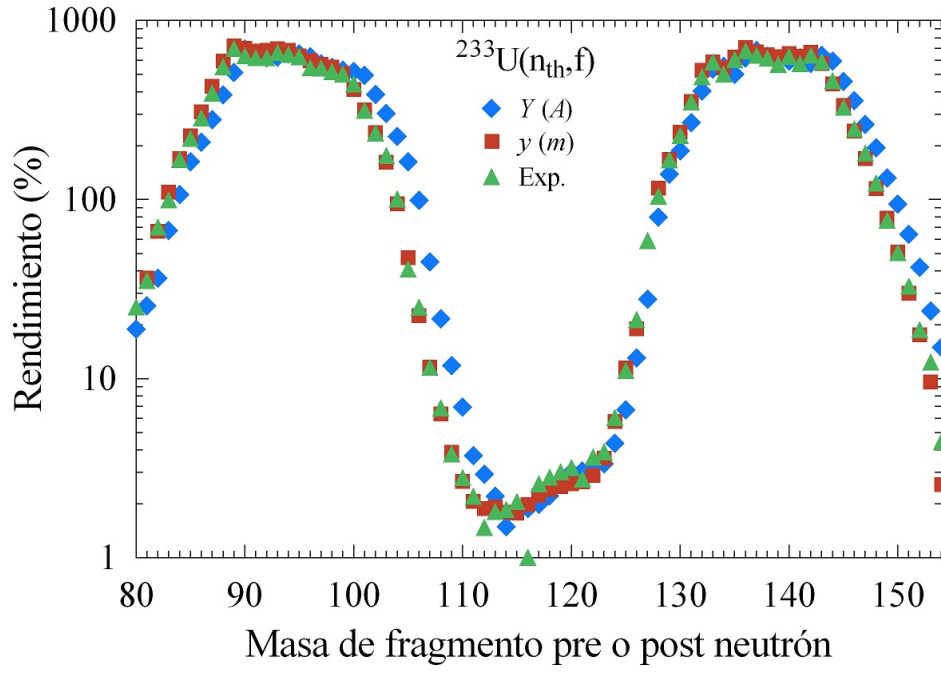


Figura 3.2: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Resultados de la simulación de rendimientos de masa del fragmento primario (diamantes) y finales (cuadrados) presentados con los resultados experimentales (triángulos), tomados de Ref. [24]. Figura tomada de Ref. [32].

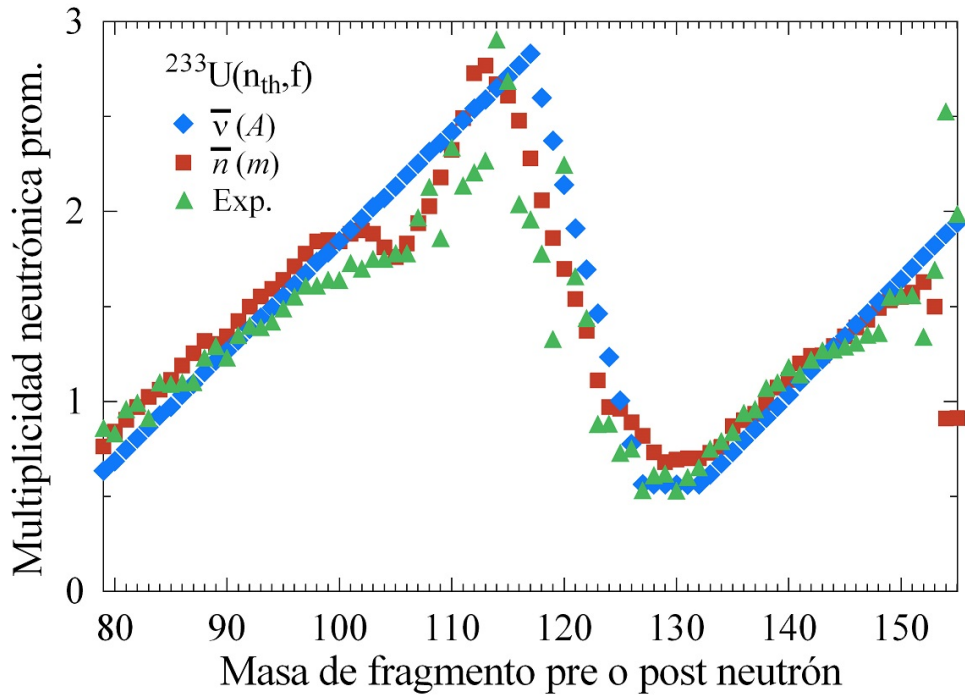


Figura 3.3: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento primario (diamantes) y del fragmento final (cuadrados) como resultado de la simulación [32] comparados con los datos experimentales (triángulos), tomados de Ref. [34]. Figura tomada de la Ref. [32].

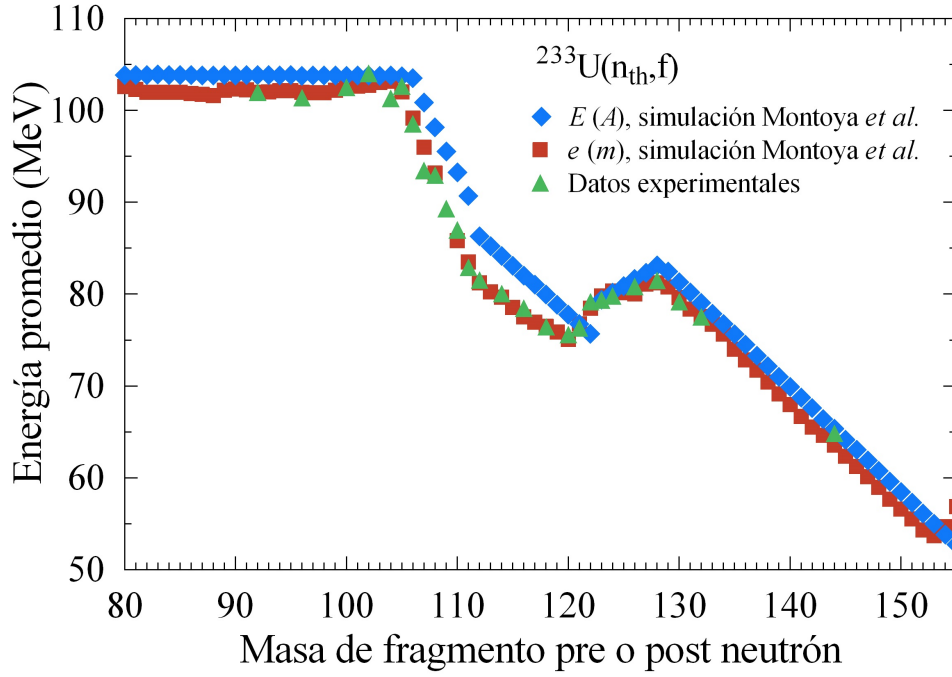


Figura 3.4: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Promedio de la energía cinética en función de la masa del fragmento primario (diamantes) y fragmentos finales (cuadrados) como resultado de la simulación [32], comparada con los datos experimentales (triángulos) de [24]. Figura tomada de la Ref. [32].

primario para obtener picos en la curva correspondiente a los fragmentos finales.

Se obtiene picos de $\sigma_e(m)$ alrededor de $m = 109$, lo que está de acuerdo con los resultados de D. Belhafaf *et al.* [24] y de H. Faust *et al.* [33], respectivamente.

El pico en la curva de desviación estándar de la distribución de energía cinética, alrededor de $m = 122$, que resulta de la simulación no es tan pronunciado como el obtenido por D. Belhafaf *et al.* Por el contrario, se obtiene una disminución en la región entre $m = 121$ y $m = 129$.

Estos resultados son obtenidos con la simulación de una curva sin picos de la desviación estándar de la distribución de energía cinética en función de la masa $\sigma_E(A)$ en la región de masas A de 90 a 145 del fragmento primario. Ver Fig. 3.5.

Las alturas de los picos de $\sigma_e(m)$ son muy sensibles al valor de parámetro β que aparece en la relación Ec. (2.2). El efecto de β en el pico depende de la región de masa. Para la región alrededor de $m = 109$, un alto valor de β producirá un alto valor del pico de σ_e . Los resultados de $\sigma_e(m)$ presentados en

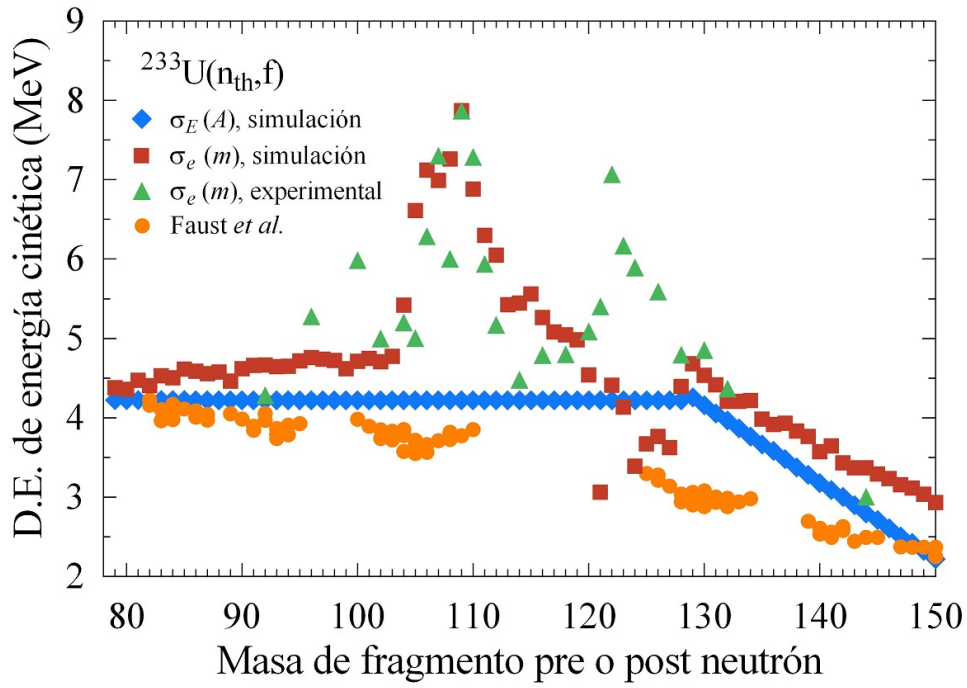


Figura 3.5: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Desviación estándar de la distribución de energía cinética en función de la masa del fragmento primario (diamantes) y del fragmento final (cuadrados) en la simulación Monte Carlo [32] comparados con los resultados de los cálculos (círculos) realizados para fragmentos primarios por Faust *et al.* [33] y con los datos experimentales correspondientes a fragmentos finales (triángulos) obtenidos por Belhafaf *et al.* [24]. Figura tomada de la Ref. [32].

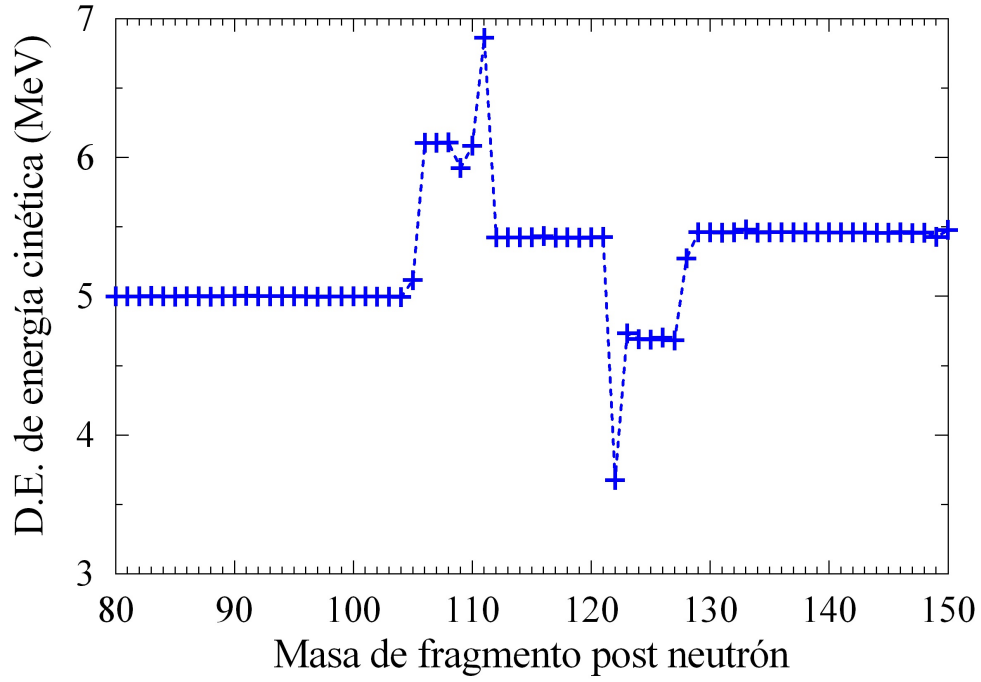


Figura 3.6: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Desviación estándar de la distribución de energía cinética del fragmento final bajo la hipótesis que i) $Y(A)$ es constante, ii) $\sigma_E(A) = 5$ MeV. Los valores de (A) son tomados de la Fig. 3.4. Figura tomada de la Ref. [32].

la Fig. 3.6 fueron obtenidos con $\beta = 0,35$. La presencia del pico en $m = 109$ puede ser asociada con un promedio de multiplicidad de neutrones inmediatos de aproximadamente $\bar{\nu} = 2$ y una muy fuerte caída de la energía cinética promedio de $E = 96$ MeV a $E = 90$ MeV, correspondiente a $A = 109$ y $A = 111$, respectivamente.

3.3. Interpretación de resultados

Vamos a usar una forma analítica simple para interpretar los efectos de la emisión de neutrones inmediatos, examinando separadamente la influencia de las variaciones de $\bar{E}(A)$ e $Y(A)$, respectivamente, en $\sigma_e(m)$.

3.3.1. Influencia de la variación del promedio de la energía cinética sobre la desviación estándar de la distribución cinética energía del fragmento final

Con el fin de evaluar analíticamente la influencia de la variación de $\bar{E}$ sobre $\sigma_e(m)$, suponemos que i) $Y(A)$ y $\sigma_E(A)$ son constantes e ii) los fragmentos con $E > \bar{E}$ no emiten neutrones y fragmentos con $E < \bar{E}$ emiten un neutrón.

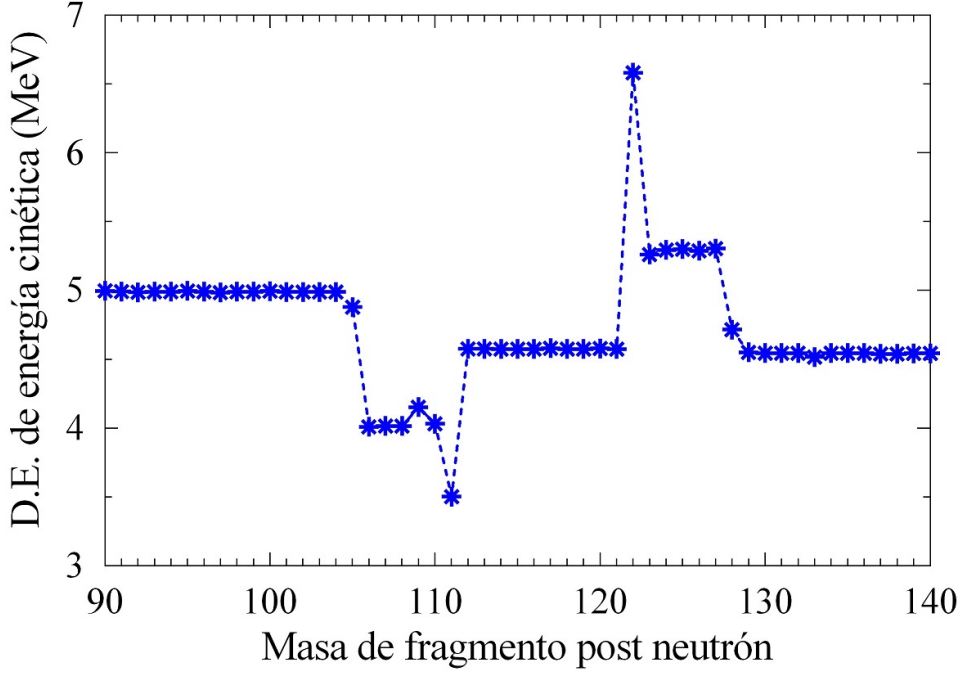


Figura 3.7: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Desviación estándar del fragmento final, calculados bajo la hipótesis que i) $Y(A)$ es constante, ii) $\sigma_E(A) = 5$ MeV. iii) fragmentos con $E > \bar{E}$ emite un neutrón and fragmentos con $E < \bar{E}$ no emiten neutrones. Los valores de $E(A)$ se toman de la Fig. 3.4. Figura tomada de la Ref. [32].

Entonces, para cada masa del fragmento final m hay una contribución de fragmentos con masa del fragmento primario m que no emiten ningún neutrón y de fragmentos con masa del fragmento primario $m + 1$ que emiten un neutrón. Con esas condiciones se tiene

$$\sigma_e(m) = \left[\sigma_E^2 - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_E \Delta \bar{E} + \left(\frac{\Delta \bar{E}}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.1)$$

donde

$$\Delta \bar{E} = \bar{E}(m + 1) - \bar{E}(m). \quad (3.2)$$

Como puede verse en la Fig. 3.6, la curva de $\sigma_e(m)$, calculada con la relación (3.1), presenta un pico alrededor de $m = 109$, lo que está de acuerdo con los datos experimentales. En esa región $\Delta \bar{E} < 0$. De la relación (3.1) sigue que $\sigma_e(m) > \sigma_E(A)$.

La disminución de los valores de $\sigma_e(m)$ en la región de masa entre $m = 121$ y $m = 129$ se explica por el hecho de que en esa región de masa $\Delta \bar{E} > 0$. Usando la relación (3.1), se obtiene que $\sigma_e(m) < \sigma_E(A)$.

Si asumimos que los fragmentos con $E > \bar{E}$ emiten un neutrón y los fragmentos con $E < \bar{E}$ no emiten ni un neutrón, entonces para cada masa del fragmento final m hay una contribución de fragmentos con masa del fragmento primario m que no emiten ningún neutrón y de fragmentos con masa del fragmento primario $m + 1$ que emiten un neutrón. Con estas condiciones conseguimos,

$$\sigma_e(m) = \left[\sigma_E^2 + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_E \Delta \bar{E} + \left(\frac{\Delta \bar{E}}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.3)$$

donde $\Delta \bar{E} = \bar{E}(m + 1) - \bar{E}(m)$

Estos resultados muestran cuán sensible es $\sigma_e(m)$ a la variación de $\bar{E}$ en función de A .

En la Fig. 3.7, podemos ver que la curva $\sigma_e(m)$, calculada con la relación (3.3), presenta un pico alrededor de $m = 122$ en acuerdo con los resultados experimentales. En esa región $\Delta \bar{E} > 0$; entonces, de la relación (3.3) se deduce que $\sigma_e(m) > \sigma_E(A)$. La disminución de $\sigma_e(m)$ simulado en la región de masas alrededor $m = 109$ se explica por el hecho de que en esa región de masas $\Delta \bar{E} < 0$. Usando la relación (3.3), obtenemos que $\sigma_e(m) < \sigma_E(A)$.

3.3.2. Influencia de la variación del rendimiento en masa sobre la desviación estándar de la distribución de energía cinética final

Con el fin de evaluar analíticamente la influencia de la variación de $Y(A)$ sobre $\sigma_e(m)$, suponemos que i) $Y(A + 1) = rY(A)$, (ii) $\sigma_E(A)$ es constante, (iii) $\bar{E}(m + 1) = \bar{E}(m)$ y (iv) la emisión de neutrones no tiene efecto de retroceso sobre la energía cinética de los fragmentos. Entonces podemos demostrar que,

$$\sigma_e(m) = \sigma_E \left[1 - \frac{2}{\pi} \left(\frac{1 - r}{1 + r} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.4)$$

La curva de la desviación estándar calculada con la relación (3.4) se presenta en la Fig. 3.8. Podemos obtener un pico para $m = 122$ suponiendo que alrededor de esta masa Y aumenta muy rápidamente con A excepto que $Y(123) = Y(122)$. Sin embargo, no podemos reproducir el pico pronunciado obtenido por D. Belhafaf *et al.* [24].

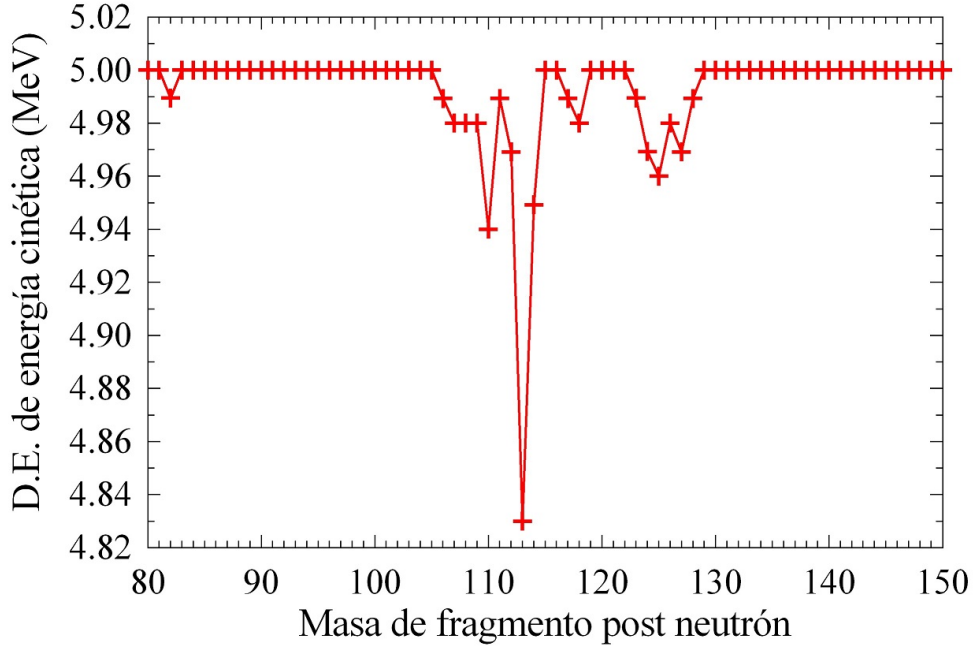


Figura 3.8: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Desviación estándar de la distribución fragmentos finales, calculados bajo la hipótesis que i) $\sigma_E(A) = 5$ MeV (ii) $\bar{E}(m+1) = \bar{E}(m)$ iii) los fragmentos con $E > \bar{E}$ no emite neutrones y los fragmentos con $E < \bar{E}$ emite un neutrón. Los valores de $Y(A)$ son tomados de Fig. 3.2. Figura tomada de la Ref. [32].

3.3.3. Los falsos picos en la desviación estándar de la distribución de energía cinética

A partir de los resultados de una simulación de Monte Carlo (validada por un simple modelo analítico) de un experimento que mide la masa y la distribución de energía cinética de los fragmentos finales de la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U , podemos concluir que: i) no hay estructuras sobre la desviación estándar de la energía de energía cinética en función de la masa del fragmento primario; ii) el pico alrededor de $m = 109$ en la desviación estándar de la distribución de energía cinética en función de la masa del fragmento final $\sigma_e(m)$, observado por Belhafaf et al. [24] y Faust *et al.*, son consecuencia de la alta multiplicidad de neutrones inmediatos y de la variación de la energía cinética media en el vecindad de ese valor de masa; iii) nuestra suposición de no existencia de un pico en la desviación estándar de la distribución de energía cinética en función de la masa del fragmento primario coincide con los resultados del cálculo teórico de Faust *et al.* [33], en contra de la suposición de la existencia de un pico alrededor de $A = 122$ propuesto por Belhafaf *et al.* [24].

3.4. Promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la pseudo masa de los fragmentos de fisión

Para simular el experimento de medición del promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la pseudo masa de los fragmentos de la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ [28], se ha usado los datos de $Y(A)$, $\overline{TK\overline{E}}(A)$, $\alpha = 13,6$ MeV/ n tomada de la Ref. [34] y $\sigma_E(A)$ de la Ref. [24]. Las curvas de $Y(A)$, $\overline{TK\overline{E}}(A)$ y $\sigma_E(A)$ usadas como entrada para la simulación son graficadas con diamantes. Las curvas de $y(m)$, $\bar{e}(m)$ y $\sigma_e(m)$ resultantes son graficadas con cuadrados en la Figs. 3.9, 3.10 and 3.11, respectivamente. Nótese que los valores de Y no muestran barras de error en los datos de las mencionadas referencias.

La curva $\bar{\nu}_s(A)$ consiste de tres segmentos uniendo los puntos

$$(76; 0,4), (115; 3), (129; 0,4) \text{ y } (156; 2,26), \quad (3.5)$$

que constituye una aproximación diente de sierra de los datos experimentales obtenidos por K. Nishio *et al.* [34] graficada con triángulos en la Fig. 3.12.

Los valores experimentales de $\bar{e}$ y σ_e también son graficados (con triángulos) en las Figs. 3.10 y 3.11 para compararlos con los resultados presentes.

Los resultados de $\bar{n}$ y $\bar{N}$ de la simulación son graficados en la Fig. 3.13 con cuadrados y estrellas, respectivamente. Ellos pueden ser igualmente correlacionados con el comportamiento de la tasa de cambio del rendimiento de masas vecinas graficadas en la Fig. 3.14.

Mirando la Fig. 3.13 se puede ver que: i) $\bar{n} > \bar{\nu}_s$ para $A \leq 100$ y para A de 129 hasta 144 y ii) $\bar{n} \leq \bar{\nu}_s$ para A entre 102 y 126 como para A mayor que 146.

Mirando la Fig. 3.14, podemos ver que: i) $R > 1$ para $A \leq 94$ y A entre 118 y 136, ii) $R \leq 1$ para $97 < A < 113$ y $A > 140$. En otras palabras, $\bar{n} > \bar{\nu}_s$ y $\bar{n} < \bar{\nu}_s$ en los mismos rangos de masa donde $R > 1$ y $R < 1$, respectivamente.

De los datos de la Fig. 3.13 se obtiene: i) $n/A \approx 0,008$ and $n'/A' = 0,013$ para $A = 80$ ($A' = 154$) ii) $n/A = 0,003$ y $n'/A' = 0,022$ para $A = 129$ ($A' = 105$). De la ecuación 2.10 se deduce que $\mu < A$ para ambos casos, lo que implica que $Y(\mu)$ es alimentada por fragmentos con $A > \mu$, como sucede siempre con m ($A > m$). Entonces se puede hacer el mismo razonamiento

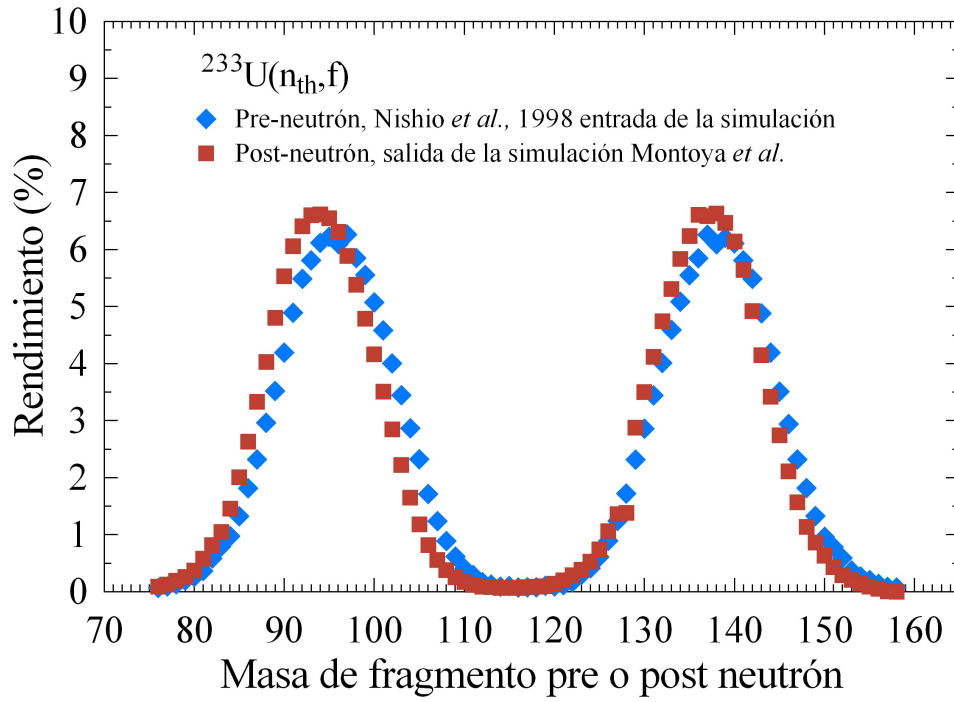


Figura 3.9: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Rendimiento de masas del fragmento primario (de la Ref. [34]) utilizada como entrada (diamantes) y del fragmento final (cuadrados) en la simulación Monte Carlo. Figura tomada de la Ref. [28].

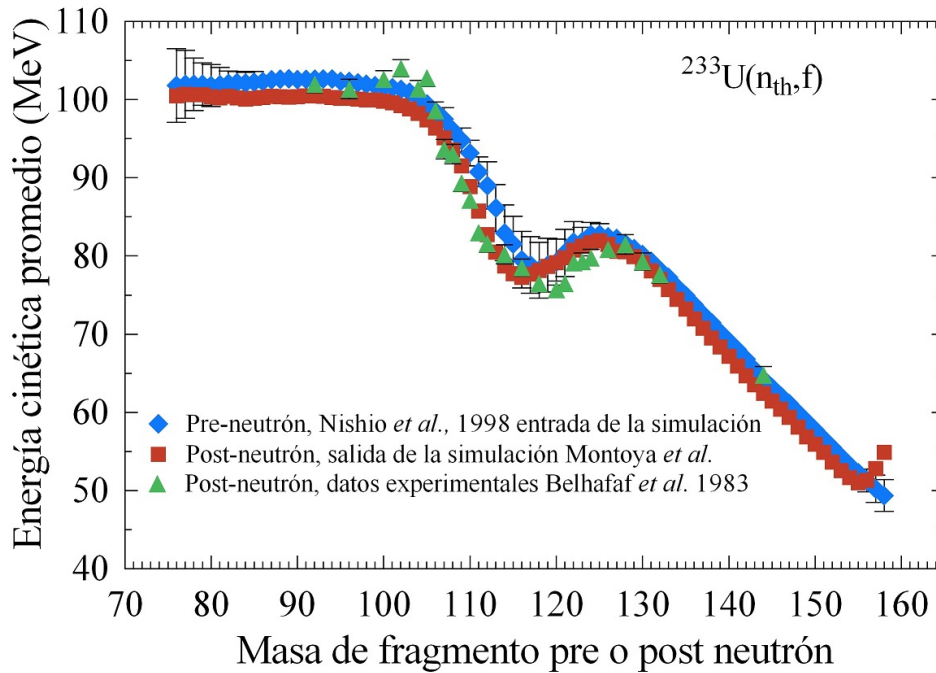


Figura 3.10: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Energía cinética promedio en función de la masa del fragmentos primarios (de la Ref. [34]) utilizada como entrada (diamantes) y del fragmento final (cuadrados) en la simulación Monte Carlo, comparados con los datos experimentales tomados de la ref. [24] (triángulos). Figura tomada de la Ref. [28].

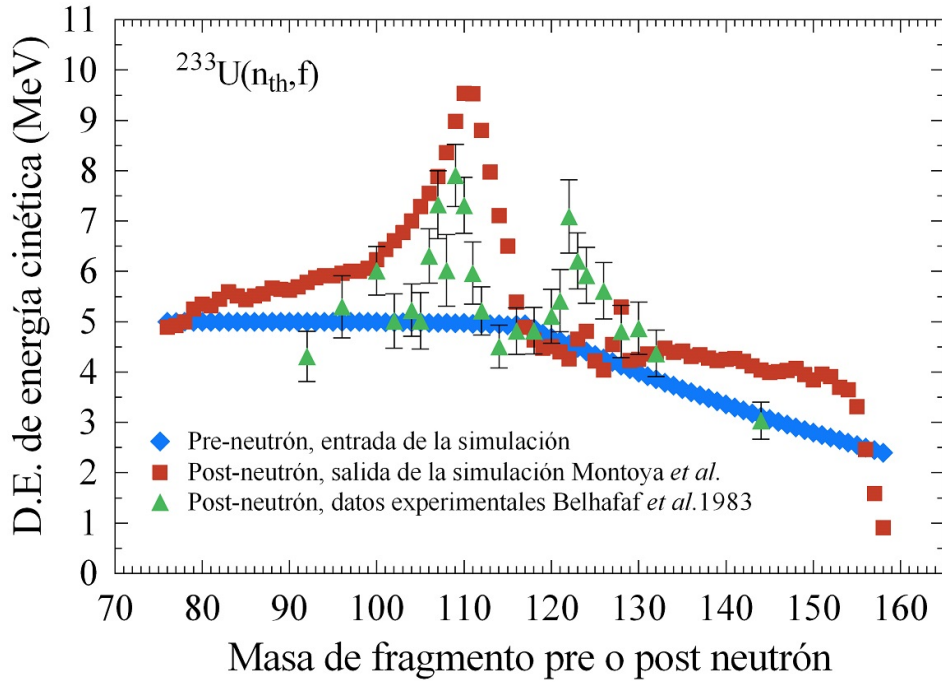


Figura 3.11: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Desviación estándar de la distribución de energía cinética en función de la masa del fragmento primario utilizada como entrada (diamantes) y del fragmento final (cuadrados) en la simulación Monte Carlo, comparados con los datos experimentales tomados de la Ref. [24] (triángulos). Figura tomada de la Ref. [28].

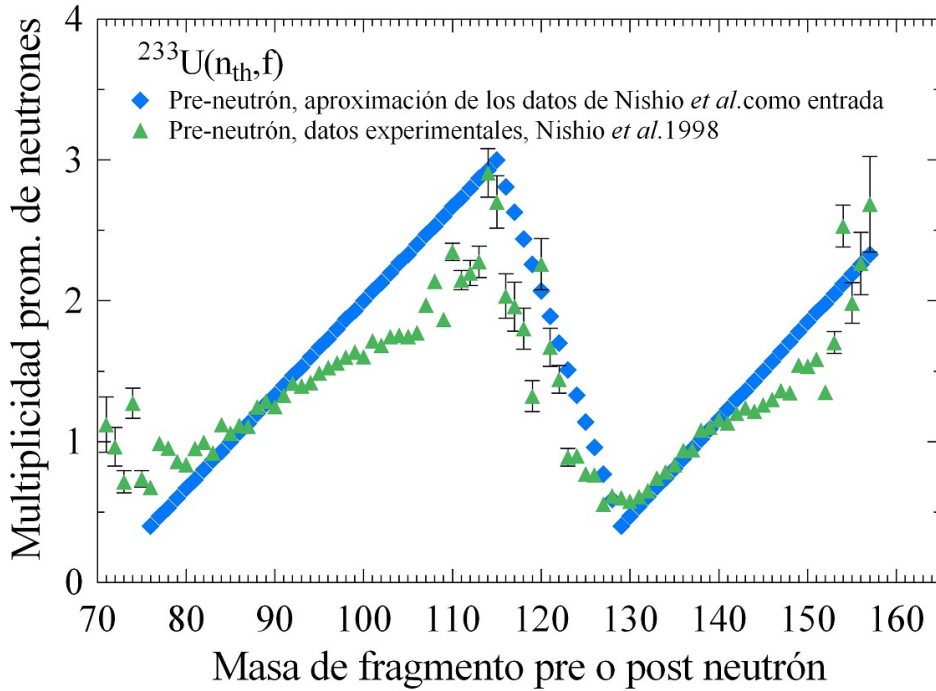


Figura 3.12: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento primario (de la Ref. [34]) (triángulos) y su aproximación diente de sierra (diamantes) utilizado como entrada en la simulación Monte Carlo. Figura tomada de la Ref. [28].

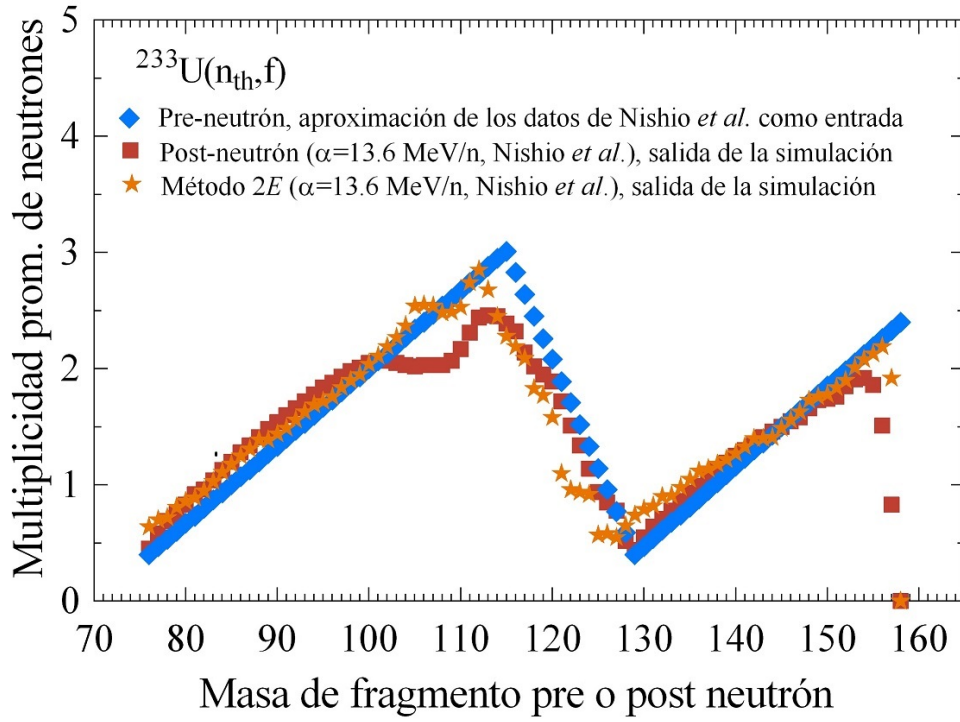


Figura 3.13: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . Aproximación diente de sierra (diamantes) del promedio experimental de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento primario (de la Ref. [34]) utilizada como entrada, de la masa del fragmento final (cuadrados) y de la masa obtenida por el método de doble energía (estrellas) utilizando $\alpha = 3,6\ MeV/n$. Figura tomada de la Ref. [28].

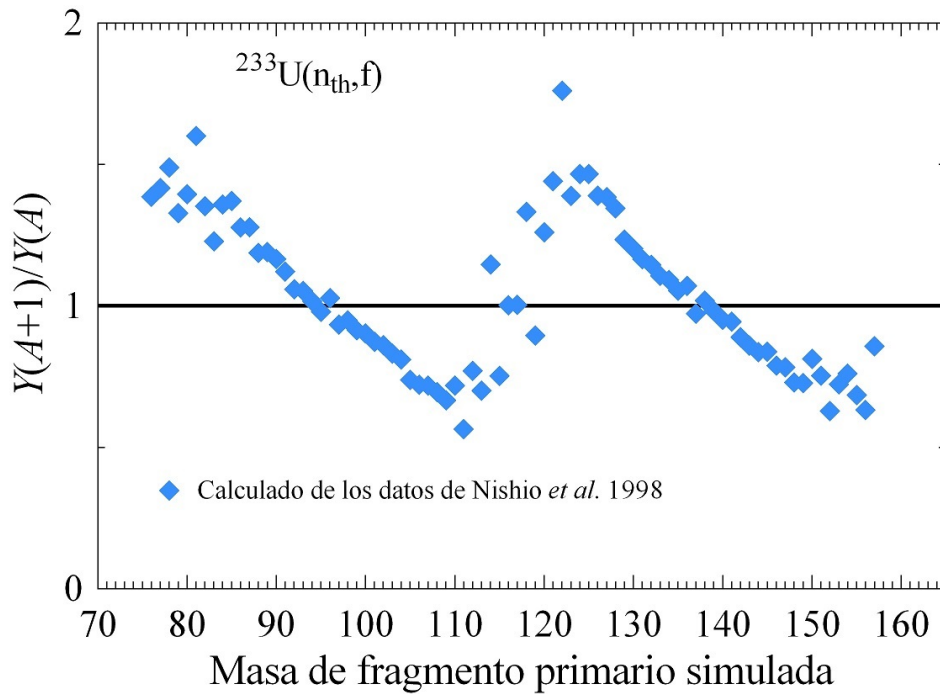


Figura 3.14: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U . La tasa de rendimientos de masas vecinas $R = Y(A+1)/Y(A)$. Figura tomada de la Ref. [28].

usado para $\bar{n}$, eso quiere decir $\bar{N} > \bar{\mu}$ porque $R > 1$.

Capítulo 4

Fisión espontánea del ^{252}Cf

Existen varios modelos para interpretar la distribución de masa, energía cinética y multiplicidad de neutrones inmediatos de fragmentos de fisión de actínidos de baja energía [20, 35, 22]. Los datos experimentales sobre esas distribuciones dependen de la técnica utilizada para medirlos, como sucede con el promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento [31, 36, 37, 30, 38, 39, 40, 41, 42]. Una simulación Monte Carlo asociada al método AE (basado en la medición de la masa m y la energía cinética e) de un fragmento final y el método de doble energía $2E$ (basado en la medición de la energía cinética de los dos fragmentos finales complementarios e y e' , respectivamente) se aplicó a los casos de fisión térmica inducida por neutrones de ^{233}U y ^{235}U , respectivamente [28]. En el 2019 hemos utilizado una simulación de Monte Carlo similar para estudiar el caso de la fisión espontánea de ^{252}Cf .

4.1. Promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento final

Para la entrada de la simulación, utilizamos los siguientes valores en función de la masa primaria: el rendimiento $Y(A)$, la energía cinética total promedio $\overline{TK\overline{E}}(A)$, su desviación estándar $\sigma_{TK\overline{E}}(A)$ y el promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos $\overline{\nu}_s(A)$ y $\alpha(A)$. Ver Figs. 4.1, 4.2, 4.3, 4.4. Elegimos esos valores de basados en los datos experimentales de Göök et al. [43].

Como lo asumido para el caso de las reacciones $^{233}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$, $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$

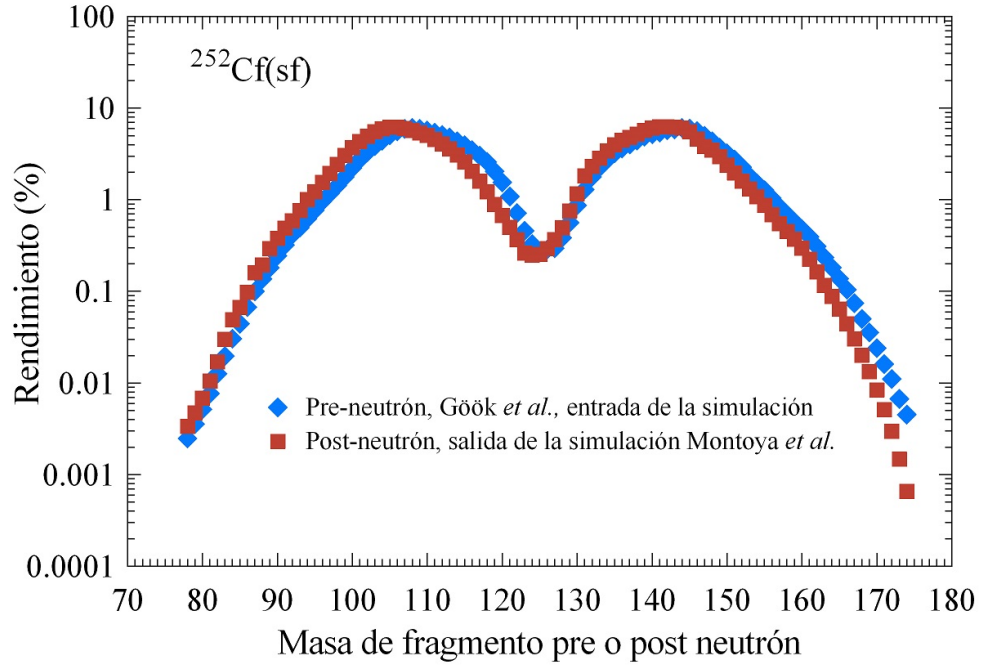


Figura 4.1: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Rendimiento en masa del fragmento primario (de la Ref. [21]) utilizado como datos de entrada (diamantes), y el rendimiento en masa del fragmento final (cuadrados) en la simulación Monte Carlo. Figura tomada de trabajo a ser publicado en Results in Physics.

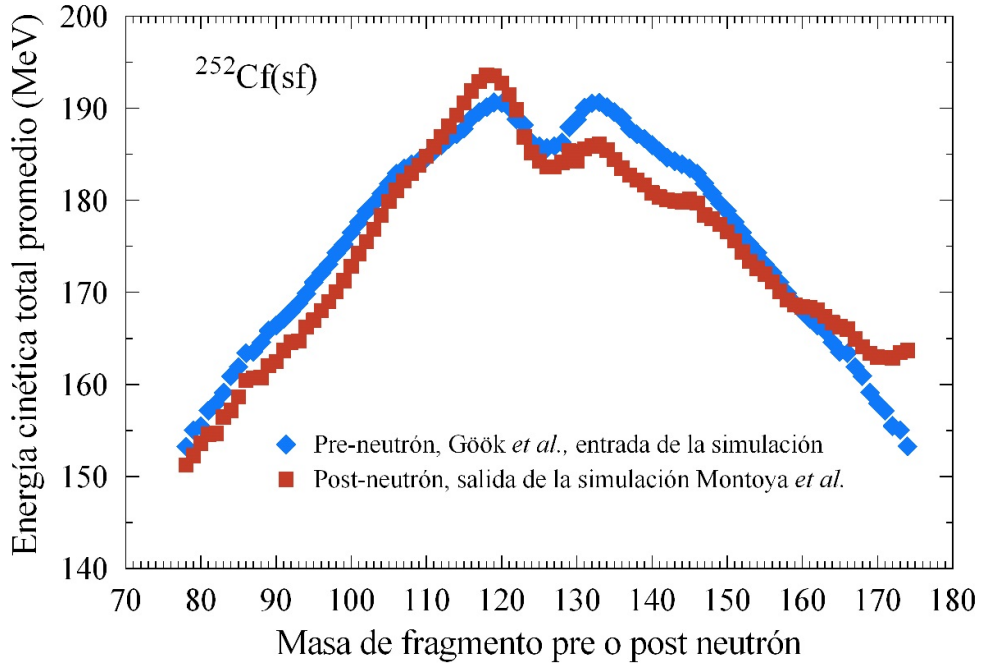


Figura 4.2: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Promedio de la energía cinética total en función de la masa del fragmento primario (de la Ref. [21]) utilizado como datos de entrada (diamantes) y del fragmento final (cuadrados) en la simulación Monte Carlo. Figura tomada de trabajo a ser publicado en Results in Physics.

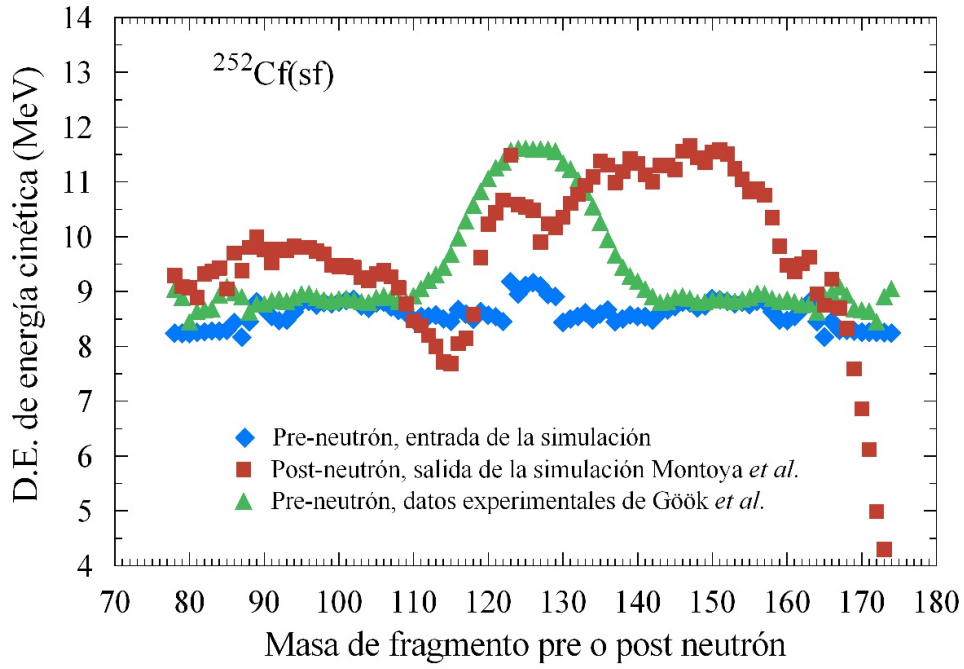


Figura 4.3: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Desviación estándar de la distribución total de energía cinética en función de la masa del fragmento primario (de la Ref. [21]) utilizada como datos de entrada (diamantes) y del fragmento final (cuadrados) en la simulación. Figura tomada de trabajo a ser publicado en Results in Physics.

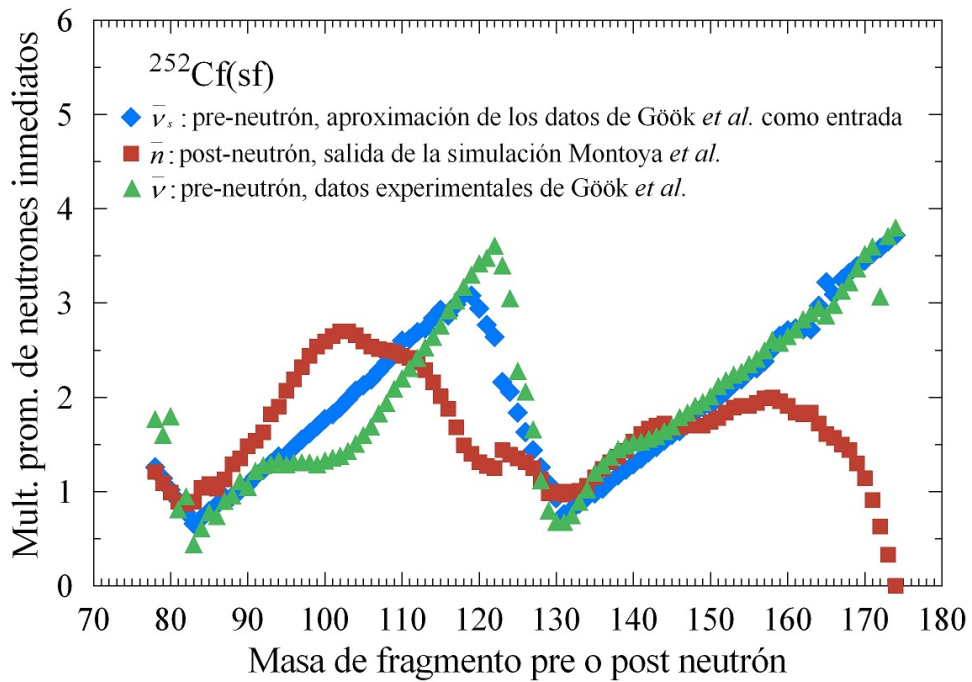


Figura 4.4: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento primario (triángulos) obtenido experimentalmente por A. Göök et al. [21], su aproximación diente de sierra (diamantes), y en función de la masa del fragmento final (cuadrados) en la simulación Monte Carlo. Figura tomada de trabajo a ser publicado en Results in Physics.

[13], para cada fragmento primario de masa A , generamos los valores de TKE como

$$TKE(A) = \overline{TKE}(A) + r\sigma_{TKE}(A), \quad (4.1)$$

donde r obedece una distribución gaussiana centrada en cero, con desviación estándar igual a 1.

Calculamos la multiplicidad de neutrones inmediatos y la energía cinética total $\nu_s(A, TKE)$ en función de la masa del fragmento primario utilizando

$$\nu_s(A, TKE) = \bar{\nu}_s(A) \left(1 - \frac{1}{\alpha} (TKE - \overline{TKE}(A))\right) \quad (4.2)$$

donde $\bar{\nu}_s(A)$ está formado por cuatro segmentos de líneas rectas que unen los puntos

$$(78; 1,21), (83; 0,66), (118; 3,09), (131; 0,76), (174; 3,73) \quad (4.3)$$

que es una aproximación diente de sierra datos experimentales de Göök *et al.* [43].

De las ecuaciones 4.1 y 4.2 deducimos que:

$$\nu_s(A, TKE) = \bar{\nu}_s(A) \left(1 - \frac{1}{\alpha} r\sigma_{TKE} \overline{TKE}(A)\right) \quad (4.4)$$

A. Vorobyev *et al.* han demostrado la anti-correlación entre el número de neutrones emitidos por fragmentos complementarios en el caso de la fisión espontánea de ^{252}Cf [44]. Considerando este resultado experimental, asumimos una anti-correlación entre las multiplicidades de neutrones del fragmento complementario, de modo que:

$$\nu_s(A, TKE) = \bar{\nu}_s(A) \left(1 - \frac{1}{\alpha} r\sigma_{TKE} \overline{TKE}(A) + \frac{r'}{5}\right) \quad (4.5)$$

y

$$\nu_s(A', TKE) = \bar{\nu}_s(A') \left(1 - \frac{1}{\alpha} r\sigma_{TKE} \overline{TKE}(A') - \frac{r'}{5}\right) \quad (4.6)$$

donde $A' = 252 - A$, y r' obedece una distribución gaussiana independiente de r pero con el mismo promedio y la misma desviación estándar.

El número de neutrones emitidos por un fragmento con masa de fragmento primario A viene dado por:

$$n = \text{int}(\nu_s(A, TKE)). \quad (4.7)$$

La masa m y la energía cinética e del fragmento final son calculados con las relaciones 2.3 y 2.4, respectivamente.

Usando los valores generados (m, e, n) , calculamos el rendimiento y , la energía cinética total promedio $\overline{tke}$, su desviación estándar σ_{tke} y el promedio de la multiplicidad de neutrones $\bar{n}$ como funciones de la masa del fragmento final m , que se muestran como cuadrados en las Figs. 4.1, 4.2, 4.3, 4.4, respectivamente. A modo de comparación, en la Fig. 4.4, mostramos con triángulos los valores experimentales de $\bar{\nu}$ tomados de la Ref. [44].

Interpretamos los resultados en términos de la relación de rendimientos de masa vecinos definidos como:

$$R(A) = \frac{Y(A+1)}{Y(A)}. \quad (4.8)$$

Mirando la Fig. 4.5, observamos i) una correlación entre las curvas $\bar{n} - \bar{\nu}_s$ y $R - 1$, y ii) una anticorrelación entre las curvas $\bar{n} - \bar{\nu}_s$ y $\bar{\nu} - \bar{\nu}_s$:

$$\text{cov}(\bar{n}, R - 1) = 0,1617 \quad (4.9)$$

$$\text{cov}(\bar{n} - \bar{\nu}_s, \bar{\nu} - \bar{\nu}_s) = -0,01568. \quad (4.10)$$

Para explicar esos resultados, asumimos la hipótesis simplificada de que las probabilidades de que los fragmentos emitan cero y un neutrón son P_0 y P_1 , respectivamente y $P_0 + P_1 = 1$. Entonces

$$\bar{\nu} = \frac{P_1}{P_0 + P_1} \quad (4.11)$$

y

$$\bar{n}(m) = \frac{RP_1}{P_0 + RP_1}. \quad (4.12)$$

Tomemos tres casos de curvas de rendimiento en masa:

a) $Y(A)$ es una función constante ($R(m) = 1$), luego, aplicando las ecuaciones 4.11 y 4.12 obtenemos:

$$\bar{n} - \bar{\nu}_s = 0. \quad (4.13)$$

b) $Y(A)$ es una función decreciente de la masa $R(m) - 1 < 0$, luego, aplicando las ecuaciones 4.11 y 4.12, obtenemos:

$$\bar{n}(m) = \frac{RP_1}{P_0 + RP_1} = \bar{n}(m) = \frac{1}{1 + P_0/RP_1} < \frac{1}{1 + P_0/P_1} = \frac{P_1}{P_0 + P_1} = \bar{\nu}(m), \quad (4.14)$$

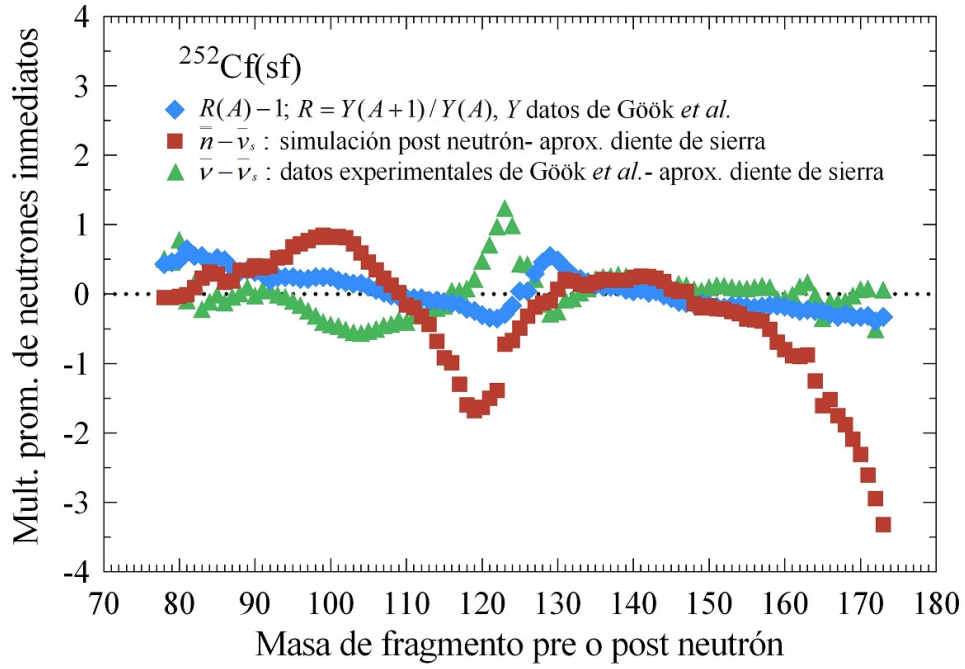


Figura 4.5: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento primario, obtenido experimentalmente por A. Göök et al. [21], menos la aproximación diente de sierra (triángulos); el correspondiente a la masa del fragmento final simulado (cuadrados); y la relación de rendimientos en masa vecinos menos 1 ($R(A) - 1$, diamantes). Figura tomada de trabajo a ser publicado en Results in Physics.

i.e.,

$$\bar{n} - \bar{\nu}_s < 0 \quad (4.15)$$

c) $Y(A)$ es una función creciente de la masa ($R(m) > 1$), luego, aplicando las ecuaciones 4.11 y 4.12, obtenemos:

$$\bar{n}(m) = \frac{RP_1}{(P_0 + RP_1)} = \bar{n}(m) = \frac{1}{1 + P_0/RP_1} > \frac{1}{1 + P_0/P_1} = \frac{P_1}{P_0 + P_1} = \bar{\nu}(m) \quad (4.16)$$

i.e.,

$$\bar{n}(m) > \bar{\nu}(m) \quad (4.17)$$

La correlación observada entre $\bar{n}(m) - \bar{\nu}_s(m)$ y $R(m) - 1$ es alta en la masa $A = 118$, donde $\bar{\nu}_s$ es alrededor de 2. Esta correlación se desvanece alrededor de las masas $A = 90$ y $A = 130$, donde $\bar{\nu}_s$ está cerca de cero.

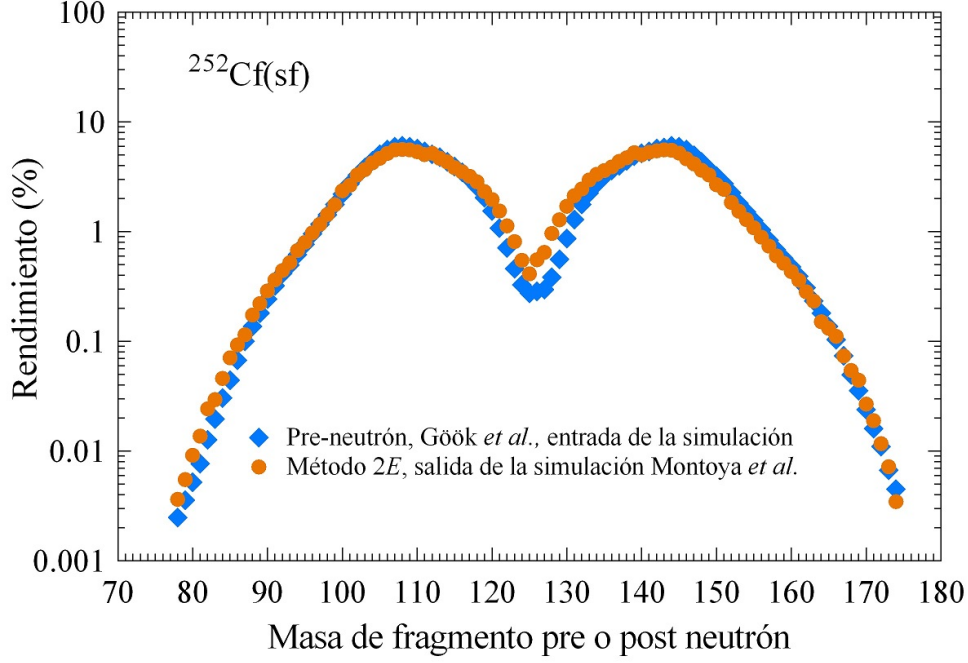


Figura 4.6: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Rendimiento de masa del fragmento primario (de la Ref. [21]) utilizado como datos de entrada (diamantes) y el correspondiente al calculado utilizando el método $2E$ en la simulación (círculos). Figura tomada de trabajo a ser publicado en Results in Physics.

4.2. Promedio de multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa medida por el método de doble energía

En esta sección, la simulación Monte Carlo utilizada para las reacciones $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ y $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ [13] se aplica a la fisión espontánea ^{252}Cf . Según el método $2E$, el valor de pseudo masa está dado por la ecuación 2.10.

A partir de los datos de salida de la simulación, en función de μ , calculamos el rendimiento Y , la energía cinética total promedio $\overline{\text{TKE}}$, la desviación estándar de la energía cinética total σ_{TKE} y el promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos $\overline{N}$, que se muestran en las Figs. 4.6, 4.7, 4.8, 4.9, respectivamente. La masa final m es menor o igual a A . Sin embargo, μ puede ser menor o mayor que A , dependiendo de F .

Mirando la Fig. 4.11 se puede ver que $F > 1$ en las regiones de masa de fragmentos $78 < A \leq 95$ y $127 \leq A \leq 156$. De la ecuación 2.10 obtenemos $\mu < A$ como ocurre con m . Luego, aplicando el razonamiento asociado con las ecuaciones 4.13, 4.14, 4.15, 4.16, 4.17, deducimos que, en esas regiones de masa de fragmentos, $\overline{N} - \overline{\mu}_s$ se correlaciona con $R - 1$ y se anticorrelaciona con $\overline{\mu} - \overline{\mu}_s$. Este resultado concuerda con lo que se observa en la Fig. 4.10 y

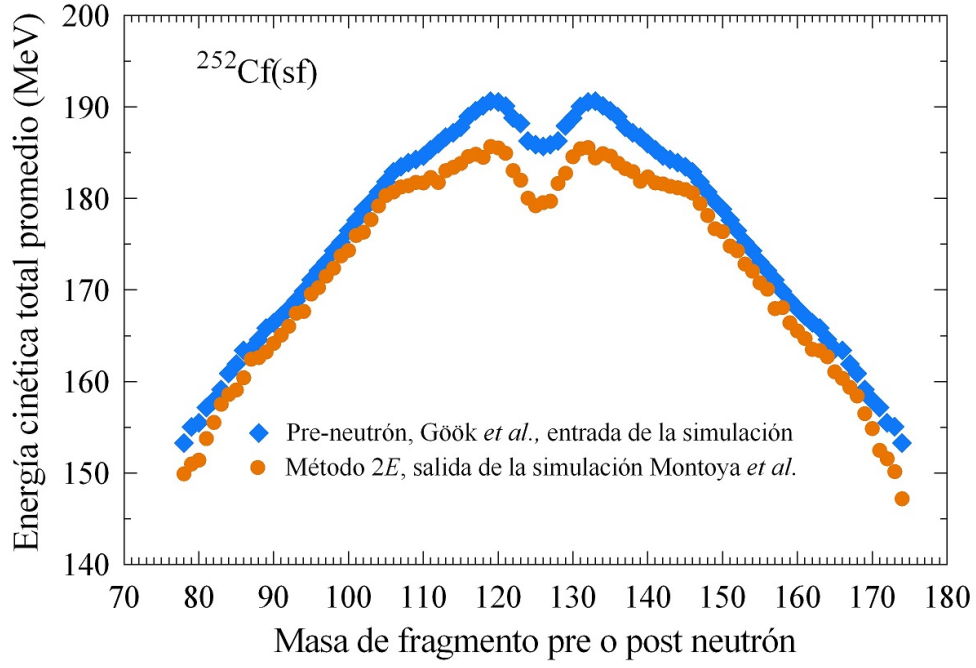


Figura 4.7: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Promedio de la energía cinética total en función de la masa del fragmento primario (de la Ref. [21]) utilizado como datos de entrada (diamantes) y el correspondiente a la masa calculada utilizando el método $2E$, en la simulación (círculos). Figura tomada de trabajo a ser publicado en Results in Physics.

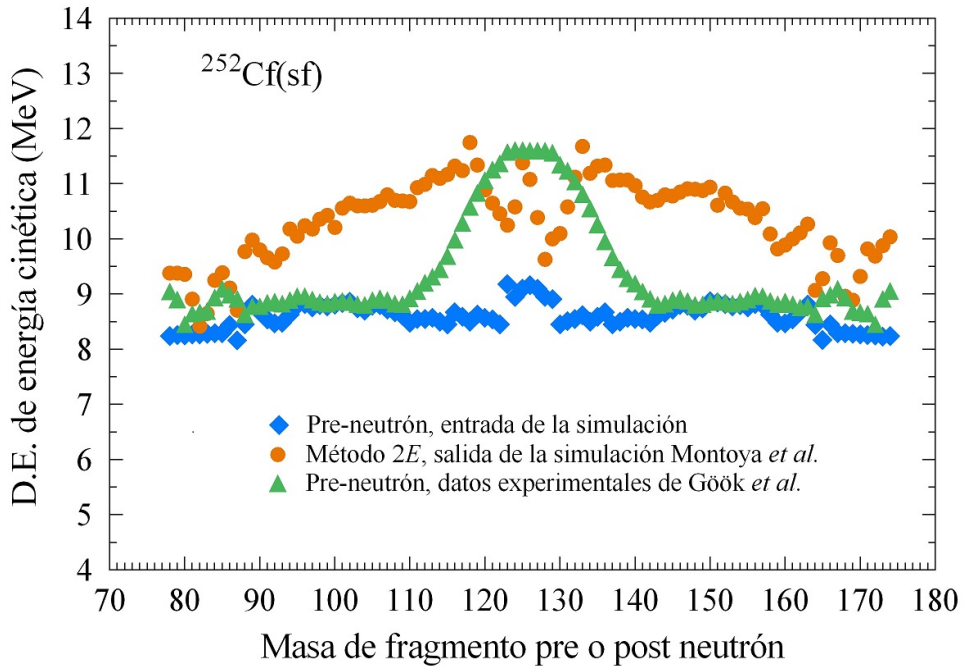


Figura 4.8: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Desviación estándar de la distribución de energía cinética total en función de la masa del fragmento primario (de la Ref. [21]), utilizada como datos de entrada (diamantes), y la correspondiente a la calculada utilizando el método $2E$, datos de salida del simulación (círculos). Figura tomada de trabajo a ser publicado en Results in Physics.

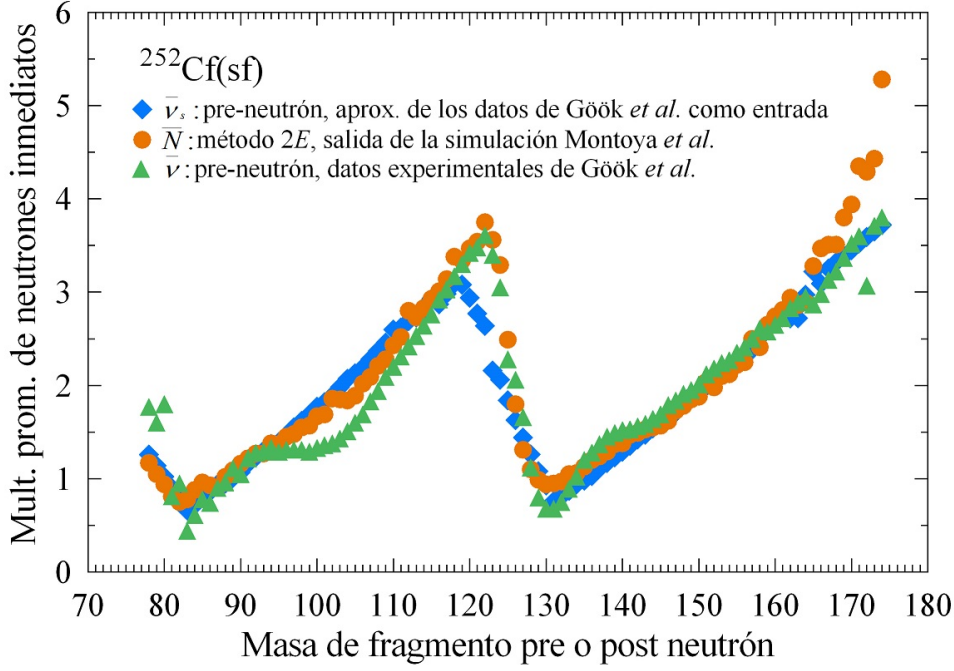


Figura 4.9: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento primario (triángulos) obtenida experimentalmente por A. Göök et al. [21], su aproximación diente de sierra (diamantes), y en función de la masa calculada utilizando el método 2E en la simulación (círculos). Figura tomada de trabajo a ser publicado en Results in Physics.

con los valores de covarianza calculados:

$$\text{cov}(\bar{N} - \bar{\mu}_s, R - 1) = 0,0016 \quad (4.18)$$

$$\text{cov}(\bar{N} - \bar{\mu}_s, \bar{\mu} - \bar{\mu}_s) = -0,0018 \quad (4.19)$$

En las regiones de masa de fragmentos $96 < A \leq 126$ y $157 \leq A \leq 174$, $F < 1$. Luego, de la ecuación 2.10 obtenemos $\mu > A$. Mirando la Fig. 4.10 se puede ver que en esas regiones de masa de fragmentos, $\bar{N} - \bar{\mu}_s$ está anticorrelacionado con $R - 1$ y correlacionado con $\bar{\mu} - \bar{\mu}_s$. La correlación es evidente en la región de masa de fragmentos alrededor de $A = 120$, donde el valor de F es el más bajo. Los valores correspondientes de covarianza son:

$$\text{cov}(\bar{N} - \bar{\mu}_s, R - 1) = -0,0462 \quad (4.20)$$

$$\text{cov}(\bar{N} - \bar{\mu}_s, \bar{\mu} - \bar{\mu}_s) = 0,1331 \quad (4.21)$$

4.3. Discusión

La relación de rendimientos de masas vecinas, el promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento depende

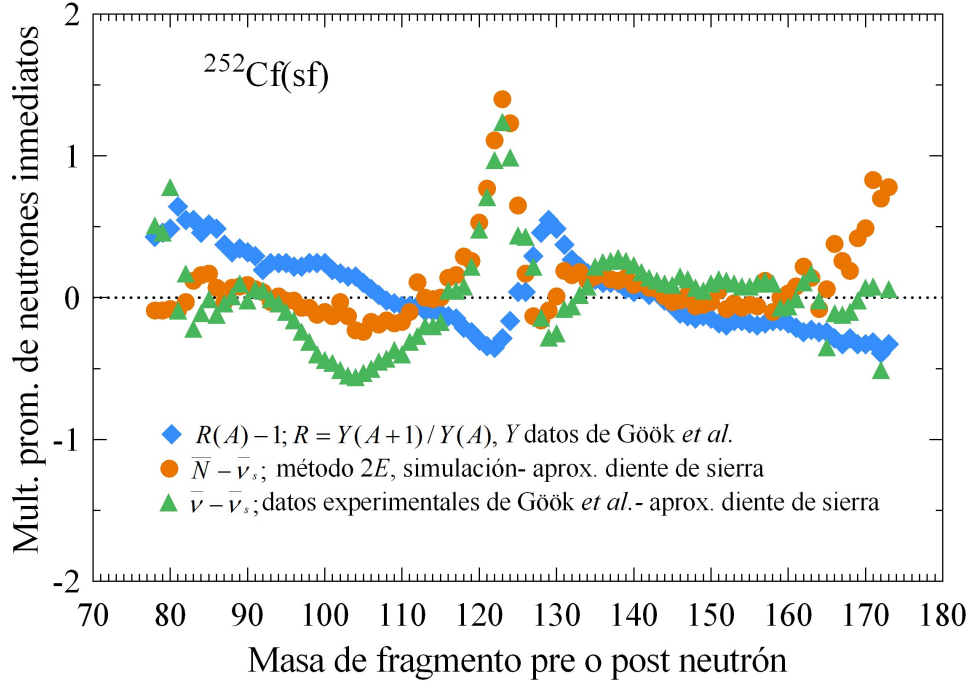


Figura 4.10: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa del fragmento primario, obtenida experimentalmente por A. Göök et al. [21], menos su aproximación diente de sierra (triángulos); el correspondiente al calculado usando el método $2E$ en la simulación (círculos); y la tasa de rendimientos en masa vecinos menos 1 ($R(A) - 1$, diamantes). Figura tomada de trabajo a ser publicado en Results in Physics.

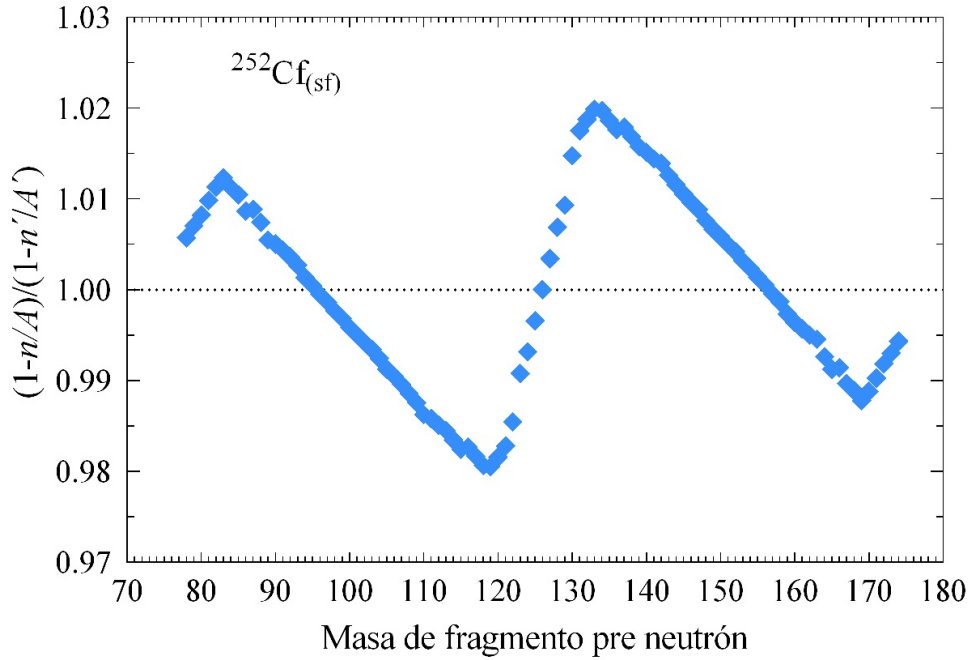


Figura 4.11: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Fracción $F = (1 - \nu/A)/(1 - \nu'/A')$, donde A and n son la masa del fragmento primario y el promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos, mientras que A' and ν' son los correspondientes a fragmento complementario. Cuando $F < 1$, la pseudo masa ν es mayor que A . Figura tomada de trabajo a ser publicado en Results in Physics.

de la técnica utilizada para medirla. Eso explica las diferencias entre los resultados publicados correspondientes [38, 39, 40, 41, 42].

Existen códigos muy completos para estudiar resultados experimentales sobre el espectro y el promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos [45, 46]. El código FREYA reproduce, entre otros observables, resultados experimentales asociados con $\bar{N}(\mu)$ para la fisión espontánea ^{252}Cf [47]. Primero recopilan datos experimentales disponibles sobre $Y(A)$, $TK E(A)$ y $\sigma_{TK E}(A)$ para masas pesadas y luego el código FREYA se aplica para estudiar la sensibilidad de los observables a la incertidumbre en los datos experimentales.

Nosotros estamos enfocados en el efecto de la evaporación de neutrones y la técnica utilizada para medir $\bar{N}(\mu)$. Nuestros resultados muestran que las oscilaciones de $\bar{N}(\mu)$ se deben a la técnica utilizada para medirlo. Por ejemplo, para el método de doble energía, las reducciones de $\bar{\nu}$ experimental en la región de masa $A = 95-110$ y su sobrevaloración en la región de masa $A = 125-145$ también se encuentran en la curva $\bar{N} - \bar{\mu}_s$. Mostramos que el $\bar{\nu}(A)$ está sobreestimado en la región de masa alrededor de $A = 122$.

Encontramos una sobrevaloración de $\bar{N} - \bar{\mu}_s$ para $A > 170$ que es consistente con el ajuste reciente de cinco conjuntos de experimentos. Esta sobrevaloración no es reproducida por el código FREYA [47]. Ver Fig. 4.12.

En este trabajo, estudiamos otras cantidades además de la multiplicidad de neutrones. La energía cinética total simulada como medida por el método $2E$ presenta una subvaloración evidente en relación con el primario en la región de masa entre 110 y 140 (Ver Fig. 4.7). Este resultado sugiere que el aumento de la desviación estándar de la energía cinética total medida con el método $2E$ en esa región de masa (Ver Fig. 4.8) se debe a la evaporación de neutrones.

No hay un resultado experimental en el promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función de la masa final $y(m)$. El resultado de nuestra simulación predice una sobrevaloración de $n(m)$ para las masas livianas y una subvaloración para las más pesadas. Ver Fig. 4.4.

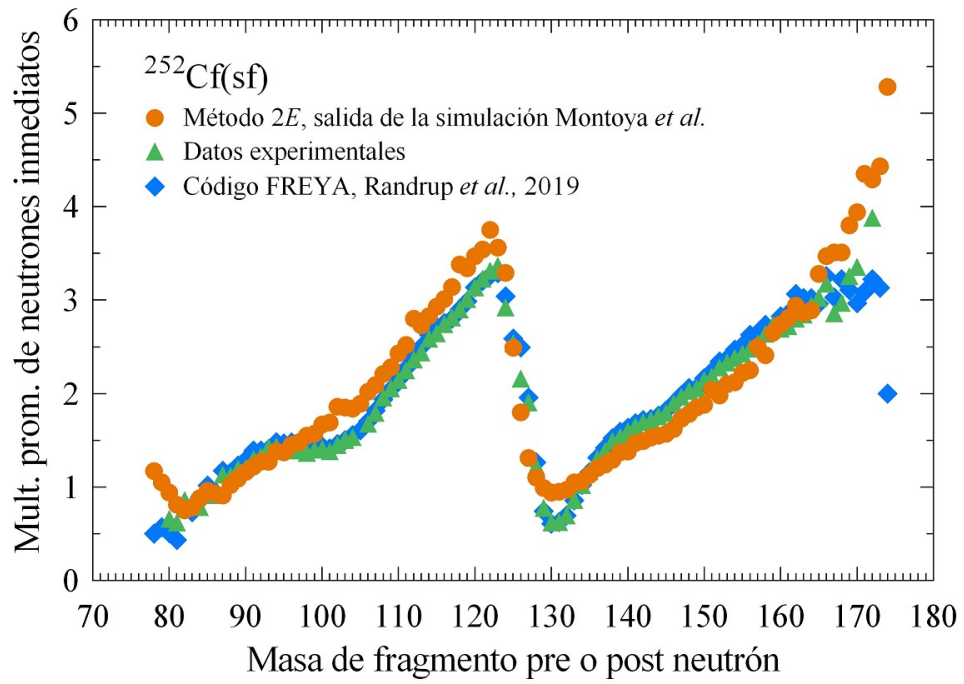


Figura 4.12: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Promedio de la multiplicidad de neutrones inmediatos en función del número de masa del fragmento primario: tal como se obtiene con FREYA (triángulos), los mínimos cuadrados se ajustan a cinco conjuntos de datos experimentales (diamantes), tomados de la Ref. [18], y los correspondientes a los calculados utilizando el método $2E$ en la simulación (círculos). Figura tomada de trabajo a ser publicado en Results in Physics.

Capítulo 5

Efecto par-impar y efecto Coulomb en la fisión fría

5.1. Descubrimiento de la fisión fría

En 1975, S. Amiel y H. Feldstein [48] encontraron que en el rendimiento de cargas había una preferencia por un número par de protones de los fragmentos de las reacciones $^{233}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$ y $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$. En 1977, asumiendo que la probabilidad de ruptura de parejas de nucleones depende de la energía de excitación intrínseca en el proceso de fisión, S. Amiel *et al.* [49] sugirieron que esa preferencia aumentaría para bajos valores de energía de excitación, i.e., para ventanas de altos valores de energía cinética.

En 1979, en el reactor de alto flujo (HFR) del Instituto Laue-Langevin (ILL), C. Signarbieux *et al.* estudiaron las reacciones $^{233}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$, $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$ y $^{239}\text{Pu}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$ [50]. La masa fue calculada por el método de diferencia de tiempos de vuelo de los fragmentos. Para ventanas de altos valores de energía cinética de los fragmentos se logró la separación de masas vecinas, por lo que se concluyó que los fragmentos no habían emitido neutrones, descubriéndose así la fisión fría. Ello permitió establecer la energía cinética total máxima en función de la masa primaria, $TKE_{\text{max}}(A)$ para fragmentos livianos con masas entre 80 y 108.

Contrario a lo que se esperaba, en las ventanas de altos valores de energía cinética, no se encontró una preferencia evidente por un número par de nucleones de los fragmentos de esas reacciones. Se observó, en cambio, estructuras de aproximadamente 5 unidades de masa en la curva $TKE_{\text{max}}(A)$, cuya

interpretación se basó en las propiedades de deformación de los fragmentos y en la dependencia de la energía de interacción coulombiana en función del número de nucleones de los fragmentos.

En un modelo de punto de escisión, suponiendo que la energía cinética de pre-escisión es cero, la energía cinética total máxima es el resultado de la configuración más compacta permitida por la energía de interacción coulombiana entre los dos fragmentos complementarios y la energía total de deformación limitada por la energía disponible (Q) [50].

Se calcula la energía total de deformación de dos fragmentos complementarios (TDE) y la energía de interacción coulombiana entre estos fragmentos (C). Las líneas equipotenciales ($P = TDE + C$) están asociadas al valor Q . Se selecciona la configuración correspondiente al valor máximo de la energía de interacción coulombiana. Con esta restricción, el valor máximo de C ($C_{\max}$) no es mayor que el valor Q .

Se puede demostrar fácilmente que entre las fragmentaciones de masas vecinas con valores Q similares, la energía de interacción coulombiana máxima ($C_{\max}$) y, por consiguiente, el mayor valor $TKE_{\max}$, se alcanzará para la fragmentación con la menor carga del fragmento liviano (Z). Este efecto Coulomb reproduce las fluctuaciones observadas en las curvas experimentales de $TKE_{\max}(A)$, con un período de 5 unidades de masa de fragmentos, que es el promedio del período de cambio de carga que maximiza el valor Q [51, 52].

5.2. Fundamentos del efecto Coulomb en la energía cinética total máxima

En esta sección vamos a exponer los fundamentos del llamado efecto Coulomb presentados por este autor en el año 2014 [53].

En un modelo de punto de escisión, la energía potencial (P) de una configuración de escisión correspondiente a la carga de un fragmento liviano Z es dada por

$$P^Z(\mathcal{D}) = TDE^Z(\mathcal{D}) + C^Z(\mathcal{D}),$$

donde TDE es la energía de deformación total de los fragmentos complementarios, C es la energía de interacción coulombiana entre esos fragmentos, y

$\mathcal{D}$ representa la deformación de la configuración. Ver la Fig. 5.1.

Mayor detalle de la explicación gráfica del efecto Coulomb [52, 53] se puede ver la Fig. 5.2. Para dos divisiones isobáricas o divisiones de masa vecinas con el mismo valor de Q , con cargas de fragmentos livianos Z y $Z - 1$, respectivamente, para la misma deformación, la división de carga más asimétrica tiene una menor energía de interacción coulombiana, lo que le permite obtener una configuración más compacta y, en consecuencia, mayor energía de interacción coulombiana, lo que finalmente significa una más alta energía cinética total.

En general, en la escisión, los fragmentos tienen una energía libre (FE) que se gasta en energía cinética y energía de excitación intrínseca de los fragmentos, respectivamente, obedeciendo la relación $Q = P + FE$. La configuración más compacta obedece a la relación $FE = 0$, entonces $Q = P$.

Para explicar el efecto Coulomb en las divisiones isobáricas en la fisión fría, primero importa demostrar que, para dos configuraciones con la misma deformación, la división de carga más asimétrica tiene una menor energía de interacción coulombiana. Tomemos el caso de dos fragmentos esféricos. La energía de interacción coulombiana entre dos fragmentos esféricos hipotéticos complementarios en la configuración de escisión viene dada por

$$C_{\text{sph}}^Z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z(Z_0 - Z)e^2}{R + R' + d}$$

donde Z_0 es la carga de núcleo físil, ϵ_0 es la permitividad eléctrica, $-e$ es la carga del electrón, R y R' son los radios de los fragmentos complementarios, y d es la distancia entre las superficies de los fragmentos. En este trabajo se supone que $d = 2$ fm. El radio de núcleo para cada fragmento viene dado por la relación $R = 1,24A^{1/3}$ fm. Entonces, uno puede demostrar que

$$\Delta C_{\text{sph}}(Z, Z - 1) = C_{\text{sph}}^Z - C_{\text{sph}}^{Z-1} = \frac{(Z_0 - 2Z + 1)}{Z(Z_0 - Z)} C_{\text{sph}}^Z.$$

Tomemos dos casos de fracciones de carga de la fisión del núcleo ^{236}U que tiene $Z_0 = 92$. El primer caso correspondiente a $Z = 46$ para el cual la variación relativa ΔC_{sph} producida cambiando a $Z - 1 = 45$ será casi cero; y el segundo caso, una división de carga muy asimétrica, correspondiente a $Z = 30$, para la cual la variación ΔC_{sph} producida cambiando a $Z - 1 = 29$ será de aproximadamente 3,5 MeV. Esto da una idea de cuánto aumenta el

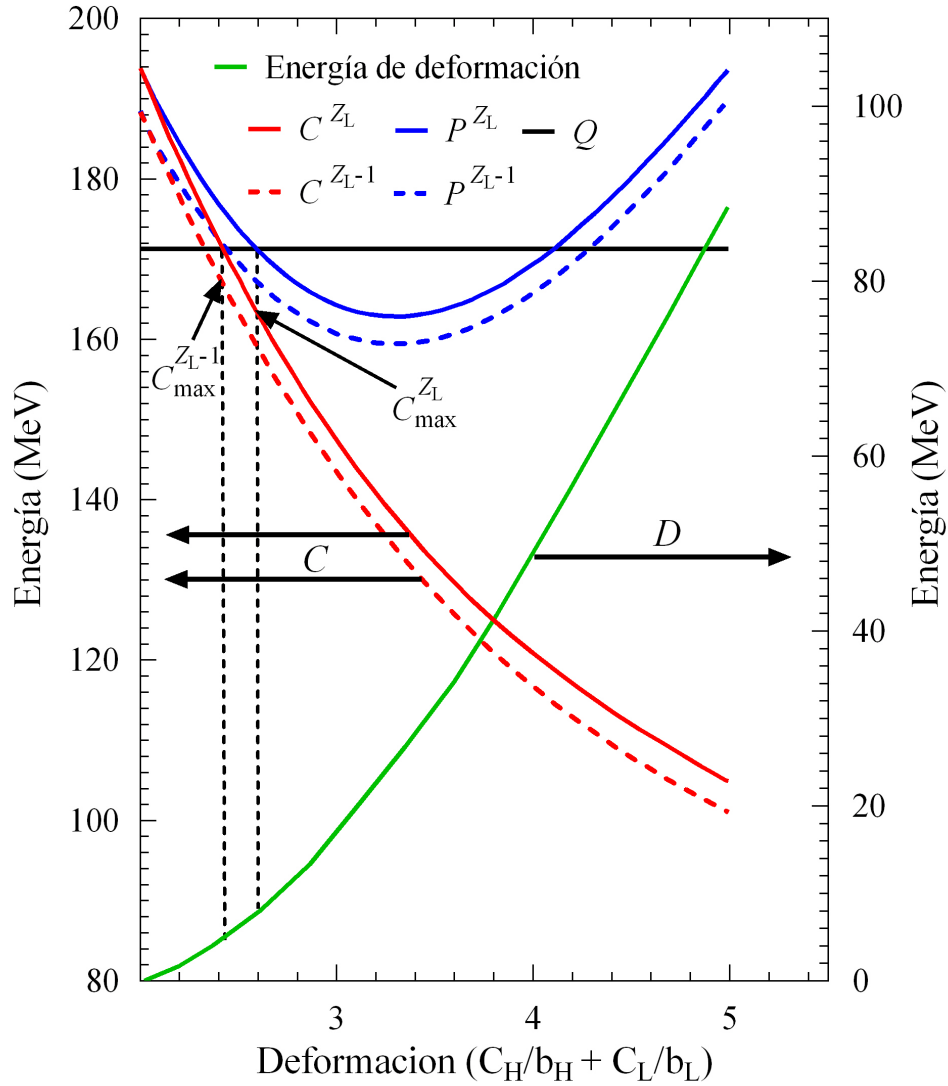


Figura 5.1: Dos configuraciones isobáricas de escisión para la fisión de baja energía de actínidos: una cuando el fragmento liviano tiene Z como carga y otra cuando tiene $Z - 1$. La curva horizontal representa el valor de la energía total disponible (Q) de la fisión, que se asume la misma para ambos casos. En función del alargamiento de una configuración de escisión, la energía de interacción de Coulomb (C) está representada por las curvas monótonamente decrecientes (la continua cuando el fragmento liviano tiene carga Z y la discontinua para $Z - 1$). La energía de deformación total (TDE) de los fragmentos está representada por la curva monótonamente creciente (se asume que Z y $Z - 1$ tienen la misma curva). Las curvas de energía potencial ($P = TDE + C$) se cruzan con la correspondiente a Q tanto en la configuración menos deformada como en una más deformada. Se puede ver que la configuración más compacta corresponde a la menor carga $Z - 1$ del fragmento liviano. Como resultado, la energía máxima de interacción de Coulomb, que se convertirá en energía cinética, corresponde a la carga $Z - 1$. Esta figura está basada en una similar tomada de la Ref. [52]).

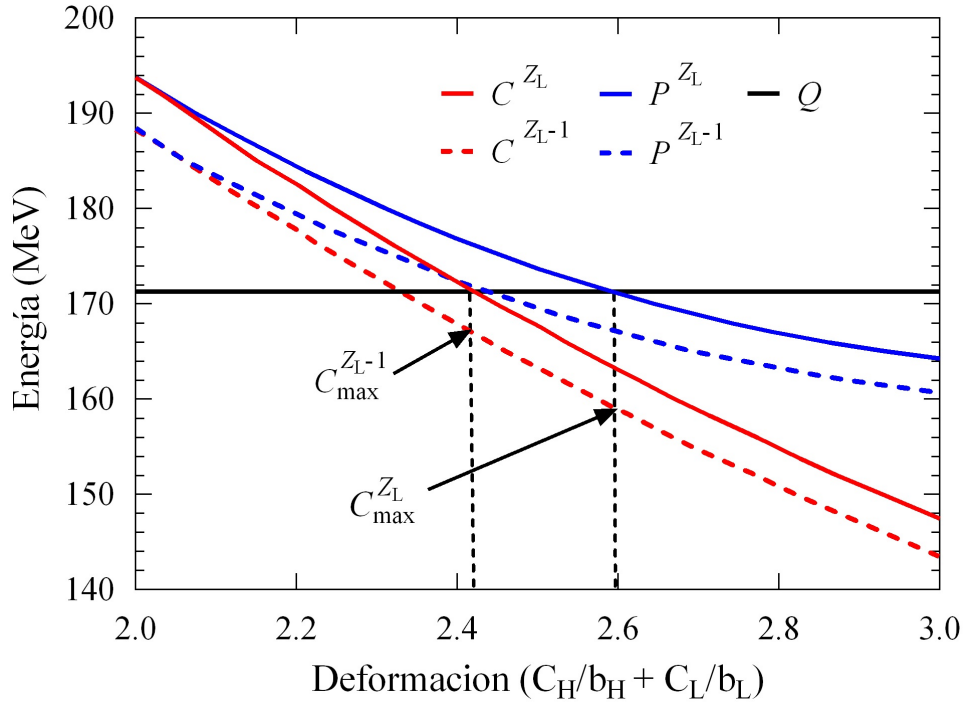


Figura 5.2: Ampliación de la Fig. 5.1 en la región correspondiente a las más compactas configuraciones de escisión.

efecto Coulomb con la asimetría de la división de carga.

En general, la energía de interacción coulombiana entre los fragmentos esféricos es mayor que el valor Q . Por lo tanto, en una configuración de escisión, los fragmentos deben ser deformados. Supongamos que, para la división isobárica A/A' , $C^Z(\mathcal{D})$ es la energía de interacción coulombiana entre los dos fragmentos complementarios, correspondientes a la carga liviana Z (La carga del fragmento pesado es definido por Z') y la configuración de escisión $\mathcal{D}$, conformada por dos fragmentos casi esféricos. Si se toman dos divisiones isobáricas con carga de fragmentos livianos, respectivamente, se obtiene la relación

$$C^Z(\mathcal{D}) - C^{Z-1}(\mathcal{D}) \cong \frac{Z_0 - 2Z + 1}{Z(Z_0 - Z)} C^Z(\mathcal{D}).$$

De esta relación, para la misma forma de configuración de escisión, se puede demostrar que

$$C^{Z-1}(\mathcal{D}) < C^Z(\mathcal{D}).$$

En consecuencia, si se supone que

$$D^{Z-1}(\mathcal{D}) = D^Z(\mathcal{D})$$

se puede demostrar que

$$P^{Z-1}(\mathcal{D}) < P^Z(\mathcal{D}).$$

La energía de deformación del fragmento y la energía de interacción coulombiana entre fragmentos están limitadas por el valor Q de la reacción. La energía de interacción coulombiana máxima que corresponde a Z ($C_{\max}^Z$) y el valor mínimo de la energía de deformación $TDE_{\min}^Z$ obedece la relación

$$C_{\max}^Z = Q - TDE_{\min}^Z.$$

De manera similar, la relación correspondiente a la fragmentación con el fragmento liviano $Z - 1$ será

$$C_{\max}^{Z-1} = Q - D_{\min}^{Z-1}.$$

La energía de deformación (D) aumenta con $\mathcal{D}$. Entonces la configuración más compacta correspondiente a $Z - 1$ tiene una deformación menor a la correspondiente a Z . Ver la Fig. 5.1. En consecuencia:

$$TDE_{\min}^{Z-1} < TDE_{\min}^Z.$$

De estas tres relaciones se deduce que

$$C_{\max}^{Z-1} > C_{\max}^Z.$$

Por lo tanto, se espera que entre las divisiones isobáricas con similares valores Q , la división de carga más asimétrica alcance una configuración más compacta, lo que corresponde a una menor energía de deformación, una energía de interacción coulombiana más alta y, por consecuencia, una mayor energía cinética máxima.

Según la hipótesis del efecto Coulomb, entre dos fragmentaciones isobáricas, si

$$Q(Z1) \approx Q(Z2),$$

donde $Q(Z1)$ y $Q(Z2)$ son los valores Q correspondientes a las cargas de fragmentos livianos $Z1$ y $Z2$, respectivamente, y $Z1 > Z2$, entonces

$$TKE_{\max}^{Z2} > TKE_{\max}^{Z1}.$$

Por lo tanto, el mayor rendimiento corresponderá a la división de carga más asimétrica.

5.3. Fundamentos de los efectos par-impar en la fisión fría

Como hemos visto, la emisión de neutrones distorsiona la distribución de masa y energía cinética de los fragmentos de fisión. La emisión de neutrones es inevitable, salvo la región de altos valores de energía cinética, la que corresponde a bajos valores de energía de excitación. Una de las preguntas que surge se relaciona precisamente con los valores de la energía cinética, las que se espera expresen los efectos par-impar y los efectos de capas.

En esta sección vamos a revisar resultados sobre los efectos par-impar en los valores máximos de la energía cinética total máxima de los fragmentos complementarios, en función de sus masas y cargas, respectivamente [54].

Después de la escisión, los fragmentos complementarios adquieren energías cinéticas E y E' , respectivamente; y energías de excitación X y X' , del fragmento liviano y pesado, respectivamente. Así, la energía cinética total (TKE) y la energía de excitación total (TXE) están dadas por las relaciones

$$TKE = E + E' \quad (5.1)$$

y

$$TXE = X + X', \quad (5.2)$$

respectivamente. Estas cantidades están limitadas por la ecuación del balance energético:

$$Q = TKE + TXE, \quad (5.3)$$

donde Q es la energía disponible para la reacción [55].

En la configuración de escisión, la energía disponible se gasta en energía de deformación (TDE), energía de interacción coulombiana (C) y energía libre (FE):

$$Q = C + TDE + FE. \quad (5.4)$$

La energía libre es repartida en energía intrínseca (TXE^*) y energía cinética total de pre-escisión (TKE_{sc}) [56]:

$$FE = TXE^* + TKE_{sc}. \quad (5.5)$$

El grado de viscosidad del proceso de fisión se refleja en el efecto par-impar

en el rendimiento de carga [49], definido por

$$\delta Z = \frac{Y_e^Z - Y_o^Z}{Y_e^Z + Y_o^Z}, \quad (5.6)$$

donde Y_e^Z y Y_o^Z son los rendimientos de fragmentos con números de protones par e impar, respectivamente. El efecto par-impar en el número de neutrones de distribución (δN) y el número de nucleones (δA), respectivamente, se definen de manera similar.

Se supone que para una fragmentación dada correspondiente a los números de protones y masa Z y A de fragmentos livianos, respectivamente, la energía cinética total máxima ($TKE_{\max}$) es alcanzada por una configuración que en la escisión adquiere una energía de interacción coulombiana máxima ($C_{\max}$) y una energía de deformación total mínima ($TDE_{\min}$), limitada por la ecuación

$$Q = C_{\max} + TDE_{\min}. \quad (5.7)$$

Debido a la repulsión coulombiana entre los fragmentos, la energía de interacción coulombiana se convierte en energía cinética total, de modo que:

$$TKE_{\max} = C_{\max} = Q - TDE_{\min}. \quad (5.8)$$

Sea A un número impar de nucleones de un fragmento, el efecto par-impar local en el valor máximo de Q ($Q_{\max}^A$) en función de la masa se define como

$$\delta_A Q_{\max} = \frac{Q_{\max}^{A-1} + Q_{\max}^{A+1}}{2} - Q_{\max}^A. \quad (5.9)$$

En promedio, $\delta_A Q_{\max}$ es positivo. Los efectos locales par-impar en $Q_{\max}$ en función del número de protones ($\delta_Z Q_{\max}$) y del número de neutrones ($\delta_N Q_{\max}$), respectivamente, se definen de manera similar. Ver Fig. 5.3

Tomando un número de masa impar, también se puede definir el efecto par-impar local en la energía cinética total máxima en función de la masa:

$$\delta_A TKE_{\max} = \frac{TKE_{\max}^{A-1} + TKE_{\max}^{A+1}}{2} - TKE_{\max}^A. \quad (5.10)$$

Del mismo modo, $\delta_Z TKE_{\max}$ y $\delta_N TKE_{\max}$ se definen como efectos par-impar en la energía cinética total máxima en función de los números de protones y neutrones, respectivamente.

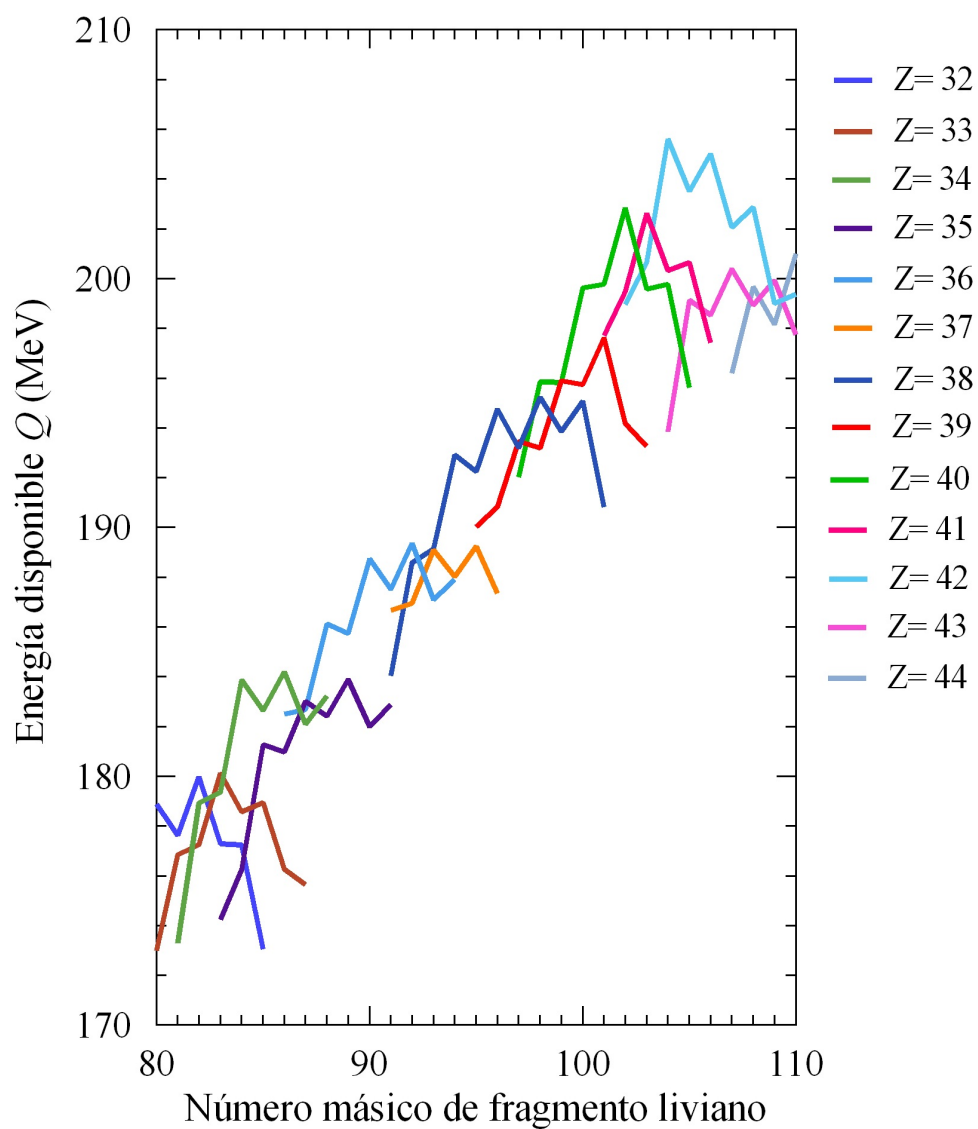


Figura 5.3: La energía disponible (Q) en función de la carga (Z) y la masa (A) de los fragmentos livianos de la reacción $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}},\text{f})$. Los valores de las masas atómicas se toman de la Ref. [57]

Debido a que los efectos par-impar sobre la distribución de protones y neutrones, respectivamente, aumentan con la energía cinética de los fragmentos [58], se espera valores positivos de $\delta_A TKE_{\max}$, $\delta_N TKE_{\max}$ y $\delta_Z TKE_{\max}$.

En 1981, C. Signarbieux *et al.* encontró la evidencia de la existencia la fisión fría, en la que la energía de excitación no es suficiente para que los fragmentos emitan neutrones. Contrariamente a lo esperado, no encontraron un efecto significativo par-impar en la distribución de los números de nucleones ($\delta A \approx 0$) [50].

En 1981, M. Montoya [59] mostró que, si se supone que no se rompe más de un par de nucleones, entonces:

$$\delta A = \delta Z + \delta N - 1, \quad (5.11)$$

relación que fue confirmada por H. Nifenecker [56]. Esta relación muestra que no hay contradicción entre un bajo efecto par-impar en la distribución A y los valores significativos de efectos par-impar en las distribuciones Z y N , respectivamente.

En 1991, a partir de los datos comunicados por C. Signarbieux *et al.*, F. Gönnerwein y B. Börsig muestran que la energía mínima de excitación,

$$TXE_{\min} = Q_{TKE_{\max}} - TKE_{\max}, \quad (5.12)$$

donde $Q_{TKE_{\max}}$ es el valor Q correspondiente a la carga que maximiza la energía cinética total, es menor para los fragmentos con números impares de protón que para los fragmentos par-par [60]. Este resultado fomentó la investigación sobre efectos par-impar en la fisión, lo que conduce a revisar las interpretaciones existentes sobre efectos par-impar en la distribución de masa, carga y energía cinética total máxima de los fragmentos.

Las fragmentaciones super asimétricas necesitan una alta energía de deformación para cumplir con la condición de equilibrio de energía; lo que implica una baja energía intrínseca de excitación y, en consecuencia, un alto efecto par-impar de las distribuciones de carga y número de neutrones, respectivamente.

Supongamos que

$$Q_{TKE_{\max}} = C_{\max} + D_{\min}, \quad (5.13)$$

$$\delta_Z Q = Q^e - Q^o > 0, \quad (5.14)$$

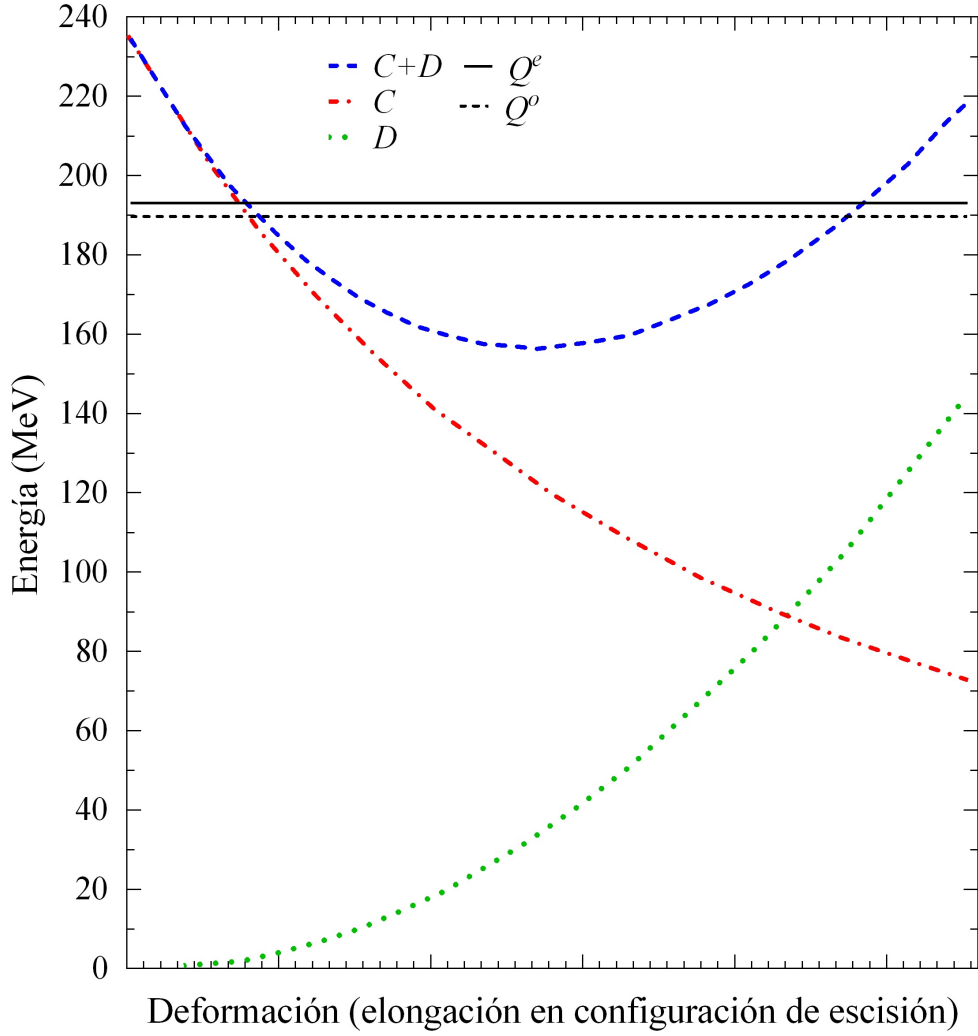


Figura 5.4: Representación esquemática de la energía de Coulomb (C), energía de deformación (D) y energía potencial total ($C + D$) de una configuración de escisión de la fisión a baja energía de actínidos. Energía disponible para fragmentaciones con cargas pares (Q^e) y para cargas impares (Q^o).

y

$$D^e(\mathcal{D}) = D^o(\mathcal{D}), \quad (5.15)$$

donde $\mathcal{D}$ es la deformación de la configuración de escisión. Ver las Figs. 5.4 y 5.5.

A partir de esas relaciones, asumiendo que los fragmentos de cargas vecinas par e impar, respectivamente, tienen la misma rigidez, es decir, la misma energía para la misma deformación, se puede decir que

$$\delta_Z C_{\max} = \delta_Z TKE_{\max} = \delta_Z Q_{TKE_{\max}} - \delta_Z D_{\min} > \delta_Z Q_{TKE_{\max}}. \quad (5.16)$$

Pueden deducirse relaciones similares para el efecto par-impar en $C_{\max}$ en función del número de masa de neutrones, respectivamente.

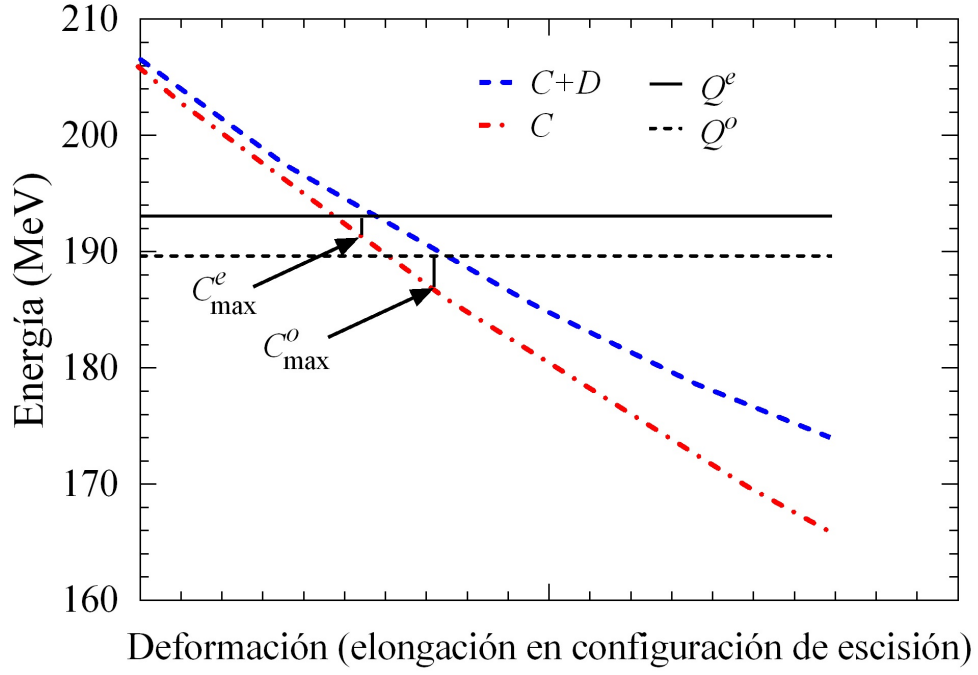


Figura 5.5: Amplificación del área correspondiente a las configuraciones más compactas mostrada en la Fig. 5.4. Se puede ver que $C_{\max}^e - C_{\max}^o > Q_{\max}^e - Q_{\max}^o$.

5.4. Resultados experimentales sobre efectos Coulomb y efectos par-impar en la fisión fría

En este trabajo, con el fin de analizar más detenidamente efectos par-impar sobre $TK E_{\max}$ en función de A , se revisa los datos experimentales sobre la fisión inducida por neutrones térmicos de ^{235}U .

En 1989, J. L. Sida *et al.* observa que en la región de fragmentación super asimétrica de cargas, se presentan efectos par-impar en los rendimientos de carga y de número de neutrones, respectivamente [61]. Este resultado es consistente con la hipótesis del efecto Coulomb. De hecho, si se asume una configuración de escisión con fragmentos esféricos, para la fragmentación simétrica la energía de interacción coulombiana es mayor que el correspondiente valor de Q . Por lo tanto, en el punto de escisión los fragmentos deben ser deformados para que la energía de la interacción Coulomb sea inferior a la energía disponible [52, 53]. Para masas inferiores a 104, la curva de energía de interacción coulombiana se separa del valor Q en la medida en que la fragmentación es más asimétrica. Esto implica que cuanto mayor sea la asimetría, mayor será la energía de deformación de los fragmentos de fisión para hacer

posible la fisión. Por lo tanto, el proceso tiene menor energía libre,

$$FE = Q - C - TDE. \quad (5.17)$$

Una energía libre más baja implica una probabilidad más baja de romper pares de nucleones, por lo tanto, un mayor efecto par-impar en rendimientos de carga. Esto es precisamente lo que se observa experimentalmente.

El análisis de tres conjuntos de antiguos resultados experimentales sobre la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U , confirman efectos par-impar sobre el valor máximo de la energía cinética total de los fragmentos en función de A y Z , respectivamente.

Esos resultados experimentales sobre fisión fría sugieren que la configuración de escisión más compacta se alcanza sin energía de excitación intrínseca, lo que implica la existencia de un efecto par-impar en el valor máximo de energía cinética total de fragmentos.

Teniendo en cuenta los 3×10^6 eventos de la fisión inducida por neutrones térmicos de ^{235}U , medidos en 1981 por C. Signarbieux *et al.* [50], en 1984, M. Montoya presenta la curva de los valores umbral para los 10 eventos con los mayores valores de energía cinética total en función de la masa del fragmento liviano [51]. En la Fig. 5.6 se presenta el umbral más alto, el que se asume que corresponde a la curva de la energía cinética total máxima para cada fragmentación isobárica.

En la Fig. 5.7 se puede ver los valores calculados del efecto par-impar de TKE_{max} en función de la masa obtenida con esos datos. El promedio de $\delta_A TKE_{\text{max}}$ es 0,83 MeV.

En 1986, G. Simon *et al.* midieron la energía cinética total máxima en función de la carga y la masa de los fragmentos de la fisión de neutrones térmicos de ^{235}U [62]. En la Fig. 5.8 se muestra los resultados publicados por J. Trochon *et al.* [63].

Usando esos datos resulta un promedio efecto par-impar en la máxima energía cinética total en función de la masa ($\delta_A TKE_{\text{max}}$) igual a 1,08 MeV. Ver la Fig. 5.9. El valor de TKE_{max} correspondiente a una masa impar generalmente está por debajo del promedio de los valores correspondientes a dos masas pares vecinas, lo que significa que $\delta_A TKE_{\text{max}}$ es positivo.

En general, para cada A , una carga par maximiza TKE , excepto en las

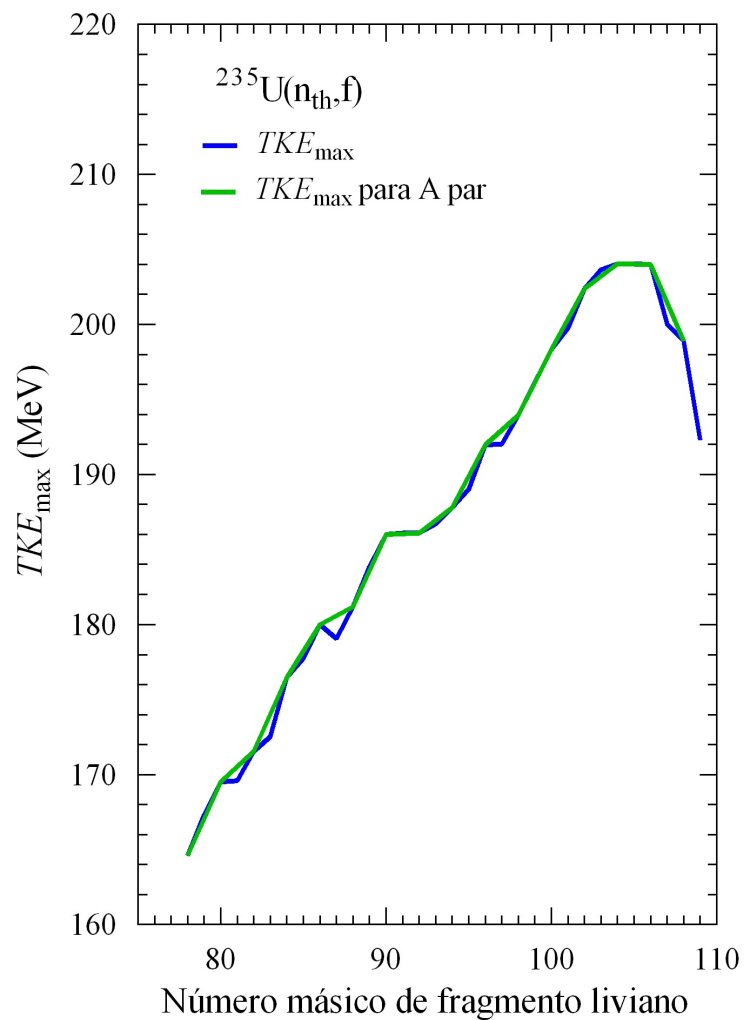


Figura 5.6: Fisión inducida por neutrones térmicos del ^{235}U . Curva del valor de energía cinética máxima en función de la masa de los fragmentos livianos [51]. Trazando segmentos de recta que unen los puntos correspondientes a los números másicos pares, se constata que pasarán más alto que los correspondientes a los números másicos impares, i.e., existe un efecto par-impar en la energía cinética total máxima en función de la masa de los fragmentos.

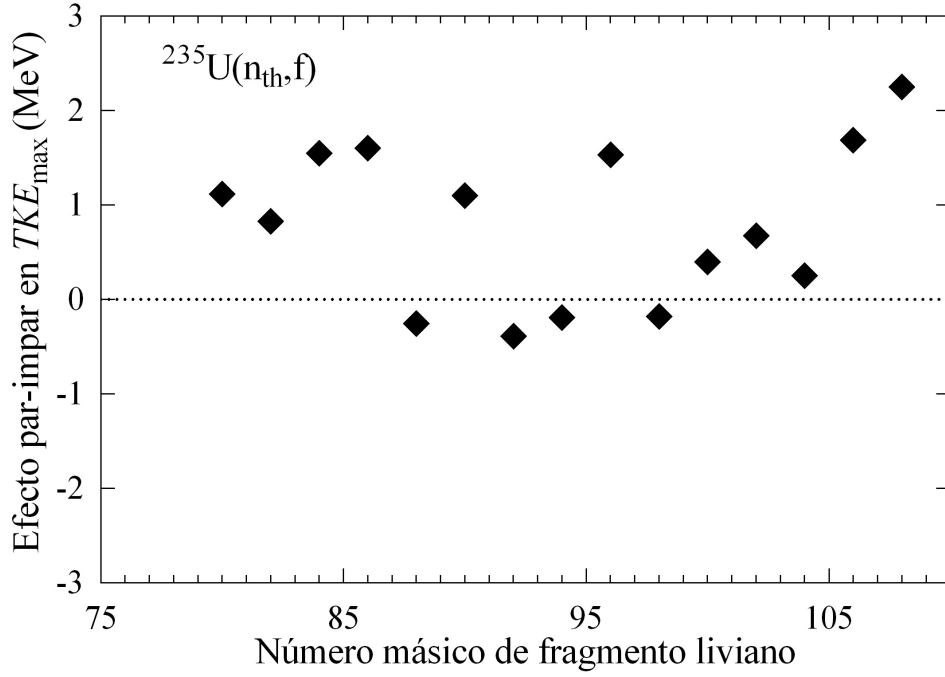


Figura 5.7: Fisión inducida por neutrones térmicos de ^{235}U . Efecto par-impar sobre la energía cinética total máxima de los fragmentos, calculado con los datos de la Ref. [51].

transiciones entre dos cargas pares vecinas. Estos casos son los siguientes:

$$(Z, A) = (35; 87), (37; 93), (39; 99); (41; 103). \quad (5.18)$$

Aplicando la definición de $\delta_Z TKEmax$ y $\delta_N TKEmax$ a estos casos, se obtienen los resultados presentados en las Figs. 5.10 y 5.11, respectivamente. Se confirma la existencia de efectos par-impar positivos sobre la energía cinética total máxima en función de Z y N , respectivamente.

Los valores de $\delta_Z TKEmax$ son aproximadamente 0,8 MeV, excepto para $(Z, A) = (37, 93)$, en cuyo caso es 0,2 MeV. La explicación de esto puede estar en el hecho de que los valores Q correspondientes a

$$(Z, A) = (36; 92), (37; 93), (38; 93) \quad (5.19)$$

son aproximadamente iguales (189,3 MeV). Ver Fig. 5.3

Tomando regiones con Z par, uno también observa valores positivos de $\delta_N TKEmax$. Para las masas 95, 97, 101 y 107, $\delta_N TKEmax$ es aproximadamente 1,2 MeV. Los valores más bajos, correspondientes a $A = 91$ y 105, son aproximadamente 0,5 MeV.

Hay que notar que $\delta_N TKEmax$ es negativo (casi nulo) para $Z = 36$ y

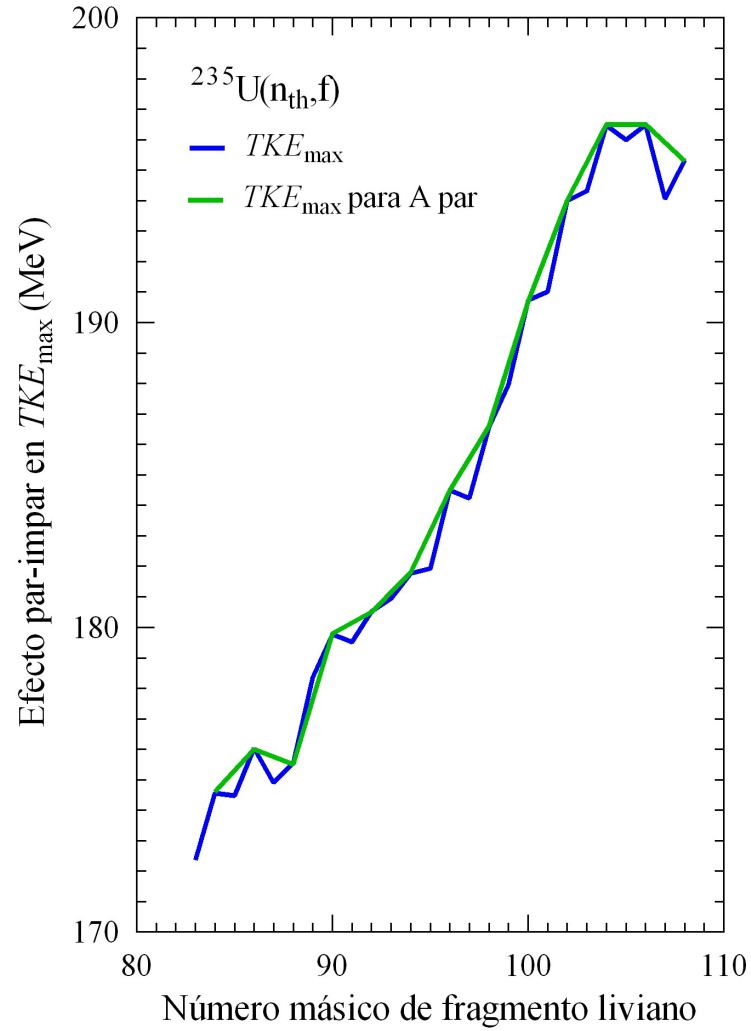


Figura 5.8: Fisión inducida por neutrones térmicos de ^{235}U . Curva del valor de energía cinética máxima en función de la masa de los fragmentos livianos, tomada de la ref. [63]. Trazando segmentos de recta que unen los puntos correspondientes a los números másicos pares, se constata que pasarán más alto que los correspondientes a los números másicos impares, i.e., existe un efecto par-impar en la energía cinética total máxima en función de la masa de los fragmentos. Figura tomada de la Ref. [54].

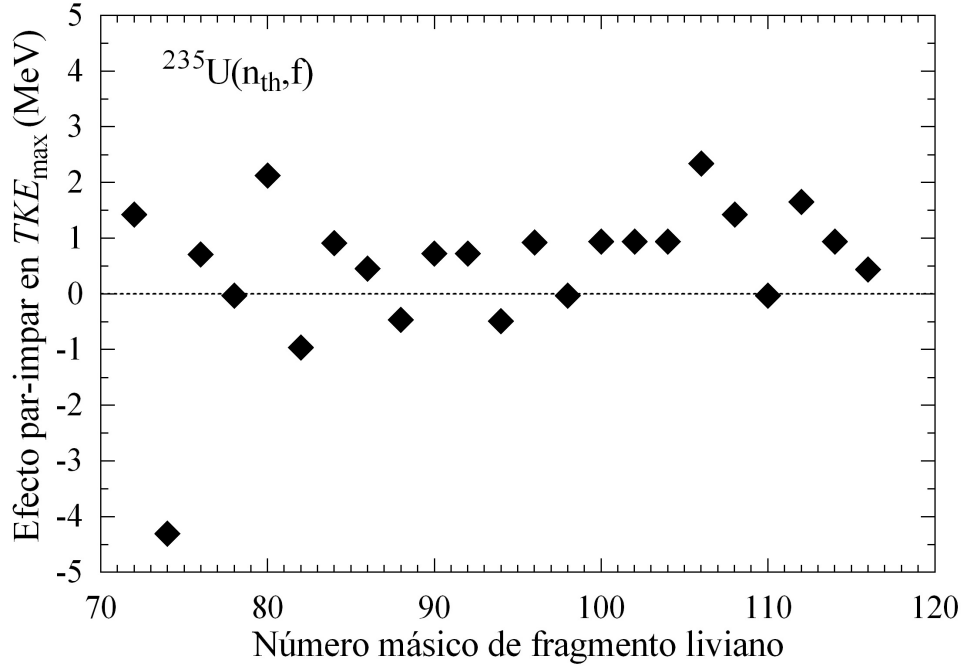


Figura 5.9: Fisión inducida por neutrones térmicos de ^{235}U . Efecto par-impar sobre la energía cinética total máxima en función de la masa de los fragmentos, calculado con los datos de la Ref. [63].

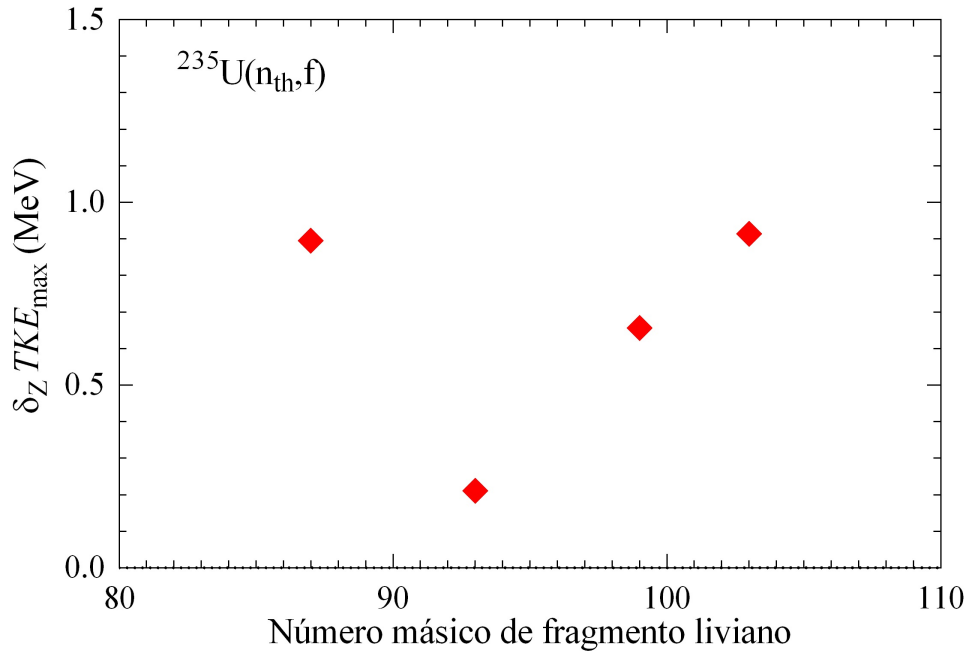


Figura 5.10: Fisión inducida por neutrones térmicos de ^{235}U . Efectos par-impar sobre la energía cinética total máxima ($TKE_{\max}$) en función de la carga (Z) de los fragmentos, calculado con los datos de la Ref. [63]. Figura tomada de la Ref. [53].

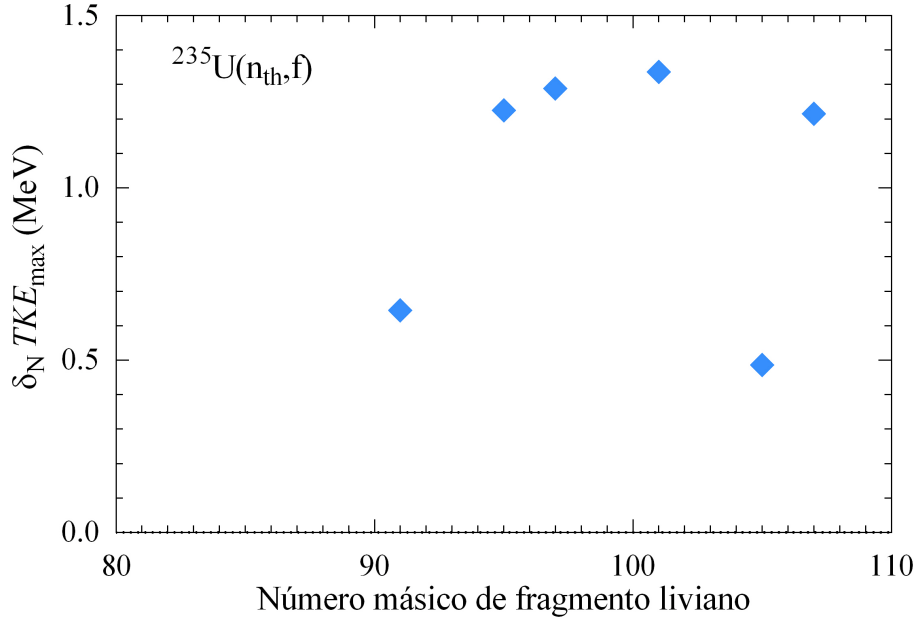


Figura 5.11: Fisión inducida por neutrones térmicos de ^{235}U . Efectos par-impar sobre la energía cinética total máxima ($TKE_{\max}$) en función del número de neutrones (N) de los fragmentos, calculado con los datos de la Ref. [63]. Figura tomada de la Ref. [53].

$A = 89$. Este resultado puede explicarse por el hecho de que el valor Q correspondiente a $A = 88$ ($Q = 186,3$ MeV) está muy cerca del correspondiente a $A = 89$ ($Q = 185,8$ MeV).

Estos resultados son consistentes con la hipótesis de un efecto impar-par positivo en los valores de $TKE_{\max}$.

En las Figs. 5.4 y 5.5 se puede ver fácilmente que el efecto par-impar en el valor máximo de TKE es mayor que el efecto par-impar en el valor máximo de Q .

En otras palabras, el efecto par-impar en $C_{\max}$ debe ser mayor que el efecto par-impar en $Q_{\max}$.

Un efecto par-impar positivo en $D_{\min}$ implica que las fragmentaciones con número de neutrones o de protones alcanzarán valores TKE más cercanos a sus valores Q correspondientes que las divisiones pares, como lo observó F. Gönnenwein [60, 64] y F.-J. Hambsch [65].

Hay que notar que, en 2013, F. Gönnenwein y B. Börsig [64] muestran que, para las fragmentaciones isobáricas 104/132, la energía cinética asociada a la fragmentación de carga 41/51 alcanza el valor Q de la reacción, mientras que la correspondiente a la fragmentación 42/50 alcanza una energía cinética

máxima total inferior a 3 MeV del valor Q correspondiente. Estos autores sugieren que ello se debe al hecho de que la división de carga 41/51 corresponde a cargas impar de fragmentos. Sin embargo, debemos tener en cuenta que la fragmentación de carga 41/51 es más asimétrica que la fragmentación 42/50. Por lo tanto, ese resultado también es consistente con el efecto Coulomb, después del cual para las masas vecinas con valores similares de energía disponibles, la fragmentación más asimétrica alcanza los valores más altos de energía cinética total [66, 53].

El hecho de que la división de carga 41/51 alcance el valor Q significa que ambos fragmentos están en sus respectivos estados fundamentales ($TXE = 0$) cuya configuración de escisión correspondiente es para que

$$C_{\max} = Q. \quad (5.20)$$

Con una misma configuración, la carga dividida 42/50 con fragmentos en sus correspondientes estados fundamentales no tiene necesariamente una relación similar. Significa que al menos un fragmento debe deformarse fuera de su estado fundamental, luego

$$TXE_{\min} > 0. \quad (5.21)$$

y

$$TKE_{\max} = Q - TXE_{\min} < Q. \quad (5.22)$$

Además, la fragmentación de la masa isobárica 104/132 corresponde a un punto de inflexión pronunciado en los valores Q . Ver Fig. 5.3. El valor Q más alto y el $TKE_{\max}$ más alto corresponden al núcleo deformado de transición $^{104}_{42}\text{Mo}$ [67] y al núcleo esférico doble mágico $^{152}_{50}\text{Sn}$ [68]. Estas condiciones hacen difícil distinguir los efectos par-impar de los transitorios.

Así, con base en la hipótesis del efecto Coulomb [66, 69], hemos demostrado que, en la fisión inducida por neutrones térmicos de ^{235}U , no hay contradicción entre los efectos par-impar positivos en la energía cinética máxima (medida por J. Trochon et al. [63]), y los efectos par-impar negativos en la energía de excitación mínima de los fragmentos (mostrada por F. Gönnerwein [64]) en función de los números de fragmentos de neutrones y protones, respectivamente. Suponiendo que la configuración de energía máxima de Coulomb

corresponde a la energía de excitación mínima, la energía de deformación explica ambos resultados aparentemente contradictorios.

5.5. Discusión

Se demostró que, en la región más fría de la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U , ^{235}U y la fisión espontánea de ^{252}Cf , respectivamente, en la región de división de masa asimétrica ($A < 100$), entre fragmentaciones de carga isobárica con valores similares de Q , la fragmentación de carga más asimétrica alcanza la energía cinética total máxima más alta. En un modelo de punto de escisión, este resultado se interpreta como un “efecto Coulomb” [50, 51, 52] entre divisiones de carga con un valor similar de Q , una carga menor de fragmento liviano corresponde a una repulsión coulombiana inferior, la que permitirá alcanzar una configuración más compacta y, como consecuencia, una energía de deformación mínima más baja, y luego una energía de interacción de Coulomb máxima más alta. El resultado final de eso será una más alta máxima energía cinética total de fragmentos. Aún más, para las divisiones de carga con diferentes valores de Q , las divisiones de carga más asimétricas están asociadas a la energía de excitación mínima más baja.

Capítulo 6

Rendimiento de cargas en función de la energía final de los fragmentos de fisión

6.1. $^{233}\text{U}(n_{\text{th}},\text{f})$

En el año 1986, H.-G. Clerc *et al.* [70] presentaron el rendimiento de carga y masa en ventanas de energía cinética de los fragmentos livianos de la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}},\text{f})$. La ventana estudiada más alta de energía cinética de fragmento liviano fue de 110,55 MeV. En esta ventana de energía, entre dos divisiones de carga isobárica, se observa una preferencia por la carga del fragmento liviano correspondiente al más alto valor Q . Sin embargo, entre las 27 masas de fragmentos livianos, hay diez excepciones a esa regla. Para estas excepciones, la probabilidad más alta corresponde a una carga de fragmento liviano menor que la carga correspondiente al valor más alto de Q . Ver Fig. 6.1 y Tab. 6.1.

Los valores Q se calculan utilizando la tabla de masa atómica de G. Audi *et al.* [72]. H.-G. Clerc *et al.* interpretan este resultado jugando con la distancia entre los centros de fragmentos (R_c) correspondiente a una energía de Coulomb igual al valor de energía disponible Q , el radio de interacción R_{int} y el túnel a través de la barrera que separa el "valle de fisión" del "valle de fusión".

Los resultados experimentales mencionados anteriormente fueron confirmados en 1988 por U. Quade *et al.* [17]. Para la división en masa 82/152, las cargas $Z1 = 34$ y $Z2 = 32$ corresponden a iguales valores Q a 181,6 MeV y 180,7 MeV, respectivamente; sin embargo, aunque el valor más alto de Q

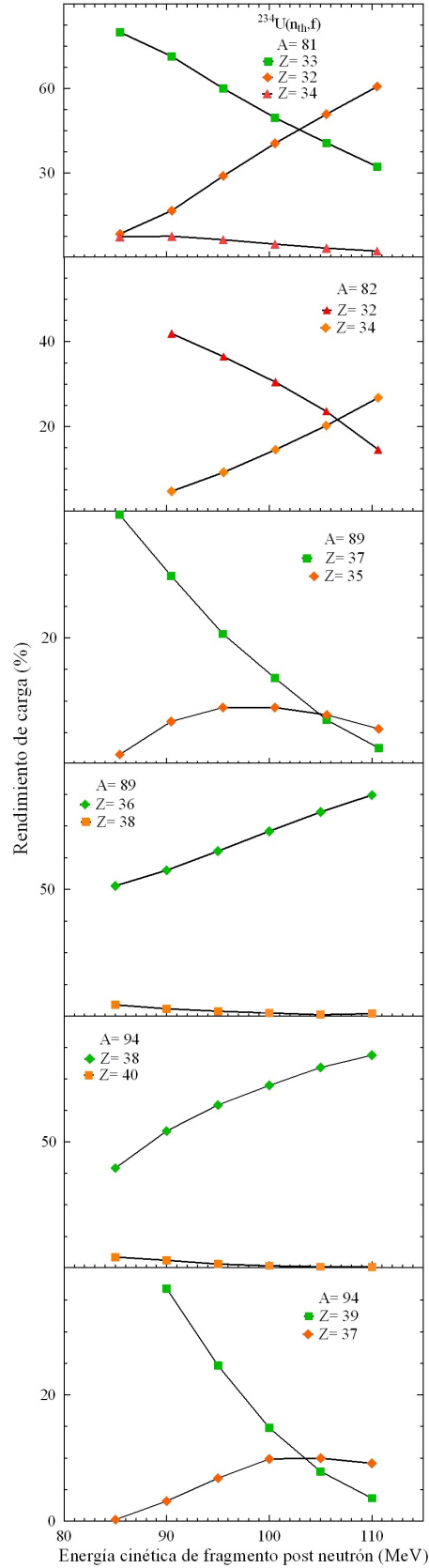


Figura 6.1: Fisión inducida por neutrones térmicos de ^{233}U . Rendimiento experimental de carga, en función de la energía cinética del fragmento liviano, correspondiente a algunas divisiones isobáricas con valores similares de Q , medido por U. Quade *et al.* [17]. Si se comparan rendimientos de cargas pares o impares, respectivamente, con la energía cinética medida más alta ($E = 110,55$ MeV), el rendimiento más alto corresponde a la carga más baja del fragmento liviano. Figura tomada de la Ref. [53].

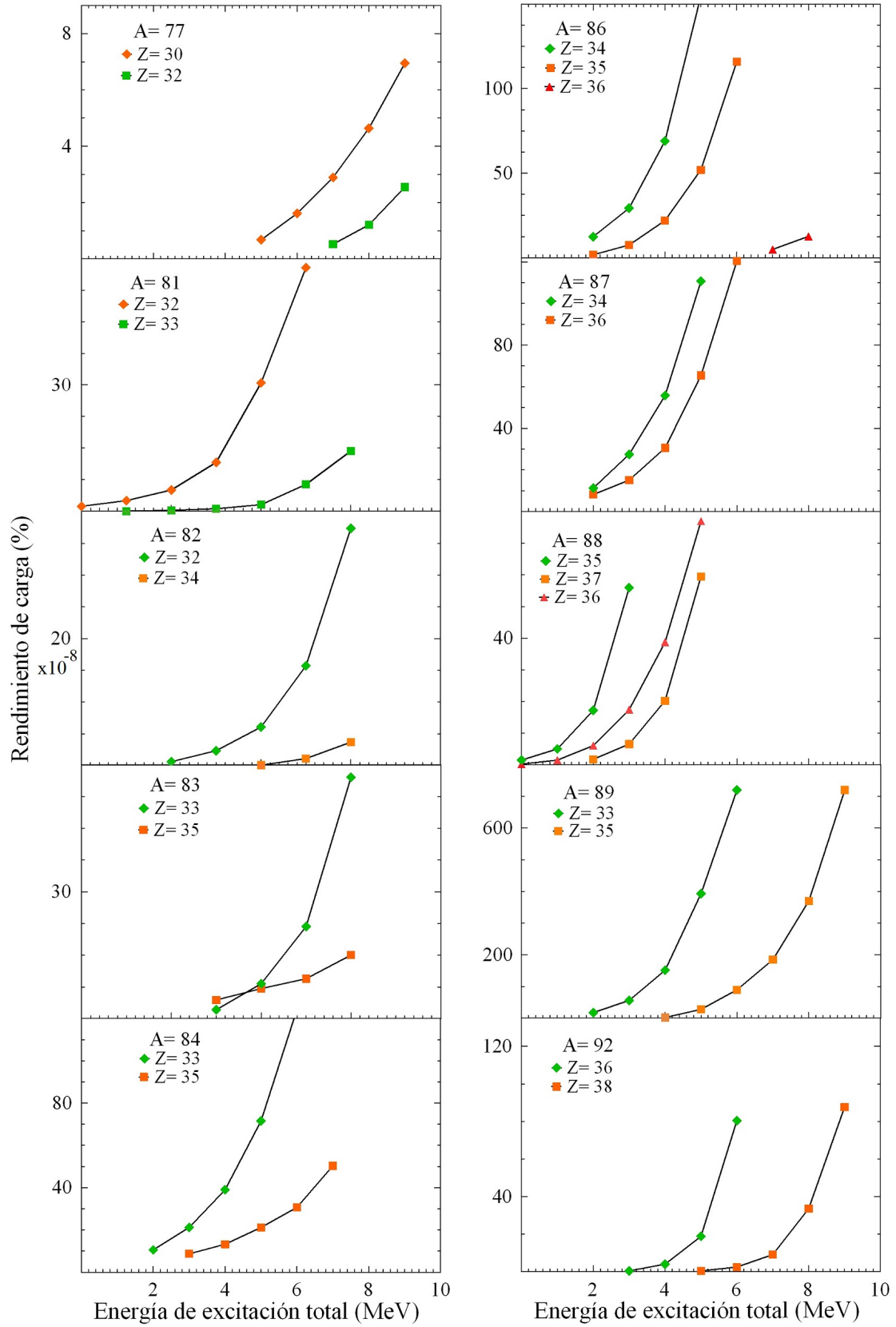


Figura 6.2: Fisión inducida por neutrones térmicos de ^{233}U . Rendimiento experimental de carga, en función de la energía de excitación total de los fragmentos, medido por W. Schwab *et al.* [71]. Si se comparan rendimientos de cargas pares o impares, respectivamente, con la energía de excitación más baja, el rendimiento más alto corresponde a la carga más baja de fragmento liviano. Figura tomada de la Ref. [53].

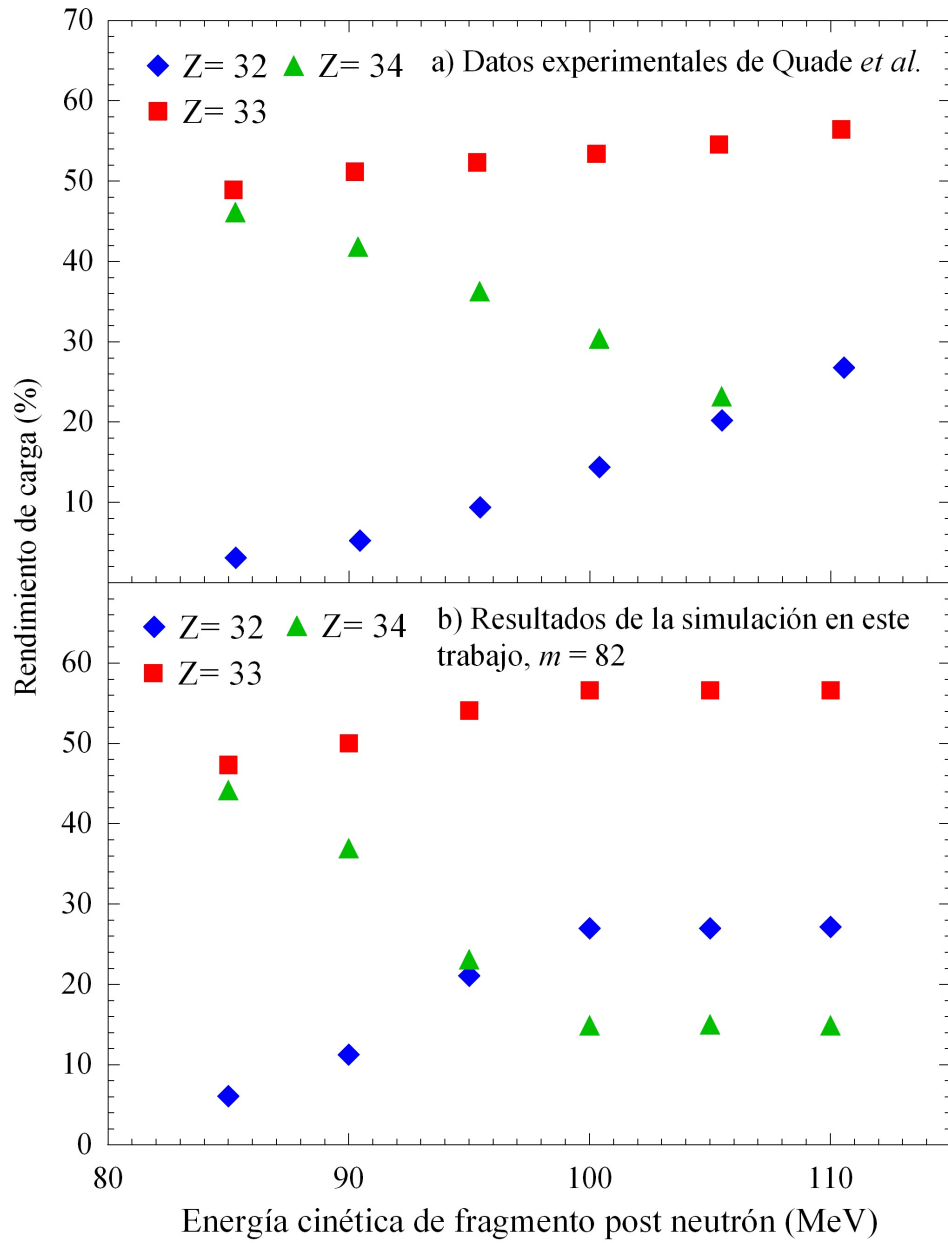


Figura 6.3: Fisión inducida por neutrones térmicos de ^{233}U . Rendimiento de carga en función de la energía cinética para el número de masa 82 del fragmento final (después de la emisión de neutrones). 2a) Resultados medidos por W. Lang et al. [17]; 2b) resultados de la simulación de Monte Carlo en este trabajo. Los rendimientos menores que 1 por ciento no son tomados en cuenta.

Cuadro 6.1: Fisión inducida por neutrones térmicos de ^{233}U . De los datos referidos a la carga y al rendimiento en masa de fragmentos liviano con 110,55 MeV, tomados de la Ref. [70], se presentan diez casos para los cuales, como excepciones, el cargo con el rendimiento más alto no corresponde al valor más alto de Q . Para cada masa (A), el fragmento liviano con $Z1$ y $Z2$ corresponden a $Q1$ y $Q2$, respectivamente. Aunque $Q1 > Q2$ el rendimiento más alto corresponde a $Z2$. Los valores Q se calculan utilizando la masa atómica de la Ref. [72].

A	$Z1$	$Z2$ (Highest yield)	$Q1$ (MeV)	$Q2$ (MeV)
81	33	32	179.1	178.6
82	34	33	181.6	180.7
85	35	34	184.3	184.1
86	36	34	186.2	185.9
87	36	35	186.2	185.6
91	37	36	190.4	190.2
92	38	37	198.3	197.5
101	41	40	197.3	192.8
102	42	40	205.1	201.2
103	42	41	203.1	202.2

corresponde a $Z2 = 34$, la mayor probabilidad se refiere a la carga más baja: $Z2 = 32$.

Para la división en masa 89/145, las cargas $Z1 = 37$ y $Z2 = 35$ corresponden a valores iguales de Q a 186,7 MeV y 186,5 MeV, respectivamente; sin embargo, aunque el valor más alto de Q corresponde a $Z1 = 37$, la mayor probabilidad corresponde a la carga más baja: $Z2 = 35$.

Para la división masiva 94/140, las cargas $Z1 = 39$ y $Z2 = 37$ corresponden a valores $Q = 191,6$ MeV y 190,5 MeV, respectivamente; sin embargo, aunque el valor más alto de Q corresponde a $Z1 = 39$, la mayor probabilidad corresponde a la carga más baja: $Z2 = 37$.

Para la división en masa 81/153, las cargas $Z1 = 33$ y $Z2 = 32$ corresponden a los valores de Q de 179.2 MeV y 178.6 MeV, respectivamente; aunque el valor más alto de Q corresponde a $Z1 = 33$, la mayor probabilidad corresponde a $Z2 = 32$.

Es interesante notar que en este último caso la probabilidad de una división de carga par es mayor que la correspondiente a la división de carga impar.

En 1991 Gönnerwein *et al.* proponen el “modelo de puntas de la fisión fría”, que es una versión más elaborada del modelo propuesto en 1984 por Clerc

et al. [70]. Ellos incluyen las propiedades de deformación de los núcleos en sus estados fundamentales y proponen el concepto de “fisión fría verdadera”, que corresponde a una distancia mínima crítica entre puntas que se supone que es de 3,0 fm.

Confirmando la hipótesis del efecto Coulomb, en 1994, W. Schwab *et al.* muestran que, en la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, hay una clara tendencia a preferir una división de carga más asimétrica en fisión fría [71]. Ellos calcularon el rendimiento de masa y carga en función de la energía de excitación. Comparando fragmentaciones isobáricas frías con cargas con la misma paridad, en la región de baja energía de excitación, el mayor rendimiento corresponde a la menor carga de fragmentos livianos. Ver Fig. 6.2.

Los resultados experimentales sobre la reacción $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ sugieren que la preferencia por las divisiones más asimétricas de cargas disminuye e incluso se invierte en ventanas de valores bajos de energía cinética. Para estudiar los efectos de la emisión de neutrones inmediatos en este resultado experimental se ha realizado una simulación Monte Carlo asumiendo que el rendimiento de cargas es la misma para todo valor de energía. Los datos de salida muestran la supuesta inversión de preferencia por las divisiones más asimétricas se debe a la emisión de neutrones inmediatos [73] y al hecho que se mide la distribución del fragmento final. Ver Fig. 6.3.

6.2. $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$

En 1980, para la reacción $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, W. Lang *et al.* [58] presentaron resultados experimentales sobre rendimientos de carga y masa de fragmentos livianos en ventanas de energía cinética. En 1986, utilizando esos resultados, M. Montoya *et al.* [52] mostró que, en la ventana de energía cinética de 108 MeV (la ventana más alta estudiada) entre dos fragmentaciones isobáricas con valores similares de Q , se prefiere la división de carga más asimétrica.

En 1986, G. Simon *et al.* [62] midieron el valor más alto de la energía cinética total en función de la carga del fragmento liviano y la masa para las reacciones $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ y $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$, respectivamente. En el caso de la reacción $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ observaron que la energía cinética total máxima

Cuadro 6.2: Fisión inducida por neutrones térmicos de ^{235}U . Cuatro casos de masas (A) para los cuales, como excepciones, la carga que alcanza la energía cinética total más alta no es $Z1$, que corresponde al valor más alto de Q ($Q1$). Para estas excepciones, la carga del fragmento liviano ($Z2$) que alcanza la energía cinética más alta es menor que ($Z1$). Datos tomados de la Ref. [62]. Los valores Q se calculan utilizando la masa atómica de la ref. [72].

A	$Z1$	$Z2$ (Highest TKE_{max})	$Q1$ (MeV)	$Q2$ (MeV)
93	38	37	189.5	189.2
97	39	38	194.0	193.4
98	40	38	196.2	195.7
99	40	39	196.3	195.6

se alcanza principalmente por las cargas que maximizan el valor de Q . Las excepciones corresponden a casos de valores similares de Q , para los cuales los valores más altos de energía cinética total se alcanzan mediante la división de carga más asimétrica. Ver Tab. 6.2.

En 1991, C. Signarbieux *et al.* [74] confirmó esos resultados con excepción de la masa 88. Para esta masa, encontraron que la carga 36 alcanza la energía cinética total máxima, que corresponde a $Q = 186,6$ MeV, en lugar de 35 sugeridos por G. Simon *et al.*, correspondiente a $Q = 182,8$ MeV. Sin embargo, se debe notar que en este caso la diferencia en los valores de Q correspondientes a esas cargas es de 3,8 MeV a favor del cargo 36.

En las fragmentaciones isobáricas con valores elevados de energía cinética de los fragmentos de la fisión, hay preferencia por las divisiones más asimétricas de cargas. Ello es interpretado como resultado de la competencia entre la energía de deformación y la energía coulombiana de la configuración de escisión. Con el mismo razonamiento, se puede llegar a la conclusión que esa preferencia debería manifestarse para todos los valores de energía cinética de los fragmentos. Usando el método Monte Carlo se simula que el rendimiento de cargas es la misma para todo valor de energía y se muestra que la inversión de esta preferencia para valores bajos de energía cinética se debe que las mediciones son realizadas después de la emisión de neutrones inmediatos [75]. Ver Fig. 6.4.

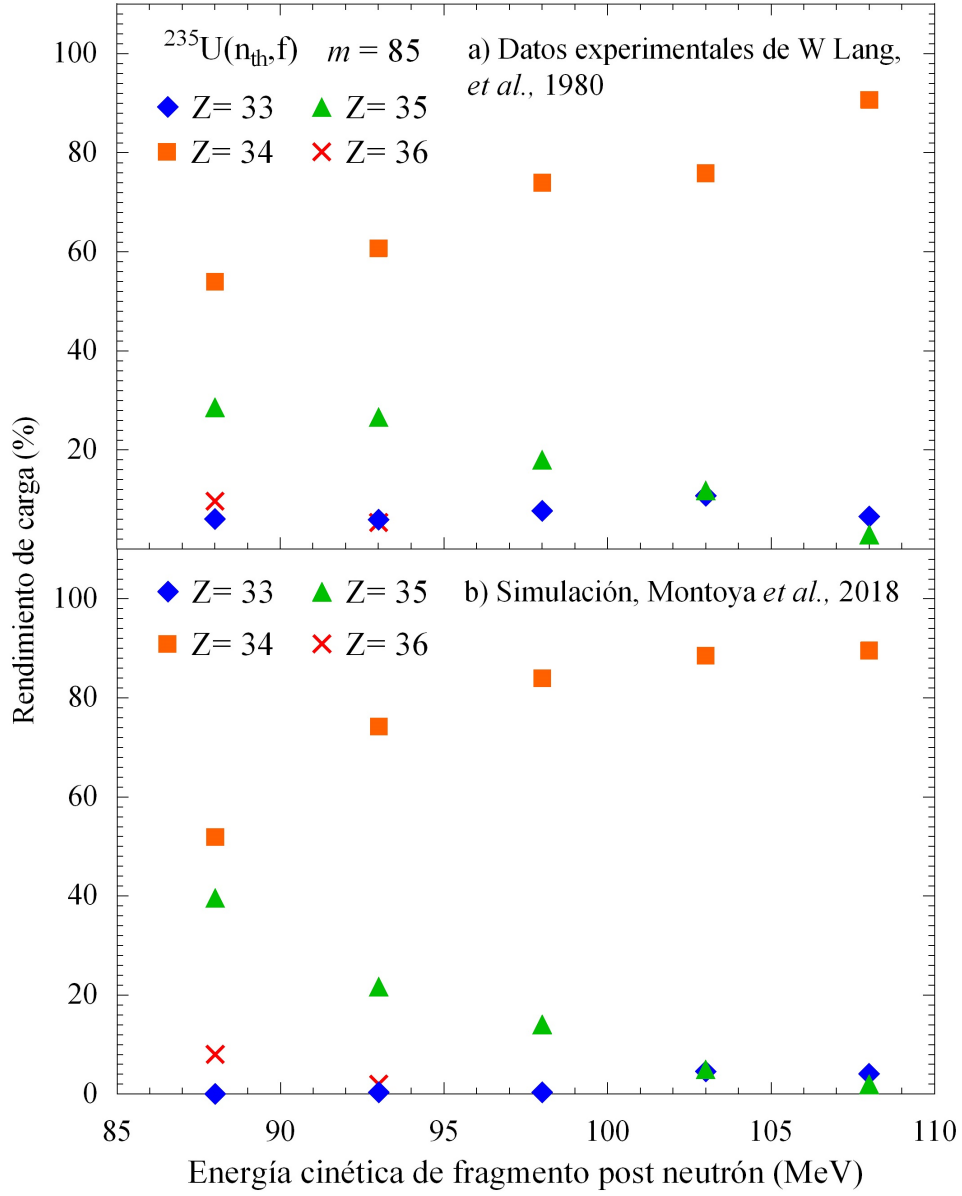


Figura 6.4: Fisión inducida por neutrones térmicos de ^{235}U . Rendimiento de carga en función de la energía cinética para el número de masa 85 del fragmento final (después de la emisión de neutrones). 2a) Resultados medidos por W. Lang et al. [58]; 2b) resultados de la simulación de Monte Carlo con un número promedio de neutrones emitidos $\bar{\nu}$ en función de la masa del fragmento primario igual a $\bar{\nu}(A)$.

Cuadro 6.3: Fisión inducida por neutrones térmicos de ^{239}Pu . Dos casos de masas (A) para los cuales, como excepciones, la carga que alcanza la energía cinética total más alta no es $Z1$, que corresponde al valor más alto de Q ($Q1$). Para estas excepciones, la carga del fragmento liviano ($Z2$) que alcanza la energía cinética más alta es inferior a $Z1$. Datos tomados de la Ref. [62]. Los valores Q se calculan utilizando la masa atómica de la ref. [72].

A	$Z1$	$Z2$ (Highest TKE_{max})	$Q1$ (MeV)	$Q2$ (MeV)
91	37	36	195.2	194.6
92	38	37	197.5	194.5

6.3. $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$

Los resultados obtenidos por G. Simon *et al.* que se refieren a la reacción $^{239}\text{Pu}(n_{\text{rmth}}, f)$ muestran que, entre las divisiones de carga isobárica, el máximo total La energía cinética se alcanza principalmente mediante la carga que maximiza el valor correspondiente de Q . Las excepciones se refieren a casos en los que se alcanza la energía cinética total máxima mediante una división de carga más asimétrica. Esas excepciones se presentan en la Tab. 6.3.

6.4. $^{252}\text{Cf}(sf)$

En 1993, F.-J. Hambsch *et al.* [65] presentaron datos experimentales correspondientes a la fisión espontánea de ^{252}Cf . Estos muestran el rendimiento de carga y masa referidos a valores de energía de excitación total iguales a 7, 9 y 11 MeV, respectivamente. Ver Fig. 6.5. Se puede observar que, en la región más fría, es decir, en la ventana de energía de excitación más baja, el rendimiento más alto corresponde a la carga menor del fragmento liviano, con algunas excepciones que mencionamos a continuación.

El efecto Coulomb es más evidente en la región asociada a las fragmentaciones más asimétricas. Para fragmentos livianos más pesados que 100 u, otros efectos parecen reflejarse en la carga y el rendimiento en masa. En la región correspondiente a fragmentos de transición con un número de masa de alrededor de 100 y números de neutrones $N \geq 58$, se espera que las deformabilidades se reflejen en la carga y el rendimiento de masa. Por ejemplo, en la fragmentación en masa 100/152 con 7 MeV de energía de excitación,

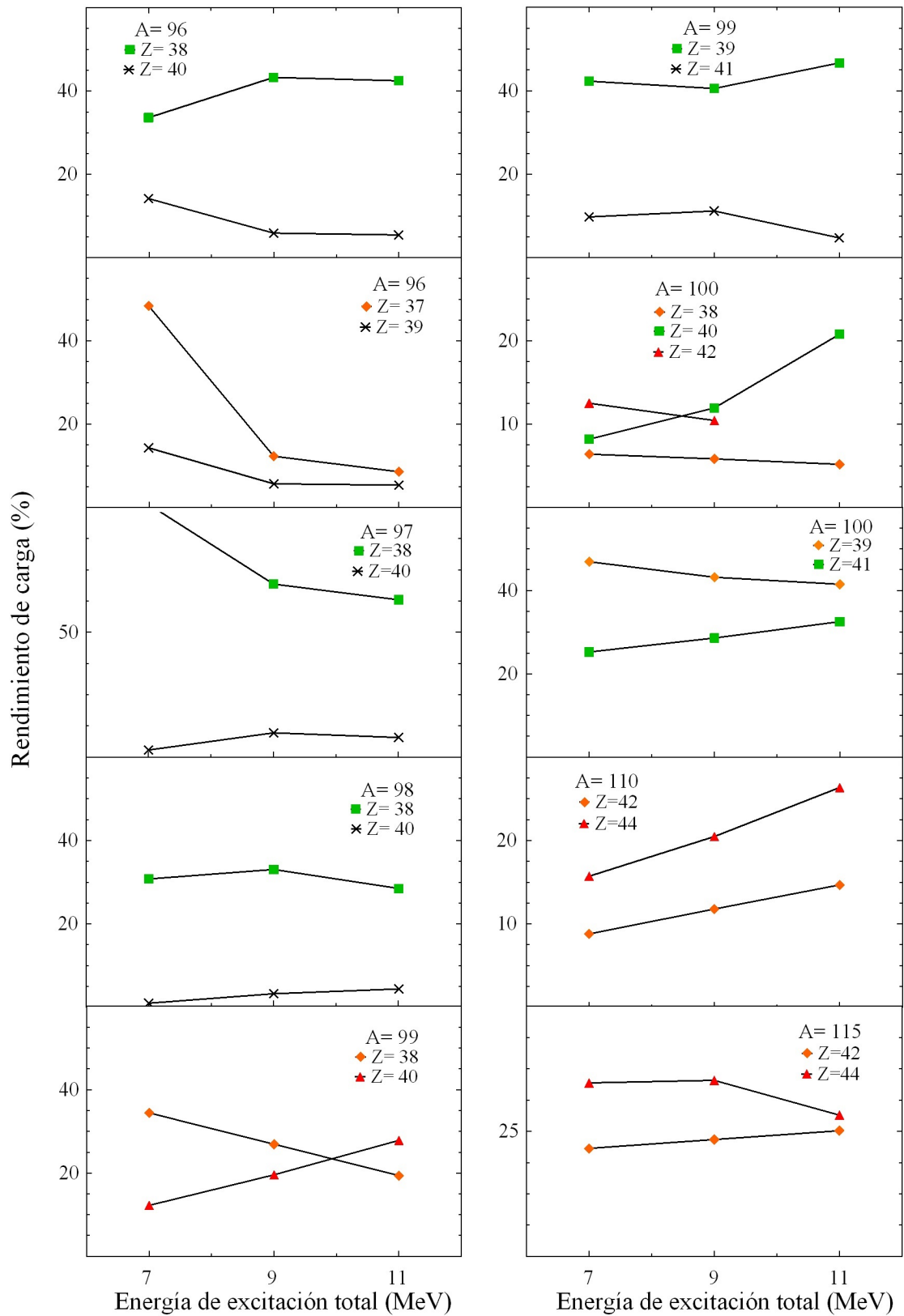


Figura 6.5: Fisión espontánea del ^{252}Cf . Rendimiento experimental de carga, correspondiente a los valores totales de energía de excitación de 7, 9 y 11 MeV, respectivamente, medido por F.-J. Hambsch *et al.* [65]. Si se comparan rendimientos de cargas pares o impares, respectivamente, con la energía de excitación más baja, el rendimiento más alto corresponde a la carga menor de fragmento liviano. Se observa una excepción para la masa 100 correspondiente a los núcleos de transición, cuyas deformabilidades dependen del número de neutrones. Figura tomada de la Ref. [53].

se prefiere la carga $Z = 42$ a $Z = 38$ y $Z = 40$. Para las fragmentaciones en masa 110/142, el rendimiento de $Z = 44$ ($N = 66$) es mayor que el correspondiente a $Z = 42$ ($N = 68$). Para la fragmentación en masa 115/137, el rendimiento de la carga $Z = 44$ ($N = 61$) es mayor que el correspondiente a $Z = 42$ ($N = 63$).

6.5. Discusión

Se demostró que, en la región fría de la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu y la fisión espontánea del ^{252}Cf , respectivamente, entre las fragmentaciones de carga isobárica en la región asimétrica ($A < 100$), con valores similares de Q de la reacción, la fragmentación de carga más asimétrica alcanza la energía cinética total máxima más alta.

Este resultado se interpreta en un modelo de punto de escisión como un efecto “Coulomb” [51, 52]: entre fracciones de carga con un valor Q similar, una carga de fragmento liviano inferior corresponde a una menor repulsión coulombiana, lo que permitirá alcanzar una configuración más compacta y, como consecuencia, una menor energía de deformación mínima, y una energía de interacción coulombiana máxima más alta. El resultado final será una energía cinética del fragmento máximo más alto. Para las divisiones de carga con diferentes valores de Q , las divisiones de carga más asimétricas están asociadas a la energía de excitación mínima inferior. La configuración más compacta podría ser interpretada en términos de las formas de los fragmentos [51, 52]. La configuración más compacta es equivalente a la menor distancia entre fragmentos complementarios.

En la fisión fría, la distribución de masa, carga y energía cinética de los fragmentos se pueden interpretar en términos de efectos de capas, efectos par-impar, deformabilidades, deformación del estado del fragmento, efectos de Coulomb u otras características del proceso de fisión. La contribución de este trabajo es identificar casos donde el efecto Coulomb es un efecto predominante.

Capítulo 7

Conclusiones y perspectivas

Definitivamente, la emisión de neutrones distorsionan la distribución de masa y energía cinética del fragmento primario, al punto de producir estructuras finales que, de suponerse que existieron en las distribuciones primarias, darían lugar a hipótesis equivocadas de la dinámica de la fisión.

El problema es que no hay forma de detectar los fragmentos antes de la emisión de los neutrones inmediatos. Lo que queda es establecer modelos de emisión de neutrones en función de las distribuciones primarias de masa, carga y energía cinética; y que los resultados de la simulación den cuenta de los resultados experimentales.

Algo de ello hemos mostrado en esa revisión de trabajos sobre distribución de energía cinética en la fisión de baja energía. Hemos visto que para evitar la distorsión de la emisión de neutrones se estudia la fisión fría, es decir las regiones de energía cinética de los fragmentos correspondientes a baja energía de excitación, tan baja que no se emitan neutrones.

En esas regiones se ha puesto en evidencia el efecto Coulomb en la energía cinética total de fragmentos en función de la carga. Para valores similares de energía disponible hay preferencia por las fragmentaciones más asimétricas de carga.

Puede argumentarse que la región de fisión fría está conformada sólo por una pequeña parte de los eventos de fisión. Sin embargo, esa pequeña parte nos da pistas para estudiar las demás regiones.

Hemos demostrado también que la inversión de la preferencia de las fragmentaciones asimétricas, para valores bajos de energía cinética del fragmento final, se debe a la emisión de neutrones.

Estos resultados sugieren que el efecto Coulomb observado en la fisión fría puede también ser válido para la fisión caliente.

Bibliografia

- [1] W. C. Röntgen, “Annalen der Physik und Chemie,” *Annalen der Physik*, vol. 64, pp. 1–11, jan 1898.
- [2] R. Da Silva Lima, J. C. Afonso, and L. C. Ferreira Pimentel, “Raios-x: fascinação, medo e ciência,” *Quim. Nova*, vol. 32, no. 1, pp. 263–270, 2009.
- [3] H. Becquerel, “On the rays emitted by phosphorescence,” *Compt.Rend.Hebd.Seances Acad.Sci.*, vol. 122, pp. 420–421, feb 1896.
- [4] E. Rutherford, “The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom,” *Philosophical Magazine*, vol. 21, no. 6, pp. 669–688, 1911.
- [5] H. Geiger and E. Marsden, “On a Diffuse Reflection of the alpha Particles,” in *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Character*, (London), pp. 455–500, 1909.
- [6] E. Rutherford, “Bakerian Lecture. Nuclear Constitution of Atoms.”
- [7] J. Chadwick, “Possible Existence of a Neutron,” *Nature*, vol. 129, pp. 312–312, feb 1932.
- [8] J. Chadwick, “The Existence of a Neutron,” tech. rep., 1932.
- [9] W. Bothe and H. Becker, “Künstliche Erregung von Kern-y-Strahlen,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 66, pp. 289–306, may 1930.
- [10] F. Joliot and I. Curie, “Artificial Production of a New Kind of Radio-Element,” *Nature*, vol. 133, pp. 201–202, feb 1934.

- [11] O. Hahn and F. Strassmann, “Nachweis der Entstehung aktiver Bariumisotope aus Uran und Thorium durch Neutronenbestrahlung; Nachweis weiterer aktiver Bruchstücke bei der Uranspaltung,” *Die Naturwissenschaften*, vol. 27, pp. 89–95, feb 1939.
- [12] L. Meitner and O. R. Frisch, “Disintegration of Uranium by Neutrons: a New Type of Nuclear Reaction,” *Nature*, vol. 143, pp. 239–240, feb 1939.
- [13] H. Von Halban, F. Joliot, and L. Kowarski, “Liberation of Neutrons in the Nuclear Explosion of Uranium,” *Nature*, vol. 143, pp. 470–471, mar 1939.
- [14] N. Bohr and J. A. Wheeler, “The Mechanism of Nuclear Fission,” *Physical Review*, vol. 56, pp. 426–450, sep 1939.
- [15] K. Pomorski and J. Dudek, “Nuclear liquid-drop model and surface-curvature effects,” *Physical Review C*, vol. 67, p. 044316, apr 2003.
- [16] H. W. Schmitt, J. H. Neiler, and F. J. Walter, “Fragment Energy Correlation Measurements for Cf252 Spontaneous Fission and U 235 Thermal-Neutron Fission,” *Physical Review*, vol. 141, pp. 1146–1160, jan 1966.
- [17] U. Quade, K. Rudolph, S. Skorka, P. Armbruster, H.-G. Clerc, W. Lang, M. Mutterer, C. Schmitt, J. Theobald, F. Gönnerwein, J. Pannicke, H. Schrader, G. Siegert, and D. Engelhardt, “Nuclide yields of light fission products from thermal-neutron induced fission of ^{233}U at different kinetic energies,” *Nuclear Physics A*, vol. 487, pp. 1–36, oct 1988.
- [18] P. Grabitz, V. Andrianov, S. Bishop, A. Blanc, S. Dubey, A. Echler, P. Egelhof, H. Faust, F. Gönnerwein, J. M. Gomez-Guzman, U. Köster, S. Kraft-Bermuth, M. Mutterer, P. Scholz, and S. Stolte, “Determination of Nuclear Charge Distributions of Fission Fragments from ^{235}U (nth, f) with Calorimetric Low Temperature Detectors,” *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 184, pp. 944–951, aug 2016.
- [19] K.-H. Schmidt, J. Benlliure, and A. Junghans, “Fission of nuclei far from stability,” *Nuclear Physics A*, vol. 693, pp. 169–189, oct 2001.

- [20] P. Möller, D. G. Madland, A. J. Sierk, and A. Iwamoto, “Nuclear fission modes and fragment mass asymmetries in a five-dimensional deformation space,” *Nature*, vol. 409, pp. 785–790, feb 2001.
- [21] F. Dickmann and K. Dietrich, “On a simple model explanation of shell effects in nuclear fission,” *Nuclear Physics A*, vol. 129, pp. 241–258, may 1969.
- [22] B. D. Wilkins, E. P. Steinberg, and R. R. Chasman, “Scission-point model of nuclear fission based on deformed-shell effects,” *Physical Review C*, vol. 14, pp. 1832–1863, nov 1976.
- [23] R. Brissot, J. Bocquet, C. Ristori, J. Grançon, C. Guet, H. Nifenecker, and M. Montoya, *Physics and chemistry of fission, 1979 : proceedings of an International Symposium on Physics and Chemistry of Fission*. International Atomic Energy Agency, 1980.
- [24] D. Belhafaf, J. P. Bocquet, R. Brissot, C. Ristori, J. Crançon, H. Nifenecker, J. Mougey, and V. S. Ramamurthy, “Kinetic energy distributions around symmetric thermal fission of U234 and U236,” *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, vol. 309, pp. 253–259, sep 1983.
- [25] M. Montoya, E. Saettone, and J. Rojas, “Monte Carlo simulation for fragment mass and kinetic energy distributions from the neutron-induced fission of ^{235}U ,” *Revista Mexicana de Fisica*, vol. 53, no. 5, pp. 366–370, 2007.
- [26] M. Montoya, J. Rojas, E. Saetone, R. Alarcon, P. L. Cole, C. Djalali, and F. Umeres, “Effects of Neutron Emission on Fragment Mass and Kinetic Energy Distribution from Thermal Neutron-Induced Fission of ^{235}U ,” in *AIP Conference Proceedings*, vol. 947, pp. 326–329, AIP, 2007.
- [27] M. M. M. M. Woolfson and G. J. G. J. Pert, *An introduction to computer simulation*. Oxford University Press, 1999.
- [28] M. Montoya, “Behavior of the average prompt neutron multiplicity as a function of post-neutron fragment mass in correlation with the pre-

- neutron fragment mass distribution in thermal neutron induced fission of ^{235}U and ^{233}U ,” *Results in Physics*, vol. 14, no. May, p. 102356, 2019.
- [29] S. Okumura, T. Kawano, P. Jaffke, P. Talou, and S. Chiba, “ $^{235}\text{U}(n, f)$ Independent fission product yield and isomeric ratio calculated with the statistical Hauser–Feshbach theory,” *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 55, pp. 1009–1023, sep 2018.
 - [30] A. Göök, F. J. Hambsch, S. Oberstedt, and M. Vidali, “Prompt neutrons in correlation with fission fragments from $\text{U } 235 (n, f)$,” *Physical Review C*, vol. 98, no. 4, pp. 1–12, 2018.
 - [31] E. E. Maslin, A. L. Rodgers, and W. G. F. Core, “Prompt Neutron Emission from $\text{U } 235$ Fission Fragments,” *Physical Review*, vol. 164, pp. 1520–1527, dec 1967.
 - [32] M. Montoya, J. Rojas, and I. Lobato, “Neutron emission effects on final fragments mass and kinetic energy distribution from low energy fission of ^{234}U ,” Tech. Rep. 6, 2008.
 - [33] H. R. Faust and Z. Bao, “Higher moments in the kinetic energy distribution of fission products,” *Nuclear Physics A*, vol. 736, pp. 55–76, may 2004.
 - [34] K. Nishio, M. Nakashima, I. Kimura, and Y. Nakagome, “Multiparametric Measurement of Prompt Neutrons and Fission Fragments for $^{233}\text{U}(n, f)$,” *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 35, pp. 631–642, sep 1998.
 - [35] J. Berger, M. Girod, and D. Gogny, “Microscopic analysis of collective dynamics in low energy fission,” *Nuclear Physics A*, vol. 428, pp. 23–36, oct 1984.
 - [36] K. Nishio, Y. Nakagome, H. Yamamoto, and I. Kimura, “Multiplicity and energy of neutrons from $^{235}\text{U}(n, f)$ fission fragments,” *Nuclear Physics A*, vol. 632, no. 4, pp. 540–558, 1998.
 - [37] A. Vorobyev, O. Shcherbakov, A. Gagarski, G. Val’ski, and G. Petrov, “Investigation of the prompt neutron emission mechanism in low energy

fission of $^{235,233}\text{U}(\text{n th}, \text{f})$ and $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$,” *EPJ Web of Conferences*, vol. 8, p. 03004, 2010.

- [38] C. Signarbieux, J. Poitou, M. Ribrag, and J. Matuszek, “CORRELATION ENTRE LES ENERGIES D’EXCITATION DES DEUX FRAGMENTS COMPLEMENTAIRES DANS LA FISSION SPONTANEE DE ^{252}Cf ,” *Physics Letters*, vol. 39, no. 4, pp. 503–505, 1972.
- [39] R. Walsh and J. Holdeman, “Fine Structure in the Neutron Emission $V(A)$ from ^{252}Cf Spontaneous Fission Fragments,” *Nuclear Physics*, vol. 276, no. A, pp. 189–200, 1977.
- [40] V. Zakharova and D. Ryazanov, “Neutron yields from spontaneous fission of ^{252}Cf ,” *Sov. J. Nucl. Phys. (Engl. Transl.); (United States)*, vol. 30, no. 1, p. 19, 1979.
- [41] C. Budtz-Jorgensen and H. Knitter, “Simultaneous Investigation of Fission Fragments and Neutrons in ^{252}Cf (SF),” *The British Journal of Psychiatry*, vol. 111, no. 479, pp. 181–206, 1965.
- [42] V. Dushin, F.-J. Hambsch, V. Jakovlev, V. Kalinin, I. Kraev, A. Laptev, D. Nikolaev, B. Petrov, G. Petrov, V. Petrova, Y. Pleva, O. Shcherbakov, V. Shpakov, V. Sokolov, A. Vorobyev, and T. Zavarukhina, “Facility for neutron multiplicity measurements in fission,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 516, pp. 539–553, jan 2004.
- [43] A. Göök, F. J. Hambsch, and M. Vidali, “Prompt neutron multiplicity in correlation with fragments from spontaneous fission of ^{252}Cf ,” *Physical Review C - Nuclear Physics*, vol. 90, no. 6, 2014.
- [44] A. Vorobyev, V. Dushin, F. Hambsch, V. Jakovlev, V. Kalinin, A. Laptev, B. Petrov, and O. Shcherbakov, “Distribution of Prompt Neutron Emission Probability for Fission Fragments in Spontaneous Fission of ^{252}Cf and $^{244,248}\text{Cm}$,” in *Internacional Conference on Nuclear Data for Science and Technology* (R. Haight, M. Chadwick, T. Kawano, and P. Talou, eds.), vol. 769, (Rusia), pp. 613–616, American Institute of Physics, 2005.

- [45] D. G. Madland and J. R. Nix, “New Calculation of Prompt Fission Neutron Spectra and Average Prompt Neutron Multiplicities,” *Nuclear Science and Engineering*, vol. 81, pp. 213–271, jun 1982.
- [46] D. G. Madland and A. C. Kahler, “Refinements in the Los Alamos model of the prompt fission neutron spectrum Keywords: Prompt fission neutron spectrum in spontaneous and neutron-induced fission calculated with refined Los Alamos model and compared with experiment,” *Nuclear Physics A*, vol. 957, no. A, pp. 289–311, 2017.
- [47] J. Randrup, P. Talou, and R. Vogt, “Sensitivity of neutron observables to the model input in simulations of ^{252}Cf (sf),” *Physical Review C*, vol. 99, p. 054619, may 2019.
- [48] H. F. S. Amiel, “Odd-even systematics in neutron fission yields of ^{233}U and ^{235}U ,” *PHYSICAL REVIEW C*, vol. 11, no. 3, pp. 845–858, 1975.
- [49] T. I.-B. S. Amiel, H. Feldstein, “Distributions of fission products from various low-energy fission reactions and the systematics of the odd-even fluctuations,” *PHYSICAL REVIEW C*, vol. 15, no. 5, pp. 1–21, 1977.
- [50] C. Signarbieux, M. Montoya, M. Ribrag, C. Mazur, C. Guet, P. Perrin, and M. Maurel, “Evidence for nucleon pair breaking even in the coldest scission configurations of ^{234}U and ^{236}U ,” *Journal de Physique Lettres*, vol. 42, pp. 437–440, oct 1981.
- [51] M. Montoya, “Mass and kinetic energy distribution in cold fission of ^{233}U , ^{235}U and ^{239}Pu induced by thermal neutrons,” *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, vol. 319, pp. 219–225, jun 1984.
- [52] S. Hofmann, P. Armbruster, G. Münzenberg, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, H. Burkhard, F. Hessberger, H.-J. Schött, Y. Agarwal, G. Berthes, U. Gollerthan, H. Folger, R. Hingmann, J. Keller, M. Leino, P. Lemmertz, M. Montoya, K. Poppensieker, B. Quint, and I. Zychor, “The influence of the surprising decay properties of element 108 on search experiments for new elements,” *Nuclear Physics A*, vol. 447, pp. 335–346, jan 1986.

- [53] M. Montoya, “Coulomb effects in isobaric cold fission from reactions $^{233}\text{U}(\text{n th}, \text{f})$, $^{235}\text{U}(\text{n th}, \text{f})$, $^{239}\text{Pu}(\text{n th}, \text{f})$ and $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$,” *Revista Mexicana de Fisica*, vol. 60, no. 5, pp. 350–356, 2014.
- [54] M. Montoya and V. Collin, “Positive even-odd effects in the maximal kinetic energy and negative even-odd effects in the minimal excitation energy of fragments from thermal neutron induced fission of ^{235}U ,” tech. rep., 2017.
- [55] T. Thomas, R. Atneose, W. Gibson, and M. Perlman, “Thermal-neutron-induced fission of U^{235} , U^{233} and Pu^{239} ,” in *The symposium on physics and chemistry of fission* (International Atomic Energy Agency and In Salzburg, eds.), (Viena), pp. 467–479, International Atomic Energy Agency Vienna, 1965.
- [56] H. Nifenecker, G. Mariolopoulos, and J. Bocquet, “Pair breaking mechanism in cold fission,” *Journal de Physique Lettres*, vol. 42, pp. 527–529, dec 1981.
- [57] M. Wang, G. Audi, A. Wapstra, F. Kondev, M. MacCormick, X. Xu, and B. Pfeiffer, “The Ame2012 atomic mass evaluation,” *Chinese Physics C*, vol. 36, pp. 1603–2014, dec 2012.
- [58] W. Lang, H. G. Clerc, H. Wohlfarth, H. Schrader, and K. H. Schmidt, “Nuclear charge and mass yields for $^{235}\text{U}(\text{n th}, \text{f})$ as a function of the kinetic energy of the fission products,” *Nuclear Physics A*, 1980.
- [59] M. Montoya, “Nucleon pair breaking in the thermal neutron induced fission of ^{233}U and ^{235}U ,” *Journal de Physique*, vol. 44, pp. 785–790, jul 1983.
- [60] F. Gönnerwein and B. Börsig, “Tip model of cold fission,” *Nuclear Physics A*, vol. 530, pp. 27–57, jul 1991.
- [61] J. Sida, P. Armbruster, M. Bernas, J. Bocquet, R. Brissot, and H. Faust, “Mass, charge, and energy distributions in very asymmetric thermal fission of ^{235}U ,” *Nuclear Physics A*, vol. 502, pp. 233–242, oct 1989.

- [62] G. Simon and J. Trochon, “Etude experimentale des fragmentations froides dans la fission de ^{235}U et ^{239}Pu induite par neutrons thermiques,” in *Fission meeting Arcachon (France) 14-17 Oct 1986*, (Saclay), p. 36, Commissariat A L’energie Atomique, 1986.
- [63] J. Trochon, G. Simon, J. W. Behrens, F. Brisard, and C. Signarbieux, “Cold fragmentation in thermal neutron induced fission of ^{235}U ,” *Radiation Effects*, vol. 92, pp. 327–331, mar 1986.
- [64] F. Gönnerwein, “Even-odd Effects of Fragment Yields in Low Energy Fission,” *Physics Procedia*, vol. 47, pp. 107–114, jan 2013.
- [65] F.-J. Hambsch, H.-H. Knitter, and C. Budtz-Jørgensen, “The positive odd-even effects observed in cold fragmentation — are they real?,” *Nuclear Physics A*, vol. 554, pp. 209–222, mar 1993.
- [66] M. Montoya, R. W. Hasse, and P. Koczon, “Coulomb effects in low energy fission,” *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, vol. 325, pp. 357–362, sep 1986.
- [67] J. Genevey, J. A. Pinston, G. S. Simpson, W. Urban, . J. Kliman, M. G. Itkis, and S. Gmuca, “Nuclear structure studies of microsecond isomers near $A = 100$,” tech. rep., 2006.
- [68] S. Leoni, G. Bocchi, S. Bottoni, D. Bazzacco, N. Cieplicka, B. Fornal, B. Szpak, C. Michelagnoli, A. Blanc, G. De France, M. Jentschel, U. Køster, R. Lozeva, P. Mutti, T. Soldner, G. Simpson, C. Ur, and W. Urban, “Particle-core Couplings Close to Neutron-rich Doubly-magic Nuclei,” *Acta Physica Polonica B*, vol. 46, no. 3, p. 637, 2015.
- [69] M. Modesto, *Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications : conference date, 30 November-4 December 2015 : location, Medellin, Colombia*. Medellín, Colombia: AIP Publishing, 2016.
- [70] H.-G. Clerc, W. Lang, M. Mutterer, C. Schmitt, J. Theobald, U. Quade, K. Rudolph, P. Armbruster, F. Gönnerwein, H. Schrader, and D. Engelhardt, “Cold fragmentation in thermal-neutron-induced fission of ^{233}U and ^{235}U ,” *Nuclear Physics A*, vol. 452, pp. 277–295, apr 1986.

- [71] W. Schwab, H.-G. Clerc, M. Mutterer, J. Theobald, and H. Faust, “Cold fission of $^{233}\text{U}(\text{n th}, \text{f})$,” *Nuclear Physics A*, vol. 577, pp. 674–690, sep 1994.
- [72] G. Audi, A. Wapstra, and C. Thibault, “The Ame2003 atomic mass evaluation: (II). Tables, graphs and references,” *Nuclear Physics A*, vol. 729, pp. 337–676, dec 2003.
- [73] M. Montoya and A. Rivera, “Influence of neutron emission on the charge distribution of final fragments from thermal-neutron-induced fission of ^{233}U ,” *Results in Physics*, vol. 11, pp. 449–451, dec 2018.
- [74] C. Signarbieux, “Cold fragmentation properties : a crucial test for nuclear dynamics,” sep 1991.
- [75] M. Montoya and A. Rivera, “Influence of neutron emission on the charge, mass and kinetic energy distribution of final fragments from $^{235}\text{U}(\text{n th}, \text{f})$ reaction,” *Journal of Physics Communications*, vol. 2, p. 085016, aug 2018.