



UNIVERSIDAD DE SEVILLA

DOBLE GRADO EN FÍSICA E INGENIERÍA DE MATERIALES

TRABAJO FIN DE GRADO

**Diseño de experimentos de física
nuclear de doble captura neutrónica
(de interés en nucleosíntesis estelar)**

Autor

David Sosa Sánchez

Tutores

Carlos Guerrero Sánchez

José Manuel Quesada Molina

Índice general

1. Introducción	1
2. Síntesis Nuclear	4
2.1. Nucleosíntesis primordial	4
2.2. Nucleosíntesis estelar	5
2.3. Nucleosíntesis explosiva	9
3. Importancia y medida de las secciones eficaces (n, γ)	11
3.1. Captura de neutrones en el proceso S	11
3.2. Medida de $\sigma_{(n,\gamma)}$ en isótopos estables	15
3.3. Medida de $\sigma_{(n,\gamma)}$ en isótopos inestables	20
3.4. Modelado de procesos de doble captura de neutrones en isótopos inestables	22
4. Resultados y discusión	26
4.1. Tasas de producción de eventos de doble captura	26
4.2. AMS	30
4.3. Espectroscopía gamma	33
4.4. Espectroscopía beta	38
Conclusiones	41
Bibliografía y referencias	43
A. Tasa de producción	46
B. Puntos de ramificación	48

Capítulo 1

Introducción

El Big Bang sitúa el origen del universo en un punto donde toda la materia estaba condensada en un único punto superdenso y extremadamente caliente a partir del cual comenzó a expandirse, originando el espacio, el tiempo y la materia. La continua expansión y enfriamiento del universo permitió que la materia existente pudiera condensar formando bariones, entre los que se encuentran los protones y neutrones. A medida que la expansión y enfriamiento del universo continuaba, se alcanzó la temperatura necesaria para que comenzaran a ocurrir reacciones de fusión entre estos protones y neutrones recientemente formados, dando lugar a la aparición de los primeros núcleos ligeros: Deuterio y Helio principalmente, con trazas de Litio. A medida que la temperatura siguió descendiendo, cesaron estas reacciones de fusión, fijando la composición química del universo primigenio, y comenzaron a formarse los primeros átomos mediante la combinación de estos núcleos con los electrones, siendo este el origen de la Radiación Cómica de Fondo.

Según el universo continuó expandiendo y enfriándose, la gravedad comenzó a ser la fuerza dominante. Así, regiones con una densidad ligeramente más elevada pudieron crecer y formar grandes nubes de materia, a partir de las cuales se fueron formando las estrellas que, poco a poco, fueron conformando las galaxias que hoy día observamos. Y es precisamente en las estrellas, mediante ciertas reacciones que forman parte de los procesos englobados en la nucleosíntesis estelar, donde tiene lugar la evolución química y la síntesis de nuevos elementos a partir de la composición primigenia del universo.

En efecto, en el interior de las estrellas se dan las condiciones necesarias para que ocurran ciertas reacciones de fusión. Dado que la composición de estos objetos es mayoritariamente Hidrógeno, será este elemento el primero que forme parte de las reacciones de fusión dando lugar a ${}^4\text{He}$. Según evoluciona la composición química de una estrella a lo largo de su vida, se van sucediendo una serie de reacciones de fusión que tienen como

punto culminante la generación de un núcleo de Hierro, punto en el que se detienen las reacciones de fusión.

Sin embargo es bien sabido que existe una gran cantidad de elementos con masa superior al Hierro, que no son sintetizados mediante fusión. Estos elementos pesados (y gran parte de sus isótopos) son generados principalmente mediante reacciones de captura de neutrones (n, γ) en dos procesos bien diferenciados según la tasa de captura. En ambientes estelares violentos, como ocurre al final de la vida de una estrella que estalla en forma de supernova, la captura de neutrones ocurre de forma rápida, generando isótopos muy ricos en neutrones y muy inestables, que posteriormente decaerán mediante emisiones β^- generando nuevos elementos, en lo que se conoce como proceso r . Por otro lado, en los interiores estelares (ambientes menos violentos), la captura de neutrones tiene lugar a un ritmo mucho menor que la tasa de decaimiento del isótopo en cuestión, dando lugar al proceso s .

A lo largo del proceso s , cuando la concatenación de capturas neutrónicas genera un isótopo radioactivo para el que la tasa de reacción (n, γ) sea comparable a la tasa de decaimiento, se produce una ramificación del camino del proceso s . En estos puntos, la sección eficaz para la reacción (n, γ) del isótopo radioactivo juega un papel crucial en las relaciones de abundancias de los isótopos estables involucrados, pues a partir de este patrón se pueden determinar los parámetros de las condiciones físicas en las que esto ocurre, como son la temperatura y la densidad de neutrones. Por lo tanto, resulta de gran interés el poder conocer estas secciones eficaces para así poder determinar estos parámetros estelares.

Mientras que medir secciones eficaces para isótopos estables (o incluso aquellos de larga vida media) es algo relativamente sencillo, siendo los métodos de mayor aplicación la activación y el tiempo de vuelo, resulta una tarea ardua cuando se trata de determinar la sección eficaz de isótopos inestables, que precisamente son las de mayor interés. Es por esto que aún quedan muchas de estas secciones eficaces de las que no se tienen resultados experimentales satisfactorios a día de hoy.

Este trabajo se centra en comprender la producción de nuevos isótopos y elementos mediante la captura (n, γ) que ocurre en el proceso s , con especial atención a los puntos de ramificación, para los que se propone el método de doble captura neutrónica como vía

alternativa para la determinación de sus secciones eficaces.

Por tanto, analizaremos la aplicación de este método para todos aquellos isótopos que juegan un papel relevante en el proceso s , y exploraremos para cada caso las distintas posibilidades que se nos presentan a la hora de determinar las secciones eficaces mediante espectroscopía gamma o beta, o bien mediante espectroscopía de masas AMS.

Capítulo 2

Síntesis Nuclear

2.1. Nucleosíntesis primordial

La nucleosíntesis primordial o nucleosíntesis del Big Bang (*BBN* por sus siglas en inglés) abarca un periodo que tuvo lugar desde unos 10 segundos hasta aproximadamente 20 minutos tras el Big Bang [1], durante el cual tuvo lugar la formación de los elementos ligeros ($A \leq 7$) a partir de la materia bariónica existente.

En efecto, el modelo cosmológico del Big Bang sugiere que el universo tuvo su origen, hace unos 13 700 millones de años, a partir de una singularidad física, un estado extremadamente denso y caliente, que comenzó a expandirse dando lugar al espacio y al tiempo y a toda la materia existente.

Tras un corto periodo en el que el universo sufrió una expansión exponencial, la temperatura descendió lo suficiente como para que la materia existente pudiera agruparse y formar bariones como los protones y los neutrones. A elevadas temperaturas, protones y neutrones se encuentran en equilibrio térmico, pero a medida que el universo crecía en tamaño y disminuía su temperatura, la desintegración del neutrón ($n \rightarrow p + e^- + \nu_e$) fue adquiriendo relevancia, de forma que cuando la temperatura descendió lo suficiente ($\approx 0,9 \text{ GK}$) comenzaron las primeras reacciones nucleares entre protones y neutrones para producir Deuterio [1]: $n + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma$, dando lugar a posteriores reacciones de fusión que dieron lugar principalmente a la aparición de ${}^4\text{He}$ hasta que finalmente el enfriamiento detuvo las reacciones de fusión, y por consiguiente, la BBN. Tras esto, quedó un universo cuya composición mayoritaria era ${}^1\text{H}$ y ${}^4\text{He}$, con trazas de Deuterio, ${}^3\text{He}$ (proveniente de la desintegración del Tritio) y ${}^7\text{Li}$.

2.2. Nucleosíntesis estelar

La teoría de la BBN nos da una descripción detallada de las abundancias primigenias de los elementos ligeros sintetizados durante esta época: 1H , 2H , 3He , 4He y 7Li , estableciendo la composición del universo primigenio en un 75 % de 1H , 25 % de 4He y trazas de los demás elementos. La observación de objetos celestes en los que la nucleosíntesis estelar apenas haya tenido lugar nos permite reconstruir la composición primigenia del universo. Observaciones precisas de la Radiación Cósmica de Fondo así como de objetos muy lejanos han permitido realizar medidas precisas de esta composición primigenia [2], indicando un gran acuerdo entre los resultados predichos y las observaciones realizadas. Para una descripción más completa y detallada de la nucleosíntesis primordial ver Ref. [3].

2.2. Nucleosíntesis estelar

Las estrellas son los objetos astronómicos más ampliamente estudiados. Son, de hecho, los elementos fundamentales que constituyen las galaxias y nos permiten, a partir de su observación (edad, masa, distribución. . .), conocer la historia y evolución de la galaxia que conforman. Además, debido a las reacciones que tienen lugar en su interior, las estrellas son las responsables de la creación de elementos más allá del H y He y su posterior disgregación y, por lo tanto, de la evolución química del universo.

Las estrellas tienen su origen en las nubes moleculares, regiones del medio interestelar ricas en H molecular y con una elevada densidad. Debido a la propia gravedad, la materia comienza a colapsar formando una esfera de gas que se va contrayendo a medida que acrecienta materia, formando una protoestrella [4]. Si esta protoestrella no alcanza la masa suficiente ($0,07 \sim 0,08 M_{\odot}$), las temperaturas y presiones que se alcanzan en su interior no son suficientes para comenzar la fusión del H en He . Si bien es cierto que puede tener lugar la fusión del deuterio, este es consumido rápidamente de forma que el objeto no puede producir de manera continua energía suficiente como para evitar el colapso gravitatorio, por lo que no es considerado una estrella, sino que estos objetos reciben el nombre de Enanas Marrones [5]. La enana marrón seguirá brillando por un tiempo debido al calor residual, y seguirá contrayéndose y enfriándose hasta alcanzar el equilibrio.

2.2. Nucleosíntesis estelar

En el caso de que se alcance la masa suficiente, comienza a producirse energía mediante la fusión del Hidrógeno de forma que la presión interna aumenta, llegando a detener la contracción gravitacional, y es en este momento en el que empezamos a considerar el objeto como una estrella, quedando estabilizado en la secuencia principal. A partir de este momento, la estrella quema el H que contiene en su interior, formando un núcleo inerte de He .

En una estrella de secuencia principal existen dos mecanismos de fusión del H : la cadena protón-protón (ec. 2.1) y el ciclo CNO o ciclo de Bethe (ec. 2.2). La cadena $p-p$ implica la conversión directa de dos átomos de H en uno de He , y estas reacciones se dan en cualquier estrella de la secuencia principal, mientras que el ciclo CNO implica un conjunto de reacciones nucleares catalizadas por la presencia de ^{12}C , por lo que solo es posible en estrellas con cierto grado de metalicidad [6]. Además, para que estas reacciones tengan lugar se requieren temperaturas más elevadas que para la cadena $p-p$, que es el mecanismo dominante para estrellas de baja masa, mientras que el ciclo CNO será dominante en estrellas de masas superiores (por encima de $1,2 - 1,5 M_{\odot}$).

A medida que el contenido en H en el núcleo disminuye, va apareciendo un núcleo inerte de He que irá contrayéndose según aumenta su masa, mientras que la fusión todavía tiene lugar en una estrecha capa que rodea a este núcleo. Cuando se alcance la temperatura suficiente, comenzará la fusión del He en C y O mediante el mecanismo triple alfa (ec. 2.3), reiniciado el proceso. En etapas posteriores, si la masa estelar es suficientemente elevada, tendrá lugar la fusión sucesiva de los distintos metales (ecs. 2.4) hasta alcanzar el equilibrio estadístico nuclear y la formación de un núcleo estable de ^{56}Fe [7]. En este punto se detiene el proceso de fusión, ya que, a partir del Hierro, la energía de ligadura por nucleón decrece con el número atómico en lugar de aumentar como ocurre con los elementos entre el H y el Fe (ver Fig. 2.1)

2.2. Nucleosíntesis estelar

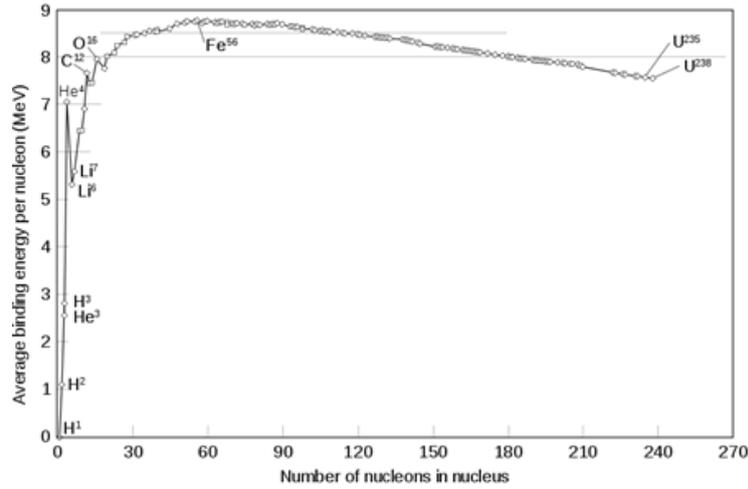
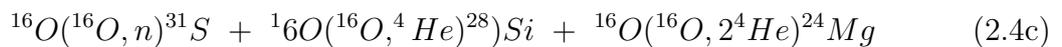
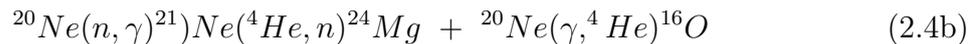
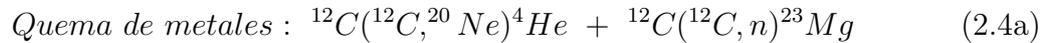
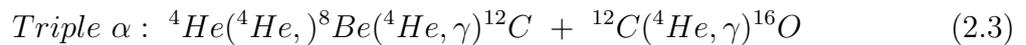
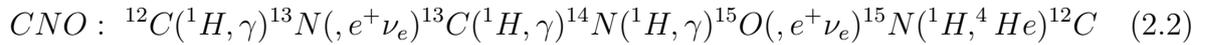
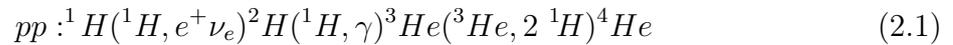


Figura 2.1: Energía de enlace por nucleón. El ^{56}Fe es el núcleo más estable que se puede formar mediante los mecanismos de fusión de manera natural

Los mecanismos de fusión más relevantes aquí comentados se describen a continuación [6]:



Como se ha comentado, la formación del núcleo inerte de Fe supone tanto el fin de la producción de energía por fusión (no obstante se seguirá produciendo la fusión de

2.2. Nucleosíntesis estelar

elementos más ligeros en las sucesivas capas de la estrella) como el fin de la generación de nuevos elementos a través de este mecanismo. Sin embargo, es un hecho que, con diferencia, el Fe no es el elemento más pesado que existe en el universo, por lo tanto es de suponer que en el interior de las estrellas existen otros mecanismos distintos a la fusión nuclear que dan lugar a nuevos elementos.

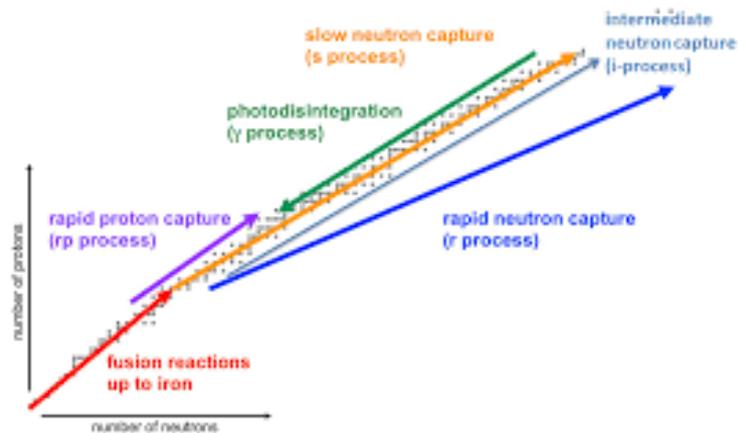


Figura 2.2: Esquema que muestra los distintos mecanismos de sintetización de elementos más pesados que el Fe . [9]

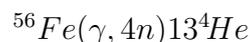
Estos mecanismos, que se muestran esquemáticamente en la figura 2.2, se basan principalmente en la creación de isótopos ricos en neutrones mediante captura (n, γ) y el posterior decaimiento del núcleo formado mediante emisiones β^- . Así, según la velocidad a la que el proceso de captura tenga lugar en comparación con la vida media del isótopo en cuestión, se tienen dos procesos que forman elementos más allá del Fe . Si la captura tiene lugar en ambientes explosivos con una elevada densidad de neutrones, de forma que son posibles varias capturas antes de que se produzca la desintegración radioactiva, tenemos el denominado proceso r (del cual hablaremos en la siguiente sección) que tiene lugar presumiblemente en las explosiones de supernovas. En estos ambientes también puede tener lugar la sintetización de elementos pesados mediante la captura de un protón, en el denominado proceso p .

2.3. Nucleosíntesis explosiva

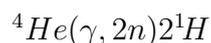
Por otro lado, cuando el ambiente es menos violento y con densidades de neutrones moderadas, puede ser que el proceso de captura (n, γ) ocurra de forma lenta en comparación con la correspondiente emisión β^- . Este proceso recibe el nombre de proceso s (del cual nos ocuparemos en la Sec. 3) y es responsable de la existencia del $\sim 50\%$ de los elementos entre el Fe y el Bi [6, 8].

2.3. Nucleosíntesis explosiva

Cuando una estrella masiva en un estado evolutivo avanzado ha consumido prácticamente todo su combustible nuclear, la cantidad de energía generada en su interior por fusión comienza a descender, de forma que ya no es capaz de contrarrestar las pérdidas de energía por radiación, y esta cede ante su propia gravedad, colapsando sobre su propio núcleo y produciendo una violenta explosión, eyectando todo su material. Durante este proceso tiene lugar la fotodesintegración del ${}^{56}Fe$ en partículas alfa y neutrones, debido a los rayos gamma altamente energéticos generados, según la reacción:



Y al mismo tiempo ocurre la fotodesintegración de esas partículas alfa:



De forma que se genera una avalancha de neutrones y, en menor medida, de protones.

Es en este ambiente donde tiene lugar el proceso r . Debido al elevado flujo de neutrones que existe en el estallido de la supernova, un núcleo de ${}^{56}Fe$ puede sufrir varias capturas neutrónicas consecutivas antes de que se pueda producir ningún tipo de decaimiento, ya que la frecuencia con la que estas ocurren es muy elevada ("**R**apid"). De esta forma se produce un núcleo muy rico en neutrones que comenzará a decaer siguiendo su isóbara y creando isótopos ricos en neutrones de nuevos elementos más pesados hasta llegar a un isótopo estable, punto donde se detiene la producción de nuevos elementos mediante el proceso r . Este mecanismo es responsable de la abundancia de elementos más pesados que el Fe en aproximadamente un 50% y, a su vez, es responsable de la existencia de los elementos más pesados que existen de forma natural, como el Uranio y el Torio.

2.3. Nucleosíntesis explosiva

En estas explosiones de supernova, debido también a la existencia de protones libres, otro proceso de formación de elementos pesados tiene lugar mediante la captura de los mismos en el denominado proceso p , el cual es responsable de la existencia de núcleos ricos en protones y que, por tanto, no pueden ser producidos mediante captura neutrónica.

Para más detalles sobre los procesos r y p ver Refs. [10] y [11] respectivamente. Al mismo tiempo, una descripción global de todos los procesos de nucleosíntesis se da en Ref. [8].

Capítulo 3

Importancia y medida de las secciones eficaces (n, γ)

3.1. Captura de neutrones en el proceso S

El proceso s , como se ha comentado anteriormente, consiste en la captura lenta ("*Slow*") de un neutrón por parte de un isótopo mediante la reacción (n, γ) , generando un isótopo rico en neutrones que, si es inestable, producirá emisiones β^- dando lugar a la sintetización de un nuevo elemento, según la reacción:



En el caso en el que la captura (n, γ) dé lugar a un isótopo estable, se producirán sucesivas capturas hasta llegar a un isótopo radioactivo, de forma que vuelve a tener lugar la sintetización de un nuevo elemento vía emisiones β^- . Aunque el proceso s también da lugar a la producción de elementos ligeros, esta contribución es mínima comparada con los mecanismos de fusión. Su importancia radica en la contribución, junto con el proceso r , a la existencia de los elementos más pesados que el Fe , siendo responsable de $\sim 50\%$ de la abundancia de estos elementos. De esta forma, comenzando a partir del ${}^{56}Fe$, mediante el mecanismo descrito se van creando nuevos elementos e isótopos siguiendo el valle de estabilidad nuclear [12, 13].

La captura neutrónica en el proceso s se produce de forma lenta en el sentido de que la tasa de captura es comparable a la tasa de emisiones β^- . La característica temporal de la captura neutrónica está gobernada por el parámetro:

3.1. Captura de neutrones en el proceso S

$$\tau_n = \frac{1}{\lambda_n} = \frac{1}{vn_n\sigma_{(n,\gamma)}} \quad (3.2)$$

Donde n_n es la densidad de neutrones, v es la velocidad de los mismos y $\sigma_{(n,\gamma)}$ es la correspondiente sección eficaz que gobierna la reacción de captura. Estas reacciones, en las condiciones en las que se da, se producen en escalas temporales de entre 100 y 10^5 años entre dos capturas sucesivas, y por lo general se producirá el decaimiento antes de que pueda tener lugar otra captura [6].

Pero, en los casos en los que $\tau_n \approx \tau_{\beta^-}$, es decir, en los que la tasa de captura es comparable a la tasa de decaimiento β^- del isótopo, puede ocurrir que se produzca una nueva captura vía (n, γ) antes de que tenga lugar la desintegración, y es en estos casos donde se producen ramificaciones en el camino de creación de elementos mediante el proceso s . Este segundo isótopo puede, a su vez, ser inestable y decaer en un nuevo elemento; o por el contrario ser un isótopo estable rico en neutrones que sirva como nuevo punto de partida para que la síntesis de elementos pesados mediante el proceso s continúe. En estos puntos de ramificación, la sección eficaz del isótopo inestable tiene un papel fundamental en la relación entre las abundancias de los distintos isótopos producidos, ya que dependerá de la velocidad con la que se produzcan nuevas capturas (n, γ) [12].

Los casos mencionados en los que existen elementos ricos en neutrones que además son estables, tienen contribución tanto del proceso s como del proceso r . Sin embargo, dado que se trata de isótopos estables, suponen un punto de terminación para la producción de elementos por captura rápida y sucesivas desintegraciones a lo largo de la correspondiente isóbara, de forma que supone un blindaje a la producción de elementos más pesados de dicha isóbara [13], dando lugar a isótopos que solo pueden ser sintetizados a través de la captura lenta del proceso s . Como ejemplo se muestra el camino del proceso s en torno al Nd , Pm y Sm , con los posibles puntos de ramificación en ^{147}Nd y $^{147-149}Pm$, en la Figura 3.1.

3.1. Captura de neutrones en el proceso S

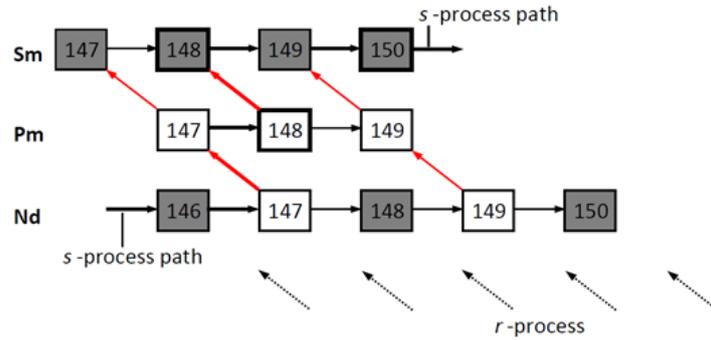


Figura 3.1: Recorrido del proceso s en la región $Nd/Pm/Sm$, con los puntos de ramificación en las isóbaras $A = 147, 148$ y 149 . Nótese que los isótopos $^{148-150}Sm$ están blindados frente al proceso r por el ^{148}Nd y ^{150}Nd respectivamente. [14]

Dentro del proceso s se hace necesaria una distinción entre dos componentes: el proceso s débil ("*weak*"), que contribuye principalmente a la creación de los elementos entre el Fe y el Zr , y el proceso s principal ("*main*"), que contribuye a la creación de elementos más pesados [13].

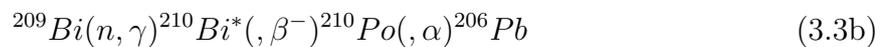
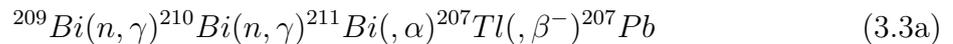
La componente débil del proceso s tiene lugar principalmente en estrellas masivas ($M > 9M_{\odot}$) durante la fase de quema del núcleo de He y fases más avanzadas en las que tiene lugar la combustión del Carbono. En estas estrellas la fuente principal de neutrones viene dada por la reacción $^{22}Ne(\alpha, n)^{25}Mg$ proporcionando una relativamente baja densidad de neutrones (10^6 cm^{-3}). Para que esta reacción tenga lugar se necesitan temperaturas de 300 MK y, en este ambiente, los neutrones se termalizan rápidamente alcanzando el equilibrio a una energía de $\sim 25 \text{ keV}$. Durante la combustión del carbono, la temperatura asciende por encima de 1 GK , proporcionando una densidad de neutrones de 10^{12} cm^{-3} con una energía de $\sim 86 \text{ keV}$ [15].

Por otro lado, la componente principal del proceso s tiene lugar en estrellas $TP-AGB$ ("*Thermal Pulsing-Asymptotic Giant Branch*") de masa reducida ($M < 9M_{\odot}$). Estas estrellas se encuentran en una fase avanzada en las que se ha formado un núcleo de carbono y oxígeno alrededor de la cual hay una capa rica en Helio que a su vez está rodeada por una delgada capa donde tiene lugar la fusión del Hidrógeno. De forma recurrente tienen lugar igniciones violentas en la capa de Helio (pulsos térmicos) que permiten la mezcla de material de forma conectiva en el interior de la estrella, proporcionando los neutrones necesarios para los procesos de captura mediante la reacción $^{13}C(\alpha, n)^{16}O$ (100 MK),

3.1. Captura de neutrones en el proceso S

proporcionando una densidad de neutrones moderada (10^7 cm^{-3}) con energías de $\sim 8 \text{ keV}$ [15, 16].

El proceso *s* tiene su fin en la sintetización del ^{209}Bi [6], con la llegada de los núcleos pesados que decaen vía emisiones alfa de forma natural. A través de capturas de los isótopos de *Hg* y *Tl* se llega a la producción del ^{204}Pb (estable), debido al decaimiento del isótopo ^{204}Tl . La captura neutrónica por parte del ^{204}Pb permite la formación del ^{205}Pb , un isótopo inestable que decae mediante captura electrónica a ^{205}Tl , pero con una vida media de 10^7 años, de forma que este isótopo es, a efectos prácticos, estable frente a la captura neutrónica en el proceso *s*, por lo que la captura neutrónica continúa a través de los isótopos estables ^{206}Pb , ^{207}Pb y ^{208}Pb hasta la formación del emisor beta ^{209}Pb , que produce ^{209}Bi (estable) y mediante una nueva captura, se produce ^{210}Bi . Esta captura puede resultar, aproximadamente con el mismo ratio, en el estado fundamental del ^{210}Bi , que es un emisor alfa con una vida media de unos 10^6 años; o en un estado isomérico, que decae rápidamente mediante emisiones β^- . La captura al estado fundamental lleva a una nueva captura y a producir ^{211}Bi , que mediante emisiones alfa lleva al ^{207}Tl (emisor beta) y posteriormente al ^{207}Pb , cerrando el ciclo del proceso *s* (ec. 3.3b [6]). Por otro lado, la captura al estado isomérico lleva a la producción de ^{210}Po , que es un emisor alfa y decae directamente en ^{206}Pb (ec. 3.3b [6]), cerrando de nuevo el ciclo, y poniendo fin de manera natural a la producción de nuevos elementos e isótopos mediante el proceso *s*, tal y como se puede ver en la Figura 3.2.



3.2. Medida de $\sigma_{(n,\gamma)}$ en isótopos estables

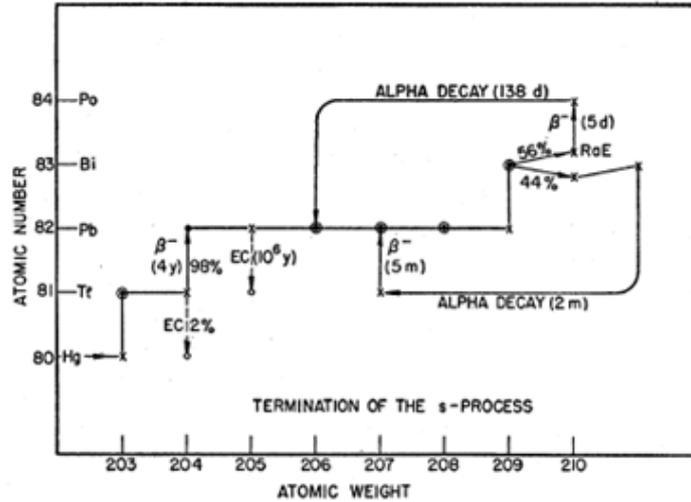


Figura 3.2: Detalle del ciclo final en el proceso s (la vida media para la captura electrónica del ^{205}Pb debe cambiarse por $\sim 10^7$ años). [6]

3.2. Medida de $\sigma_{(n,\gamma)}$ en isótopos estables

Como ya se ha comentado anteriormente, la gran mayoría de los elementos más pesados que el Fe son producidos por procesos de captura neutrónica, con una contribución importante del proceso s durante la evolución estelar, cuya fuente principal de neutrones son aquellos generados mediante reacciones (α, n) sobre el ^{13}C y ^{22}Ne . El ambiente estelar en el que se producen estos neutrones provoca la rápida termalización de los mismos, de forma que seguirán una distribución energética de Maxwell-Boltzmann. Por lo tanto, la sección eficaz efectiva para las reacciones (n, γ) será determinada como la sección eficaz maxwelliana media ("*Maxwellian Averaged Cross Section*", MACS) [17]:

$$\langle \sigma \rangle_{kT} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\int_0^\infty \sigma(E_n) E_n e^{-\frac{E_n}{kT}} dE_n}{\int_0^\infty E_n e^{-\frac{E_n}{kT}} dE_n} \quad (3.4)$$

Los esfuerzos experimentales están focalizados en determinar la MACS para el proceso s , pues tras estos datos, junto con las observaciones de los ratios de isótopos producidos en los puntos de ramificación, se esconde información relevante sobre el ambiente en el interior estelar, como son la temperatura y la densidad de neutrones. No solo esto, sino que también los valores de las secciones eficaces de estos isótopos juegan un papel importante en las abundancias elementales e isotópicas de las estrellas masivas, con lo que una variación en la MACS en algún isótopo ligero puede conducir a cambios

3.2. Medida de $\sigma_{(n,\gamma)}$ en isótopos estables

significativos en predicción de abundancias elementales.

La determinación de la MACS se realiza de dos formas distintas: Mediante la determinación de $\sigma(E_n)$ en un rango adecuado de energías (aproximadamente para $0,1 \leq E_n \leq 500 \text{ keV}$) punto a punto, mediante el método de tiempo de vuelo (TOF); o alternativamente de forma directa mediante el método de activación.

El método TOF se basa en utilizar un haz de neutrones pulsado con un amplio rango de energías que impacta contra la muestra y determinar la sección eficaz mediante la detección, en función de la energía del neutrón, de la radiación gamma que es emitida, de manera casi instantánea, en la reacción $A(n, \gamma)B$, de forma que la energía cinética de los neutrones que provocan la reacción está determinada por el tiempo que tardan en llegar a la muestra [13]. Este método es aplicable a todos los isótopos estables, e incluso a los inestables de larga vida media.

Este método requiere de una gran resolución en energía del neutrón para poder determinar la sección eficaz de la captura (n, γ) con la suficiente precisión, ya que en el amplio rango de energías que es necesario medir ocurren fenómenos de resonancia que son difíciles de predecir. Por ello se vuelve necesario el uso de largos recorridos de vuelo, lo que implica caminos y tiempos de vuelo largos [18]. Además, la capacidad de resolver estos fenómenos de resonancia se ve favorecida también por la producción del haz de neutrones en el menor tiempo posible.

Para producir el haz de neutrones con el rango de energías necesarios se puede utilizar, por ejemplo, un haz de protones acelerados que inciden sobre un blanco de Litio, y mediante la reacción ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ se puede producir un haz de neutrones con un espectro energético que se extienda desde unos pocos de keV hasta aproximadamente 500 keV , que es el rango de energías deseado [13]. Sin embargo, la forma de producir haces de neutrones más intensos para medidas por tiempos de vuelo es mediante reacciones de espalación sobre blancos pesados, tal y como se producen en la instalación n_TOF del CERN [19]. La alta eficiencia obtenida mediante este método permite operar con un número menor de repeticiones manteniendo siempre una alta intensidad de neutrones que inciden sobre el blanco.

A la hora de medir la radiación emitida en la captura (n, γ) existen principalmente dos sistemas de detección distintos: por un lado está la configuración de calorímetro de

3.2. Medida de $\sigma_{(n,\gamma)}$ en isótopos estables

absorción total (TAC) y por otro la técnica de detección total de energía (TED). Para la configuración TAC se dispone de un detector en configuración 4π con una eficiencia cercana al 100 % para identificar de forma unívoca las reacciones (n, γ) y determinar la sección eficaz [13]. Los detectores usados para esta configuración son centelleadores, por ejemplo, de BaF_2 , ya que estos presentan una alta eficiencia en la detección gamma y al mismo tiempo un reducido fondo.

El problema que presenta esta configuración es la respuesta a los neutrones que sufren dispersión en la muestra, que pueden ser capturados por el detector, produciendo un fondo indeseado, que puede dificultar las medidas. Aunque este puede ser atenuado con una capa que absorba neutrones a la entrada del detector, este se puede reducir aún más con el uso de detectores basados en C_6D_6 en el modo TED [13].

Por otro lado, el método alternativo para medir las secciones eficaces de los isótopos estables es mediante el método de activación. Esta poderosa técnica se basa en la determinación del número de núcleos producidos en la reacción tras someter la muestra a un periodo de irradiación determinado a través de las medidas de actividad de la misma, para poder así conocer la sección eficaz del isótopo en cuestión [20]. Por lo tanto, este método solo es aplicable para aquellos isótopos que den como resultado tras la captura neutrónica un isótopo radioactivo cuya vida media no sea mucho mayor que un tiempo de medición razonable tras el proceso de irradiación (pues si no la determinación de la sección eficaz puede ser muy difícil debido a la baja actividad), proceso al que se conoce como activación.

Un experimento para medidas de secciones eficaces por activación consta de dos fases: una primera fase de irradiación, en la que se bombardea la muestra con un haz para activarla; y una segunda fase en la que se toman las medidas de actividades y se determina finalmente la sección eficaz deseada.

Para medidas de secciones eficaces en reacciones de captura (n, γ) , las muestras deben ser irradiadas con haces de neutrones con un espectro estelar o cuasi-estelar que, de acuerdo a lo expuesto anteriormente, debe estar en el rango de los keV . A día de hoy esto puede conseguirse de manera experimental mediante tres reacciones bien conocidas. Mediante el bombardeo de un blanco de Litio con protones y la consecuente reacción ${}^7Li(p, n){}^7Be$ se consigue un espectro energético similar al de una distribución con una energía térmica de

3.2. Medida de $\sigma_{(n,\gamma)}$ en isótopos estables

$k_B T = 25 \text{ keV}$ [21, 22], muy cercano al existente en estrellas *AGB* de masa reducida, donde la principal fuente de neutrones es debido a la reacción $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Mediante las reacciones $^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$ y $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ se pueden conseguir espectros cuasi-estelares que se aproximan a aquellos con $k_B T = 5 \text{ keV}$ [23] y 52 keV [24], que simulan las principales fuentes de neutrones en estrellas *AGB* de masa intermedia y elevada.

Los protones son lanzados mediante aceleradores electrostáticos a energías ligeramente por encima del umbral de la reacción en cada caso, lo que hace que todos los neutrones se emitan según la dirección del haz, y permite colocar las muestras a poca distancia del blanco, de forma que son irradiadas por el espectro completo. Dado el recorrido de los neutrones en la materia, se pueden utilizar mayores espesores de muestra que, por ejemplo, en experimentos de activación con partículas cargadas, y también permite utilizar dos pequeñas láminas de oro (frontal y trasera a la muestra) para la caracterización del flujo de neutrones gracias a la bien conocida reacción $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ [20]. Adicionalmente se requiere un detector de neutrones para registrar las variaciones de intensidad y realizar posteriormente las correcciones pertinentes.

En la Figura 3.3 se muestra de forma esquematizada este dispositivo experimental.

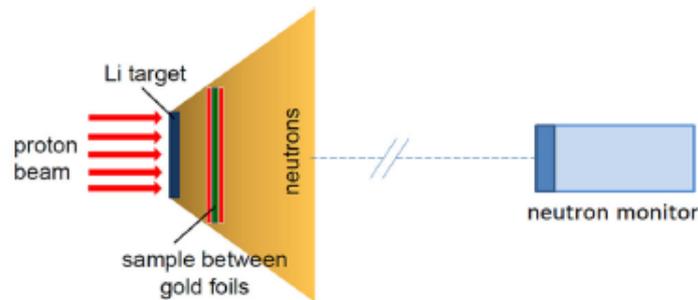


Figura 3.3: Representación esquemática de irradiación de la muestra en un experimento de activación mediante neutrones. [20]

Con las fuentes disponibles de haces de protones que alcanzan corrientes del orden de $100 \mu\text{A}$ [26] se alcanzan flujos máximos del orden de 10^9 , 10^8 y 10^5 neutrones/segundo para las reacciones con ^7Li , ^3H y ^{18}O respectivamente. Por comparación, vemos que son algunos órdenes de magnitud superiores a los obtenidos para los experimentos de TOF.

3.2. Medida de $\sigma_{(n,\gamma)}$ en isótopos estables

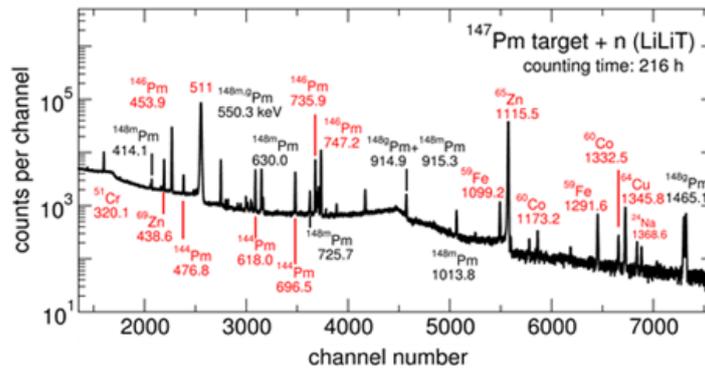


Figura 3.4: Espectro de una muestra activada de ^{147}Pm obtenido mediante un detector de HPGe . [25]

Una de las ventajas que presenta el método de las medidas por activación respecto a las realizadas por el método TOF es que estas son insensibles al resto de reacciones que tengan lugar en los materiales que constituyen el montaje experimental o en la propia muestra. Tal y como podemos ver en la Figura 3.4, el espectro de una muestra activada contiene múltiples líneas de emisión que se corresponden con las reacciones que tienen lugar en el blanco, tanto en la muestra como en posibles impurezas; y en el resto de los materiales del dispositivo experimental, y mediante la aplicación de la espectroscopía gamma de alta resolución, podemos desechar las líneas de emisión adicionales (en rojo) y analizar sólo las del isótopo de interés, en este caso correspondiente al ^{148}Pm .

Además, estos experimentos son relativamente simples y pueden ser llevados a cabo con pequeños aceleradores y equipo estándar de detección. Otra de sus ventajas respecto al método TOF es su alta sensibilidad, ya que el acelerador puede operar en modo DC y la muestra puede ser enfrentada directamente a la fuente de neutrones, recibiendo el mayor flujo posible, lo que adicionalmente permite el uso de muestras de menor tamaño (del orden del μg o inferiores [20]), abriendo las puertas a realizar medidas sobre isótopos de escasa abundancia e incluso algunos radioactivos. La desventaja principal es que solo pueden realizarse medidas de activación en el caso en que el isótopo $(Z, A+1)$ sea inestable, lo cual sólo ocurre en una fracción reducida de los isótopos de interés, mientras que los experimentos por tiempo de vuelo pueden realizarse para cualquier isótopo.

Dado que el interés radica en las medidas de las reacciones (n, γ) que ocurren durante el proceso s , el método de activación permite en la mayoría de los casos utilizar la espectroscopía gamma como método de análisis ya que generalmente la captura neutrónica da

3.3. Medida de $\sigma_{(n,\gamma)}$ en isótopos inestables

lugar a núcleos que decaen por emisiones β^- que a menudo cae a un estado excitado del núcleo hijo, con las posteriores emisiones γ . Esto, además de eliminar cualquier ambigüedad a la hora de determinar los productos de la reacción, implica un ratio señal/fondo favorable a la hora de determinar la sección eficaz mediante activación, y permite en algunos casos el estudio de reacciones simultáneas con una sola irradiación [20].

3.3. Medida de $\sigma_{(n,\gamma)}$ en isótopos inestables

A día de hoy, gracias a las medidas realizadas mediante los métodos descritos, tiempos de vuelo y activación, las secciones eficaces para las reacciones (n, γ) para los isótopos estables están bien estudiadas, conociéndose estas con bastante precisión, con aproximadamente entre un 1% y un 5% de error. Esta situación queda recogida en la Figura 3.5.

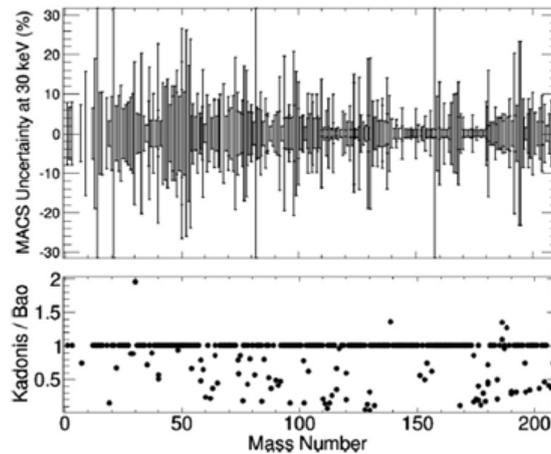


Figura 3.5: Incertidumbre en las secciones eficaces en función del número másico (arriba) y comparativa de las incertidumbres actuales con las existentes en el año 2000 (abajo). [27]

Sin embargo, este no es el caso de la mayoría de los isótopos inestables para los cuales las medidas existentes presentan errores de hasta un 30% o superiores, aunque en la mayoría de los casos no existen valores experimentales. Esto es debido a la dificultad que presentan a la hora de obtener una muestra con la suficiente cantidad de dichos isótopos y que no decaigan significativamente antes de poder realizar la medida correspondiente.

3.3. Medida de $\sigma_{(n,\gamma)}$ en isótopos inestables

Puesto que se trata de isótopos radioactivos, estos prácticamente no se encuentran en la naturaleza, por lo que deben ser producidos mediante irradiación de otras muestras. La siguiente dificultad está ahora en el tiempo de vida media de estos isótopos. En los casos más complicados estos tiempos son muy cortos, por lo que la muestra decae rápidamente tras ser producida y desaparece, imposibilitando la realización de ninguna medida. A esto hay que sumar también que para estos casos, la actividad tras la irradiación es muy elevada, por lo que hay que dejar reposar la muestra un tiempo, durante el cual la muestra decae, por lo que finalmente puede que la cantidad restante tampoco sea suficiente como para poder realizar medidas con la suficiente precisión.

Medidas más precisas de estas secciones eficaces pueden tener un impacto relevante en el ámbito de la astrofísica. Por ejemplo, Neyskens et al. [28] han sido recientemente capaces de determinar un límite superior de $2,5 \cdot 10^8$ K para la temperatura a la que ocurre el proceso s en estrellas AGB de baja masa (ver también [29]). En su estudio han utilizado el nuevo dato experimental de la sección eficaz para la captura (n, γ) del isótopo ^{93}Zr [30] para su modelo con el fin de estimar el ratio de abundancia Zr/Nb en gigantes rojas. Basándose en la dependencia de este ratio con la temperatura estelar local, han utilizado las nuevas observaciones realizadas por el espectrógrafo de HERMES [31] para acotar la temperatura del proceso s en estrellas AGB de baja masa.

A pesar de los esfuerzos por reducir la lista de isótopos de los cuales la sección eficaz para la captura (n, γ) se conoce con poca precisión, todavía resulta complicado obtener mejores datos experimentales. En concreto, hay ciertos isótopos que juegan un papel relevante en ciertos puntos de ramificación dentro del proceso s para los que apenas existen valores experimentales, y para los cuales existen grandes dificultades a la hora de mejorar estos datos en un futuro cercano. La situación actual se resume en la tabla 3.6.

Recientemente se han realizado nuevos experimentos actualizando el estatus de algunos isótopos mencionados en la tabla. Así, para el ^{63}Ni se han realizado medidas por tiempo de vuelo en la instalación n_TOF del CERN [32]; para el ^{171}Tm se han realizado medidas por tiempo de vuelo en la instalación n_TOF del CERN y por activación en LiLiT [33]; para el ^{147}Pm se han realizado medidas por activación en LiLiT [34]; y para el ^{204}Tl se han realizado medidas por tiempo de vuelo (n_TOF) [35].

3.4. Modelado de procesos de doble captura de neutrones en isótopos inestables

Sample	Half-life (yr)	Q value (MeV)	Comment
⁶³ Ni	100.1	β^- , 0.066	TOF work in progress (Couture, 2009), sample with low enrichment
⁷⁹ Se	2.95×10^5	β^- , 0.159	Important branching, constrains s -process temperature in massive stars
⁸¹ Kr	2.29×10^5	EC, 0.322	Part of ⁷⁹ Se branching
⁸³ Kr	10.73	β^- , 0.687	Important branching, constrains neutron density in massive stars
⁹⁵ Zr	64.02 d	β^- , 1.125	Not feasible in near future, but important for neutron density low-mass AGB stars
¹³⁴ Cs	2.0652	β^- , 2.059	Important branching at $A = 134, 135$, sensitive to s -process temperature in low-mass AGB stars, measurement not feasible in near future
¹³⁵ Cs	2.3×10^6	β^- , 0.269	So far only activation measurement at $kT = 25$ keV by Patronis <i>et al.</i> (2004)
¹⁴⁷ Nd	10.981 d	β^- , 0.896	Important branching at $A = 147/148$, constrains neutron density in low-mass AGB stars
¹⁴⁷ Pm	2.6234	β^- , 0.225	Part of branching at $A = 147/148$
¹⁴⁸ Pm	5.368 d	β^- , 2.464	Not feasible in the near future
¹⁵¹ Sm	90	β^- , 0.076	Existing TOF measurements, full set of MACS data available (Abbondanno <i>et al.</i> , 2004a; Wisshak <i>et al.</i> , 2006c)
¹⁵⁴ Eu	8.593	β^- , 1.978	Complex branching at $A = 154, 155$, sensitive to temperature and neutron density
¹⁵⁵ Eu	4.753	β^- , 0.246	So far only activation measurement at $kT = 25$ keV by Jaag and Käppeler (1995)
¹⁵³ Gd	0.658	EC, 0.244	Part of branching at $A = 154, 155$
¹⁶⁰ Tb	0.198	β^- , 1.833	Weak temperature-sensitive branching, very challenging experiment
¹⁶³ Ho	4570	EC, 0.0026	Branching at $A = 163$ sensitive to mass density during s process, so far only activation measurement at $kT = 25$ keV by Jaag and Käppeler (1996b)
¹⁷⁰ Tm	0.352	β^- , 0.968	Important branching, constrains neutron density in low-mass AGB stars
¹⁷¹ Tm	1.921	β^- , 0.098	Part of branching at $A = 170, 171$
¹⁷⁹ Ta	1.82	EC, 0.115	Crucial for s -process contribution to ¹⁸⁰ Ta, nature's rarest stable isotope
¹⁸⁵ W	0.206	β^- , 0.432	Important branching, sensitive to neutron density and s -process temperature in low-mass AGB stars
²⁰⁴ Tl	3.78	β^- , 0.763	Determines ²⁰⁵ Pb/ ²⁰⁵ Tl clock for dating of early Solar System

Figura 3.6: Tabla con los isótopos inestables de mayor interés involucrados en el proceso s de los que aún se desconoce con exactitud su sección eficaz, elaborada por Käppeler et al. [13].

Dada la situación actual, y la necesidad de obtener nuevos datos experimentales o mejorar los ya existentes, en este trabajo propondremos y analizaremos un método jamás utilizado hasta ahora para medir MACS¹, basado en la doble captura neutrónica para medir estas secciones eficaces.

3.4. Modelado de procesos de doble captura de neutrones en isótopos inestables

Para modelar la cantidad producida de los isótopos $(Z, A + 1)$ y $(Z, A + 2)$ producida en el proceso de doble captura neutrónica mencionado anteriormente partimos de la ley de decaimiento exponencial. Así, el número de átomos producidos de uno u otro isótopo, tras un tiempo de irradiación definido, estará determinado por un equilibrio establecido entre la cantidad de átomos acumulados por captura, ya sea simple o doble, y por la tasa

¹Sí que se ha utilizado, por ejemplo, para medir secciones eficaces térmicas. [36]

3.4. Modelado de procesos de doble captura de neutrones en isotopos inestables

de decaimiento de dicho isótopo. Es lógico pensar que los factores determinantes en la tasa de producción sean el flujo de neutrones, f , y el número de átomos en la muestra inicial, N_0 . Una vez que se han establecido estos parámetros la tasa de producción tras un tiempo de irradiación estará determinada únicamente por las secciones eficaces de los isótopos involucrados en las reacciones que tienen lugar. Por lo tanto, el problema consiste en resolver las siguientes ecuaciones diferenciales lineales:

$$\frac{dN_0}{dt} = \sigma_A f N_0 \quad (3.5)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \sigma_A f N_0 - (\lambda_1 + \sigma_{A+1} f) N_1 \quad (3.6)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \sigma_{A+1} f N_1 - (\lambda_2 + \sigma_{A+2} f) N_2 \quad (3.7)$$

Donde σ_i denota la sección eficaz de captura del isótopo correspondiente y $\lambda = \ln(2)/T_{\frac{1}{2}}$, es la constante de decaimiento de cada isótopo. Dado que lo que se pretende estudiar son los puntos de ramificación de la cadena s , la muestra inicial será en todo caso un isótopo estable. Aunque resolver estas ecuaciones no presenta ningún problema y la solución analítica se puede obtener con relativa facilidad, resulta conveniente, a la hora de simplificar los cálculos, realizar algunas aproximaciones.

En primer lugar, con flujos de irradiación bajos o moderados, podemos considerar que la tasa de producción debida a la captura es lo suficientemente reducida como para considerar despreciable la fracción de átomos inicial que se pierde debido a esta; y también se considera despreciable la desaparición del isótopo $A + 2$ debido a una tercera captura. Por otro lado, no se tienen en cuenta lo que ocurre a los núcleos hijos producidos debido a la activación de la muestra.

Con todo esto, las ecuaciones a resolver quedan de la siguiente forma:

$$\frac{dN_0}{dt} = 0 \quad (3.8)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \sigma_A f N_0 - \lambda_1 N_1 \quad (3.9)$$

3.4. Modelado de procesos de doble captura de neutrones en isótopos inestables

$$\frac{dN_2}{dt} = \sigma_{A+1}fN_1 - \lambda_2N_2 \quad (3.10)$$

Que al resolverlas obtenemos la tasa de producción de cada uno de los isótopos:

$$N_0(t) = N_0 \quad (3.11)$$

$$N_1(t) = \frac{N_0\sigma_A f}{\lambda_1}(1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (3.12)$$

$$N_2(t) = \frac{N_0\sigma_A\sigma_{A+1}f^2}{\lambda_1\lambda_2}\left(1 + \frac{\lambda_2 e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1 - \lambda_2} - \frac{\lambda_1 e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_1 - \lambda_2}\right) \quad (3.13)$$

Como fuente de neutrones sería conveniente utilizar un flujo lo más alto posible, por lo que se plantea llevar a cabo la irradiación de la muestra en la instalación *LiLiT* (Un esquema de la instalación se muestra en la Figura 3.7), que utiliza el acelerador de partículas superconductor *SARAF*, en Israel, ya que esta instalación es capaz de suministrar los haces de neutrones más intensos en todo el mundo, con una distribución energética similar al espectro estelar, necesario para poder determinar la sección eficaz (MACS) de los puntos de ramificación. Para una descripción más completa y detallada de esta instalación ver Refs. [37, 38].

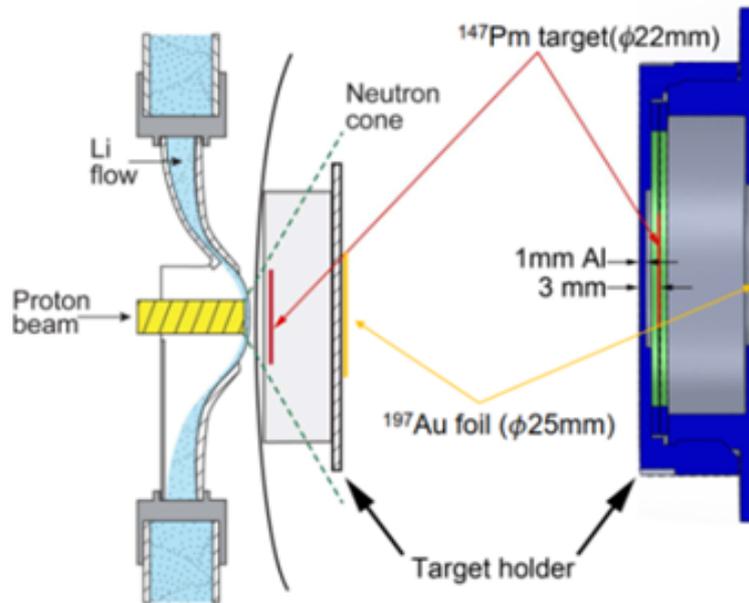


Figura 3.7: Esquema del dispositivo experimental de *LiLiT* para la irradiación de una muestra de ^{147}Pm . [39]

3.4. Modelado de procesos de doble captura de neutrones en isótopos inestables

Dado que el modelo requiere, además, los datos de secciones eficaces, utilizaremos los datos experimentales existentes hasta la fecha, medidos por el método TOF o por activación. Para los casos en los que aún no hay medidas de la sección eficaz para los isótopos $A + 1$, que son los que nos interesan, en lugar de tomar valores obtenidos a partir de modelos teóricos o promediando sobre los valores conocidos, se ha utilizado como aproximación el valor de la sección eficaz del isótopo de partida (Z, A).

Tras la irradiación, para la determinación experimental de la cantidad del isótopo $A + 2$ y de la sección eficaz que buscamos, planteamos tres métodos distintos, según las posibilidades que ofrezca cada cadena de isótopos. La primera de ellas es medir directamente la cantidad producida mediante espectroscopía de masas y, dada las pequeñas cantidades que se producirán, lo más adecuado sería utilizar la técnica de AMS (del inglés "*Accelerator Mass Spectroscopy*"). En resumen, esta técnica consiste en acelerar un haz de la muestra ionizada a altas energías para después separar mediante campos magnéticos unos isótopos de otros, contando átomo por átomo.

En segundo lugar, dado que el proceso de irradiación dará lugar a muchos isótopos radioactivos, se podría determinar la cantidad producida de estos isótopos a partir de medidas de la actividad de las muestras irradiadas. Cuando un núcleo radioactivo decae, ya sea por emisión de partículas alfa o beta, este puede decaer tanto al estado fundamental como a un estado excitado del núcleo hijo. Cuando ocurre esto último, existe cierta probabilidad de que el núcleo excitado decaiga a un estado excitado de menor energía o al estado fundamental y, en estos casos, la diferencia de energía entre un estado y otro es emitida en forma de radiación electromagnética altamente energética, conocida como radiación gamma. Por lo tanto, a través de medidas de la actividad realizada por espectroscopía gamma podríamos determinar las secciones eficaces de los isótopos que juegan un papel relevante en los puntos de ramificación.

Por último, dado que la irradiación se realiza con haces de neutrones, estaremos produciendo isótopos ricos en neutrones y por lo tanto serán emisores β^- . Tal y como se observa para el caso de un neutrón libre, en estos núcleos inestables ricos en neutrones tiene lugar la descomposición de un neutrón en un protón, un electrón (la partícula β) y un antineutrino, por lo tanto, también se podría determinar la actividad de la muestra tras la irradiación por espectroscopía beta y por ende, determinar el valor de la sección eficaz en los puntos de ramificación.

Capítulo 4

Resultados y discusión

4.1. Tasas de producción de eventos de doble captura

Puesto que la existencia de elementos más pesados que el Fe es debida a la captura neutrónica, y dado que aproximadamente un 50 % de estos elementos e isótopos son producidos mediante el proceso s , hemos procedido a analizar todos los puntos de ramificación que se encuentran entre el ^{56}Fe y el ^{209}Bi .

Para ello, partimos de un isótopo estable (Z, A) que pueda producir un isótopo $(Z, A + 1)$ inestable mediante una captura neutrónica, cuya vida media sea lo suficientemente larga como para que pueda producirse una segunda captura antes de que ocurra el decaimiento radiactivo, y se trate en efecto de un punto de ramificación dentro del proceso s . Para ello hemos considerado que tiempos de vida media por debajo de 0,5 segundos son demasiado cortos como para que pueda darse una segunda captura y producir isótopos $(Z, A + 2)$; y, por otro lado, hemos considerado como estable (es decir, como posible punto de partida) cualquier isótopo cuya vida media sea superior a 10^{10} años.

Para realizar los cálculos se ha utilizado el modelo descrito en la sección 3.4, partiendo en cada caso de una muestra inicial de 0,01 *mol* (*i.e.*, algunos gramos) del isótopo a irradiar, y utilizando para la irradiación de las muestras la instalación $LiLiT$, mencionada anteriormente (secc. 3.4). Además, puesto que el tiempo de irradiación de la muestra original juega un papel importante en la cantidad de los isótopos producidos, hemos considerado que el tiempo adecuado en el que llevar a cabo el experimento sea de una semana, puesto que en este tipo de instalación los tiempos de irradiación normales tienen un día de duración, pero entendemos que para casos excepcionales se podría extender, y no consideramos realista tiempos de irradiación significativamente más largos. Los valores de las secciones eficaces MACS se han obtenido de la base de datos KADONIS [40] y los

4.1. Tasas de producción de eventos de doble captura

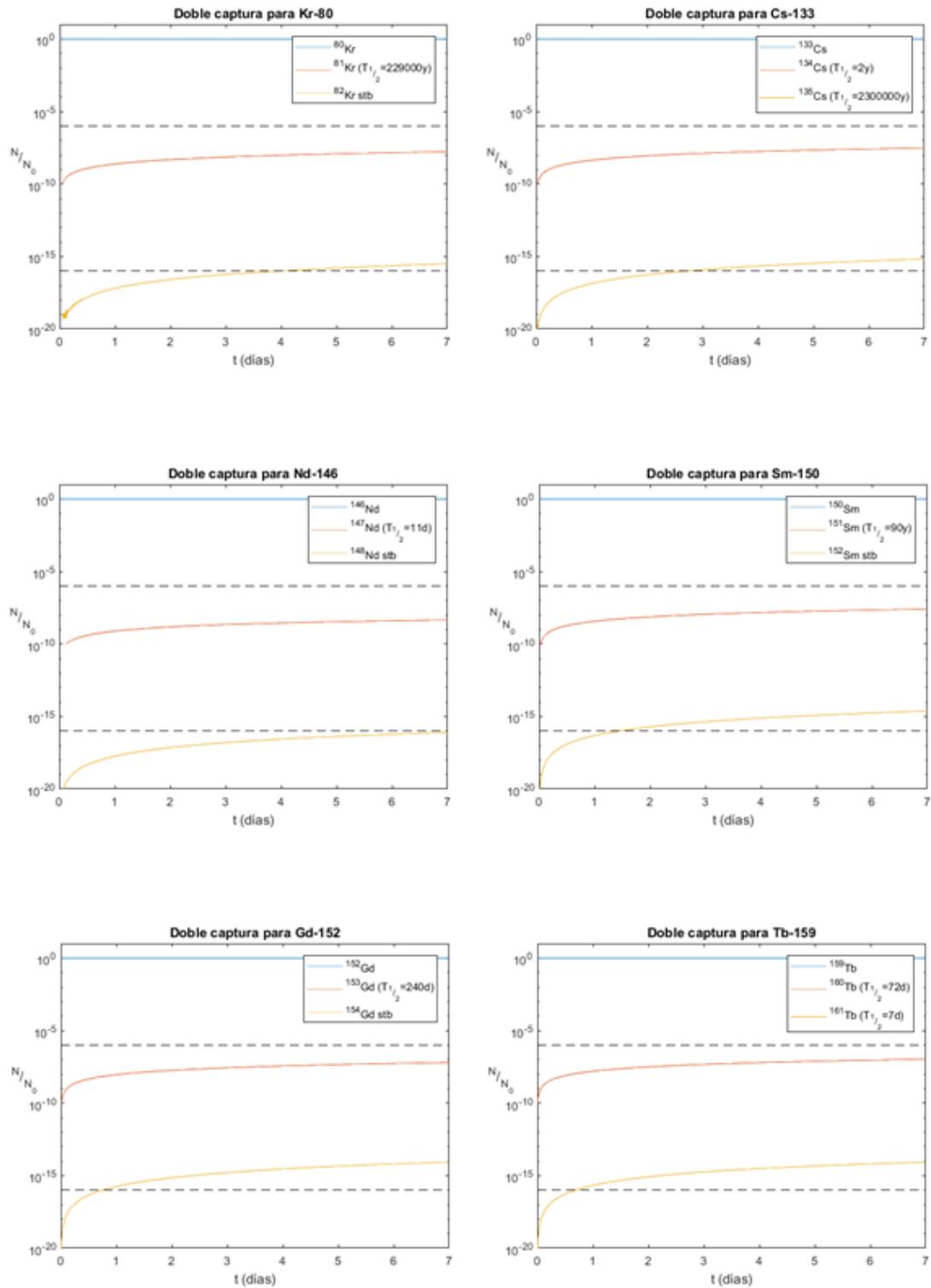
valores de las vidas medias de la base de datos LBNL Nuclear Data Search [41]

Dado que las vidas medias se conocen con errores de aproximadamente un 5 % o incluso inferior, y lo mismo ocurre para las secciones eficaces de los isótopos estables, la mayor fuente de error en el cálculo está en la aproximación descrita en la sección 3.4 para las secciones eficaces de las que no existen datos experimentales, o estos son poco precisos. Entendemos que esto trae consigo un error en torno a un factor 2, tanto superior como inferior, y que por lo tanto podemos despreciar cualquier otra fuente de error frente a esta. Por otro lado, dado que este trabajo se trata de una estimación en cuanto a órdenes de magnitud, los resultados que aquí se presentan no se mostraran con estimación de errores. La tasa de producción para todos los puntos de ramificación analizados se recoge en el Apéndice A.

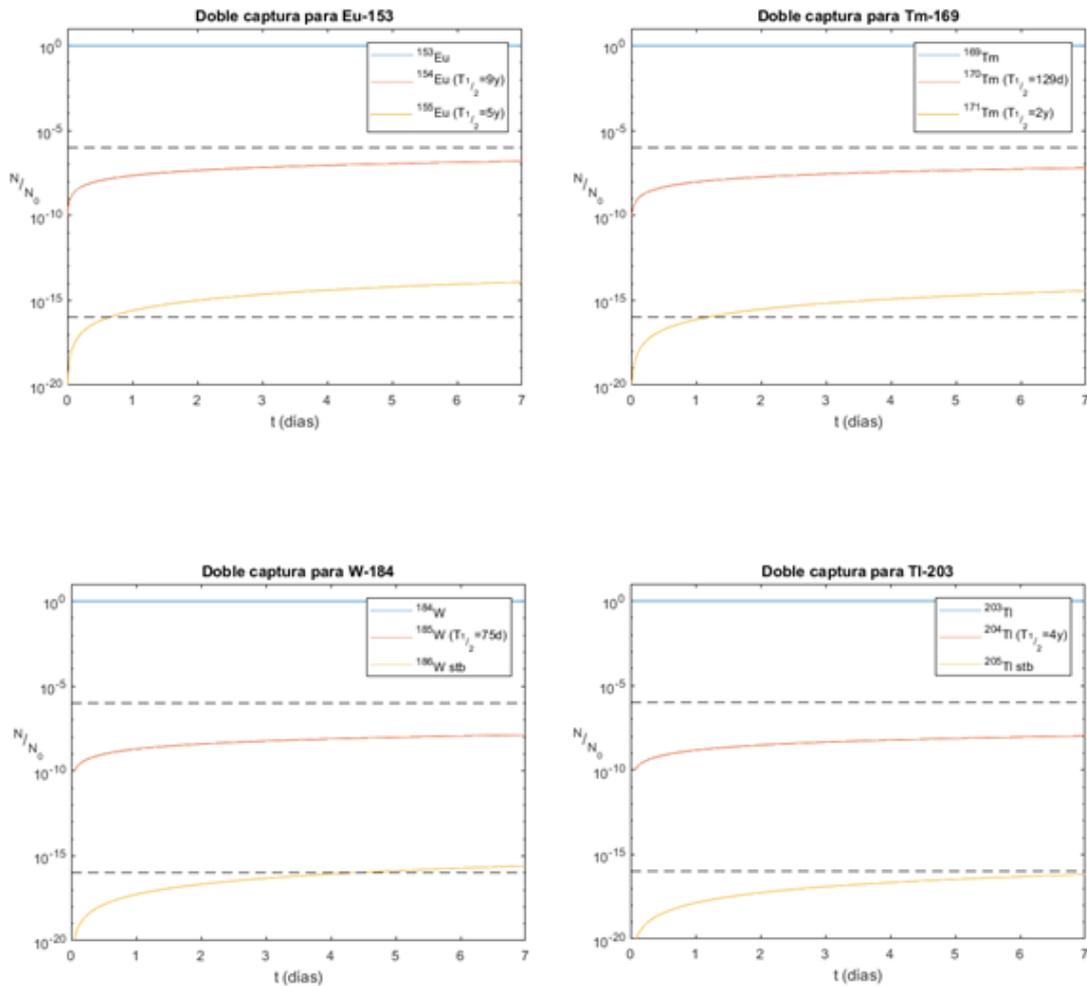
Dado que lo que pretendemos hacer es medir las secciones eficaces de isótopos inestables, descartaremos todos aquellos de los cuales no se produzca una cantidad suficiente del isótopo ($Z, A + 2$). Entendemos pues, que el límite está en la mínima fracción detectable por espectrometría AMS. Teniendo en cuenta los límites actuales de la técnica [20] y los posibles avances que se puedan realizar en cuanto a resolución en los próximos años, se establece el límite en una fracción másica de 10^{-16} respecto a la muestra original.

Con estas condiciones se obtienen 52 isótopos para los cuales sería posible aplicar este método cuyos resultados se encuentran en el Apéndice B. Debido al elevado número de candidatos, para reducir la cantidad de elementos a analizar y discutir en detalle, hemos decidido centrarnos en aquellos identificados por Käppeler *et al.* (ver tabla 3.6) como los puntos de ramificación de mayor interés de los que aún no existen datos experimentales, quedando un total de 10 isótopos susceptibles de ser medidos mediante un experimento de doble captura neutrónica. A continuación se muestra la tasa de producción obtenida para estos isótopos, incluyendo también en cada figura la información referente a las vidas medias de los isótopos radioactivos:

4.1. Tasas de producción de eventos de doble captura



4.1. Tasas de producción de eventos de doble captura



Vemos que para estos casos tenemos dos situaciones bien diferenciadas: que el isótopo $A + 2$ del elemento en cuestión sea radioactivo, con decaimiento β^- ; o, por el contrario, que el isótopo $A + 2$ sea también un isótopo estable de dicho elemento. Esta casuística hace que a la hora de medir se nos presenten varias posibilidades.

En primer lugar, para los casos en los que el isótopo $A + 2$ producido sea estable, la única opción a la hora de obtener información es mediante espectrometría AMS dado que, al no producir ningún tipo de radiación, no es posible determinar la cantidad producida por métodos espectroscópicos.

Por otro lado, para los casos en los que el isótopo $A + 2$ sí es radioactivo, además de analizar la muestra por espectrometría AMS, se pueden analizar mediante los dos métodos espectroscópicos comentados anteriormente; espectroscopía gamma y beta.

La espectroscopía beta en principio sería posible siempre y cuando el "*Q value*" de la desintegración del isótopo $A + 2$ sea sensiblemente mayor que el de la desintegración

4.2. AMS

del $A + 1$. Para la espectroscopía gamma, a priori, el único requisito es que las líneas de emisión gamma de cada isótopo radioactivo estén bien diferenciadas entre sí, para que sean fácilmente distinguibles uno de otro. Incluso para el análisis del espectro gamma existe otra posibilidad; en caso de que el tiempo de vida medio del isótopo $A + 2$ sea, con diferencia, mucho mayor que la del isótopo $A + 1$, se puede dejar la muestra reposar un tiempo, de forma que el isótopo $A + 1$ decaiga significativamente, facilitando así la identificación del espectro gamma del isótopo $A + 2$.

En lo que sigue analizaremos la opción de aplicar AMS (4.2), espectroscopía gamma (4.3) y espectroscopía beta (4.4) a cada caso.

4.2. AMS

La espectrometría AMS es una técnica de espectrometría de masas que se diferencia de las demás en la utilización de un acelerador para conseguir velocidades extremadamente altas como punto previo al análisis de masas, combinando de esta forma la eficiencia de la espectrometría de masas convencional con la elevada capacidad de discriminación de isótopos (tanto estables como radioactivos) que presenta, así como la posibilidad de distinguir isóbaros, tanto atómicos como moleculares. De hecho, su poder de resolución está determinado por su capacidad para contar átomos individuales. Además, comparando esta técnica con los métodos espectrométricos y radiométricos convencionales, requiere menor cantidad de muestra y tiempos de medida mucho menores [42].

Un espectrómetro de AMS consta, por lo general, de: una fuente de iones de alta eficiencia que proporcione una corriente estable de iones negativos; un inyector, que asegura la entrada de los átomos ionizados de la muestra en el acelerador; el propio acelerador, que generalmente se trata de un acelerador electrostático tipo tándem; un sistema de análisis de masas a alta energía y una serie de detectores que registrarán la señal.

La fuente de iones es el elemento que ioniza el material a analizar para que posteriormente pueda ser dirigido y acelerado. Una de las más utilizadas para espectroscopía AMS para muestras sólidas es la fuente de iones de Cs^+ , que utilizan un ionizador de Tántalo para producir iones Cs^+ de varios keV [42], que posteriormente son dirigidos mediante una diferencia de potencial hacia la muestra, bombardeando la superficie y produciendo

4.2. AMS

átomos libres e iones de la muestra, en un proceso denominado *sputtering*.

Una vez ionizada la muestra, esta pasa por el inyector, que acelera, focaliza y dirige el haz de iones hacia el acelerador, con un voltaje de pre aceleración de hasta 300 *kV*. Además consta de un equipo analizador que utiliza cuadrupolos magnéticos que permite seleccionar los iones deseados. Tras esto, el haz de iones entra en el acelerador tándem, donde alcanzará típicamente energías que llegan a varios *MeV*. A la salida del acelerador hay otro sistema de focalización de haz de alta energía mediante lentes magnéticas y posteriormente un analizador de cuadrupolo que seleccionará la relación entre carga, masa y energía (mE/q), que irá seguido de un analizador electrostático o un selector de velocidades para limpiar el haz y disminuir el ruido de fondo. Finalmente el haz llega al detector donde producirá una señal que, en todo, caso será proporcional a la masa del ión o a la relación carga/masa. El detector utilizado en cada equipo de AMS varía, siendo los más comunes los de ionización gaseosa, semiconductores (*Si* o *Ge*), detector de tiempo de vuelo, que mejora la resolución para iones pesados; o "*gas-filled magnet*", que mejoran la separación de isóbaros [42].

Así, midiendo directamente el ratio N_2/N_0 podemos determinar experimentalmente la sección eficaz del isótopo intermedio a partir de la ecuación 3.13. Mediante esta técnica se pueden medir ratios N_2/N_0 del orden de 10^{-15} , o incluso inferiores [20], para gran parte de los isótopos estables o de vida larga, con un alto nivel de precisión.

A la hora de analizar nuestras muestras por AMS, uno de los problemas que nos podemos encontrar es que la muestra no sea lo suficientemente pura como para que la cantidad producida por doble captura tras la irradiación sea superior a la que pudiera estar presente inicialmente en la muestra y, por lo tanto, no podamos medirla. Dado que para los casos en los que el isótopo $A + 2$ es radioactivo (es decir, las muestras de ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{169}Tm y ^{153}Eu) cabe esperar que la cantidad de dicho isótopo presente en la muestra sea despreciable frente a la cantidad que se pudiera producir y, por lo tanto, se pueda medir con relativa facilidad la cantidad producida, centraremos ahora la discusión en aquellos elementos para los cuales el isótopo $A + 2$ sí es estable.

En estos casos, la principal dificultad radica en conseguir una muestra del isótopo (Z, A) lo suficientemente pura como para que no haya ningún problema a la hora de determinar la cantidad de ($Z, A + 2$) producida. En principio se podría utilizar la propia

4.2. AMS

técnica AMS para realizar la separación de isótopos y obtener una muestra pura del elemento deseado, pero para poder realizar una separación efectiva y obtener la pureza necesaria para después poder determinar la cantidad de $A + 2$ producida por irradiación se requeriría una resolución aun mayor de la que nos da esta técnica, por lo que ahora se torna necesario buscar vías alternativas para obtener muestras puras del isótopo de partida.

Una opción a la hora de conseguir una muestra pura de estos isótopos es a partir de una muestra del elemento $Z - 1$ por activación neutrónica y posterior decaimiento. En efecto, partiendo de una muestra de $(Z - 1, A - 1)$ e irradiando con neutrones de forma que se produzca una captura simple, si el isótopo $(Z - 1, A)$ es radioactivo y además su modo principal de decaimiento es mediante emisiones β^- , el núcleo hijo que deja tras la emisión es el isótopo deseado, que podremos separar también con facilidad y obtener así una muestra de elevada pureza. Aunque aquí se ha supuesto que la muestra de partida es isotópicamente pura, esto no es en realidad necesario, pues la separación posterior se puede realizar con suficiente precisión como para descartar otros isótopos que no sea el buscado. Este método se usa con frecuencia para preparar muestras isotópicamente puras con objeto de realizar medidas de secciones eficaces sobre ciertos isótopos que, ya sea porque son poco abundantes o radioactivos, son difíciles de obtener. De hecho, se ha usado recientemente para producir muestras puras de ^{171}Tm y ^{147}Pm con el fin de realizar medidas de la sección eficaz (n, γ) por el método TOF [43].

Tras comprobar si es posible aplicar esta práctica a las muestras con $A + 2$ estable seleccionadas, son dos las muestras puras que se pueden obtener de esta forma: ^{80}Kr y ^{203}Tl .

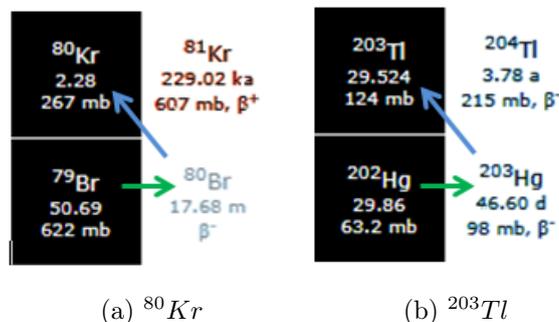


Figura 4.1: Vía alternativa para obtener muestras puras de ^{80}Kr (4.1a) y ^{203}Tl (4.1b)

4.3. Espectroscopía gamma

Por lo tanto, se podrían realizar medidas de la sección eficaz MACS con la adecuada precisión para las muestras de ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{169}Tm y ^{153}Eu partiendo para ello de una muestra natural de estos elementos, mientras que para los demás casos estudiados se necesitaría de la producción de una muestra lo suficientemente pura, lo cual solo es posible para las muestras de ^{80}Kr y ^{203}Tl .

4.3. Espectroscopía gamma

La espectrometría gamma consiste en el estudio detallado del espectro energético de una muestra emisora de rayos gamma. Como se explicó anteriormente (3.4), el origen de la radiación gamma está en la desexcitación de un núcleo atómico de un estado excitado a otro nivel de menor energía como consecuencia de la desintegración de los isótopos radioactivos, emitiendo esa diferencia de energía en forma de radiación electromagnética (fotones) de alta energía. Dado que estos niveles nucleares son únicos para cada nucleón, la espectroscopía gamma puede utilizarse tanto para el análisis cualitativo de muestras radioactivas (identificación de isótopos) como para el análisis cuantitativo de dichas muestras a partir de medidas de la actividad.

El fundamento de la espectroscopía gamma está en los mecanismos de ionización, es decir, en la interacción de estos fotones altamente energéticos con la materia o, en definitiva, con el detector, de forma que se trata de registrar una señal que sea proporcional a la energía depositada por los fotones al interactuar con el detector. Para la radiación gamma los mecanismos de ionización relevantes, que dependen fundamentalmente de la energía del fotón incidente, son tres: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y creación-aniquilación de pares [44].

El efecto fotoeléctrico consiste en la interacción de un fotón con un electrón atómico, de forma que en la colisión el fotón transfiere toda su energía cinética al electrón. Esto provoca que el electrón salga eyectado con una energía igual a la diferencia entre la energía del fotón de llegada y la de ligadura del electrón. Como resultado, se obtiene un fotopico en el espectro gamma que es proporcional a la energía del fotón incidente. Adicionalmente, como resultado de esta ionización, se produce una vacante electrónica con la consecuente emisión de rayos X , que será reabsorbido por el detector. En caso contrario

4.3. Espectroscopía gamma

aparece un fotopico secundario denominado pico de escape. El efecto fotoeléctrico domina para rayos gammas de baja energía (decenas de $keVs$) con una sección eficaz que varía proporcionalmente a Z^5 .

El efecto Compton consiste en la dispersión elástica de los fotones dentro del detector, cediendo parte pero no la totalidad de su energía. El resultado de esta interacción es la aparición en el espectro de un continuo en la región de bajas energías. El efecto Compton domina en el rango de energías intermedias (cientos de $keVs$) con una sección eficaz proporcional a Z .

Por último, la creación y aniquilación de pares ocurre con rayos gammas suficientemente energéticos como para que se pueda producir un par electrón-positrón. Mientras que el electrón generado se absorbe, el positrón se aniquila con otro electrón del medio, dando lugar a dos fotones de $511 keV$, que pueden dar lugar a fotopicos de aniquilación, de escape, o de escape doble. Este fenómeno solo ocurre para rayos gammas con energía superior a la energía equivalente de dos electrones en reposo ($1,022 MeV$), con una sección eficaz proporcional a Z^2

Para determinar la sección eficaz a partir de la espectroscopía gamma, se requiere conocer la eficiencia ϵ del detector utilizado en función de la energía. Así:

$$A = \frac{C_\gamma}{\epsilon_\gamma I_\gamma} \quad (4.1)$$

Donde A es la actividad de la muestra, o el número de desintegraciones por segundo, I_γ es la intensidad de la emisión gamma correspondiente y C_γ es el número de cuentas por segundo correspondiente al fotopico [45].

Tras el tiempo de irradiación, t_1 , habrá una cantidad del isótopo ($Z, A + 2$): $N_0 = N_2(t_1)$ (ecuación 3.13), con una actividad $A_0 = \lambda_2 N_0$. Teniendo en cuenta que entre la irradiación y la realización de las medidas puede haber un tiempo de espera t_w , y para un tiempo de muestreo dado t_c , el número total de decaimientos de la muestra será:

$$A = N_0 e^{-\lambda_2 t_w} (1 - e^{-\lambda_2 t_c}) \quad (4.2)$$

Con lo que igualando las ecuaciones 4.1 y 4.2 podemos determinar la sección eficaz del isótopo inestable en el punto de ramificación.

$$\sigma_{A+1} \propto \frac{C_\gamma}{\epsilon_\gamma I_\gamma} \quad (4.3)$$

4.3. Espectroscopía gamma

Para los casos en los que el isótopo $A+2$ es radioactivo, es decir, para muestras de $^{133}\text{Cs}^1$, ^{153}Eu (Fig. 4.2), ^{159}Tb (Fig. 4.3) y ^{169}Tm (Fig. 4.4), hemos obtenido, a partir de los datos respectivos de las emisiones gamma principales de cada isótopo (aquellas con intensidades superiores al 1%), los espectros gamma correspondientes a cada muestra. Los espectros correspondientes a las demás muestras que producen isótopos radioactivos se recogen en el Apéndice C. Estos espectros han sido idealizados en el sentido de que se ha considerado que cada fotón que incida en el detector deposita toda su energía en el mismo, eliminando el resto de señales adicionales descritas anteriormente como el continuo Compton o la forma gaussiana del fotopico, entre otros. Los datos referentes a las emisiones se han tomado de la base de datos Nucléide – Lara [46] y de LBNL Nuclear Data Search [41] para los que no se encontraban en esta.

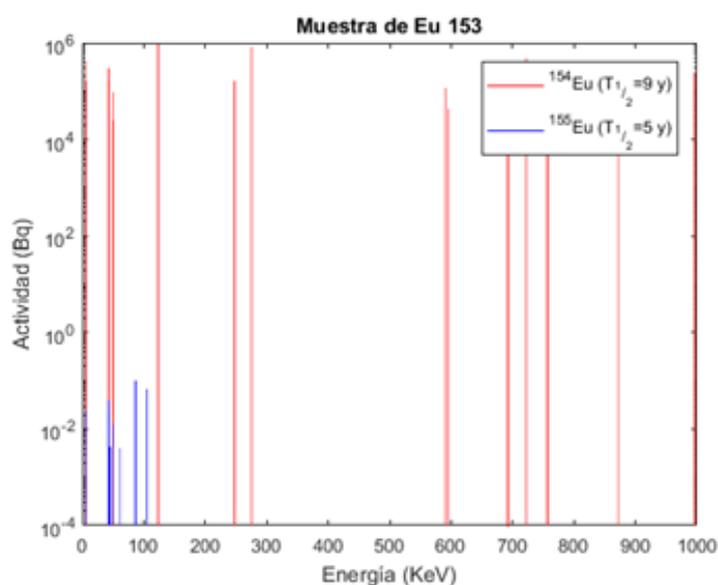


Figura 4.2: Espectro gamma para una muestra de ^{153}Eu

¹El espectro de la muestra de ^{133}Cs no se ha podido obtener ya que el isótopo ^{135}Cs decae directamente al estado fundamental del núcleo hijo, y por lo tanto sin emisión de gamma

4.3. Espectroscopía gamma

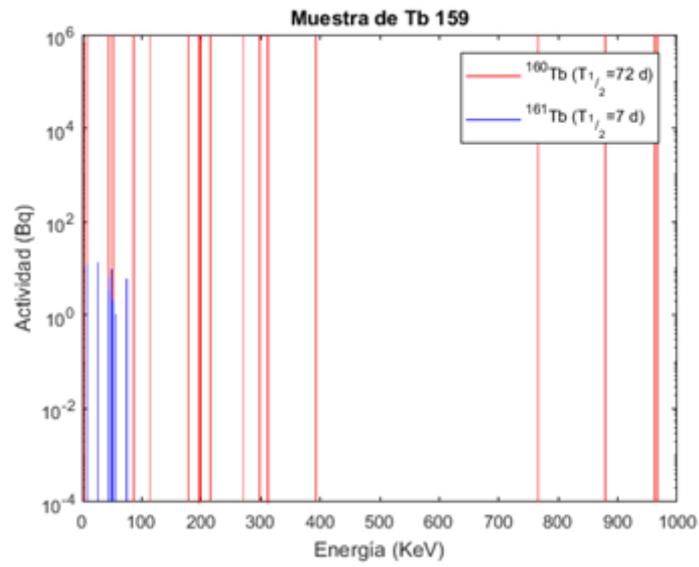


Figura 4.3: Espectro gamma para una muestra de ^{159}Tb

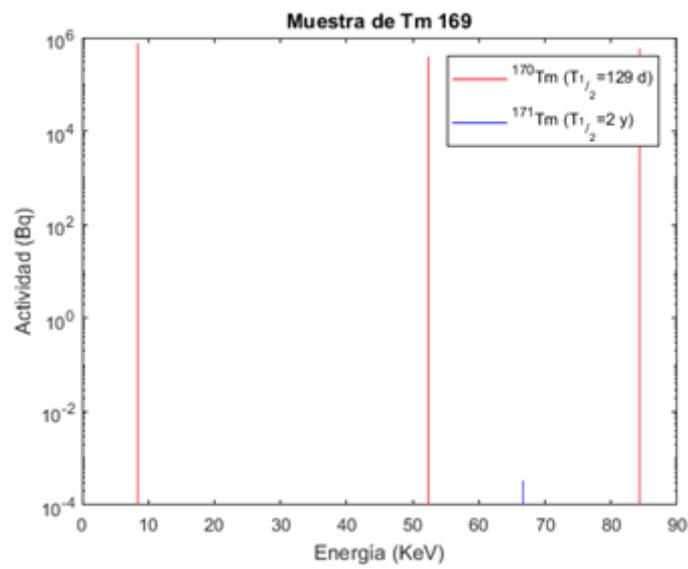


Figura 4.4: Espectro gamma para una muestra de ^{169}Tm

4.3. Espectroscopía gamma

Si la actividad del isótopo $A + 2$ fuese mayor que la del $A + 1$, la obtención de datos para determinar la sección eficaz deseada no tendría ninguna dificultad pues el espectro gamma dominaría respecto al $A + 1$. Pero este no es el caso, dada la pequeña proporción del isótopo $A + 2$ producida, por lo que para poder aplicar la espectroscopía gamma y obtener resultados satisfactorios necesitamos que las líneas gamma del isótopo $A + 2$, o al menos una de ellas, esté bien diferenciada de las correspondientes al $A + 1$.

Vemos que para las muestras de ^{153}Eu y ^{159}Tb esto no ocurre, pues tanto las emisiones del ^{155}Eu como del ^{161}Tb se encuentran en la región de baja energía del espectro y muy cercanas a las líneas de sus isótopos antagonistas, por lo que habría cierta dificultad a la hora de obtener los resultados a partir del espectro.

Pero sí es el caso de la muestra de ^{169}Tm , ya que la única emisión gamma del ^{171}Tm está claramente diferenciada. Sin embargo, la diferencia de actividades entre el ^{170}Tm y ^{171}Tm hace que quizás resulte difícil de identificar la correspondiente emisión. Como solución a esta situación, dado que la vida media del ^{171}Tm es mucho mayor que la del ^{170}Tm , proponemos dejar reposar la muestra un tiempo antes de realizar el análisis. De esta forma, mientras que el ^{170}Tm desaparece con la consecuente disminución de su actividad, el isótopo de interés, ^{171}Tm , permanece prácticamente inalterado, facilitando de esta forma la posterior identificación y cuantificación mediante espectroscopía gamma. Esta alternativa se puede aplicar a cualquier caso siempre y cuando $T_{1/2}(A + 2) \gg T_{1/2}(A + 1)$. Consideramos que un tiempo de espera de entre $3 T_{1/2}(A + 1)$ y $4 T_{1/2}(A + 1)$ es adecuado para poder realizar las medidas. En la Figura 4.5 se muestra el espectro gamma de la muestra de ^{169}Tm tras 2 años de espera. Podemos apreciar que, efectivamente, mientras que para el ^{170}Tm la actividad disminuye aproximadamente en un factor 50, para el ^{171}Tm solo disminuye en un factor 2, lo cual facilitaría el trabajo a la hora de realizar las mediciones necesarias

Finalmente, dado que se requiere gran precisión a la hora de determinar las líneas de emisión gamma correspondientes a cada elemento, sería adecuado el uso de detectores semiconductores de *HPGe* ("*High Purity Germanium*"; Germanio de alta pureza) ya que estos poseen un elevado poder de resolución y permiten realizar dicha discriminación, utilizando además configuraciones de detección cerradas y tamaños del detector elevados, para maximizar la eficiencia del detector [44].

4.4. Espectroscopía beta

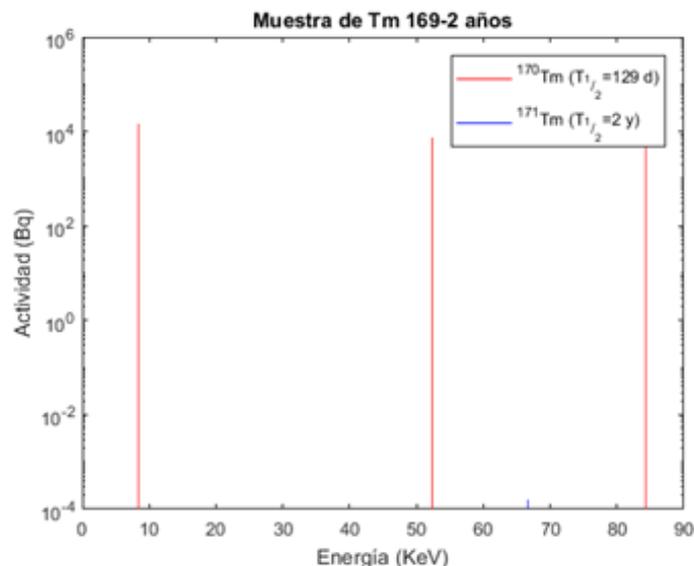


Figura 4.5: Espectro gamma para una muestra de ^{169}Tm tras un tiempo de enfriamiento de 2 años

4.4. Espectroscopía beta

La espectroscopía beta, al igual que para otras partículas cargadas, se basa en la detección de los electrones emitidos en los procesos de desintegración mediante el uso de detectores de semiconductores. En el caso de los electrones, los mecanismos de interacción difieren de los comentados anteriormente para el caso de la radiación gamma. Ahora, los mecanismos relevantes por los que los electrones depositan su energía en el detector son las colisiones elásticas e inelásticas que ocurren con los núcleos atómicos del semiconductor.

Ahora, cuando el electrón llega al detector, provoca la ionización y excitación de sus átomos y, dado que se trata de un detector de semiconductor, la deposición de la energía del electrón que incide en la zona de depleción provoca la generación de pares electrón-hueco, que posteriormente serán recogidos y crearan la señal proporcional a la energía depositada. Para el caso de los electrones, pueden ser importantes los mecanismos de colisión inelástica, produciendo en el proceso lo que se denomina radiación de frenado. Sin embargo este fenómeno adquiere relevancia para electrones altamente energéticos, con lo cual no es un efecto a tener en cuenta en el caso que nos ocupa [47].

En un primer momento se pensó (dado que las muestras a analizar son emisores beta) que si se diera el caso de que el "*Q value*", que representa la energía con la que puede

4.4. Espectroscopía beta

ser emitido el electrón, de las emisiones correspondientes al isótopo $A + 2$ fuese superior que el correspondiente a las emisiones del $A + 1$, mediante el análisis del espectro beta se podría obtener la sección eficaz deseada, pues los decaimientos registrados a las más altas energías serían procedentes únicamente del isótopo $A + 2$.

Tras consultar dichos valores para los isótopos en cuestión, resulta imposible aplicar este método para la determinación de la sección eficaz, pues en ningún caso se cumple la condición anteriormente mencionada. En este punto planteamos que podía existir la posibilidad de que, tras un tiempo de espera, la actividad del isótopo $A + 1$ pudiera decaer lo suficiente como para que en la zona de baja energía del espectro fuera posible distinguir las contribuciones de cada isótopo y de esta forma determinar la cantidad del isótopo $A + 2$ producida.

Para comprobar este planteamiento procedimos a simular los espectros beta de los distintos elementos, a partir de los " Q values" de las correspondientes emisiones, mediante el uso de la aproximación de *Fermi-Kurie*, tanto tras la irradiación de la muestra cómo tras un tiempo de espera de dos años. Dado que el ^{135}Cs no presenta emisiones gamma y este sería el único método (alternativo a la espectroscopía AMS) por el cual se podría determinar la sección eficaz, presentamos a continuación los espectros obtenidos para la muestra de ^{133}Cs :

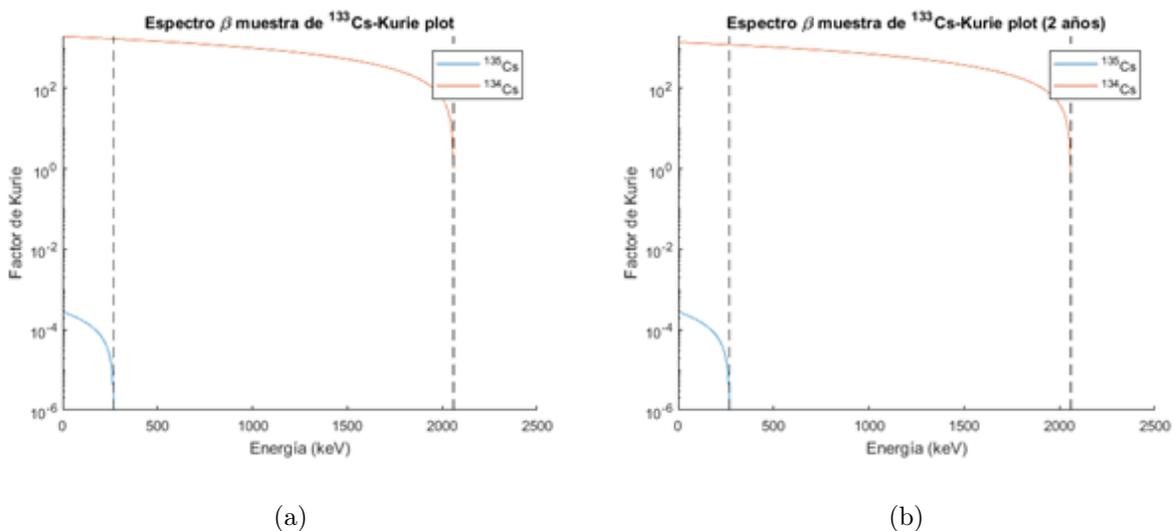


Figura 4.6: Aproximación de *Fermi-Kurie* para los espectros beta de la muestra de ^{133}Cs tras ser irradiada (4.6a) y tras dos años de enfriamiento (4.6b)

4.4. Espectroscopía beta

Tanto para el espectro obtenido tras la irradiación como para el obtenido tras dos años de espera, la determinación de la cantidad de ^{135}Cs mediante espectroscopía beta resulta imposible, ya que la actividad del ^{134}Cs es, en ambos casos, demasiado elevada como para que pueda realizarse ninguna medida. Tras comprobar que esto mismo ocurre con los demás isótopos a analizar, la espectroscopía beta queda descartada como método de medición de las secciones eficaces.

Conclusiones y trabajo posterior

Tras cotejar los resultados obtenidos mediante el modelo de doble captura propuesto con los isótopos de mayor interés identificados por Käppeler (Fig. 3.6) y analizar las distintas opciones, hemos comprobado que existe la posibilidad de realizar las medidas de secciones eficaces para algunos de estos isótopos a través de experimentos de doble captura neutrónica mediante alguna de las opciones inspeccionadas. A modo de resumen, se recogen los resultados obtenidos para los isótopos analizados en la siguiente tabla:

Muestra	$N_{(A+1)}/N_0$	$N_{(A+2)}/N_0$	Actividad _(A+1)	Actividad _(A+2)	$T_{(1/2)1}$	$T_{(1/2)2}$	$Q_2 > Q_1$	AMS	γ	β
Kr-80	1,67E-08	3,12E-16	9,65E+00		2,3E+4 (a)			Apto**		
Cs-133	3,03E-08	6,63E-16	1,94E+06 (9,91E+05)	3,82E-08 (3,82E-08)	2 (a)	2,3E+6 (a)	No	Apto	Apto	No apto
Nd-146	4,46E-09	7,87E-17	1,96E+07		11 (d)			Apto*		
Sm-150	2,55E-08	2,35E-15	2,39E+06		90 (a)			Apto*		
Eu-153	1,55E-07	1,20E-14	2,39E+06 (2,03E+06)	3,35E-01 (2,50E-01)	9 (a)	5 (a)	No	Apto	Apto	No apto
Gd-152	6,28E-08	8,67E-15	1,26E+07		240 (d)			Apto*		
Tb-159	1,06E-07	8,43E-15	7,10E+07 (6,49E+04)	5,92E+01 (6,78E-31)	72 (d)	7 (d)	No	Apto	Apto	No apto
Tm-169	6,32E-08	3,59E-15	2,37E+07 (4,64E+05)	2,47E-01 (1,20E-01)	129 (d)	2 (a)	No	Apto	Apto	No apto
W-184	1,32E-08	2,55E-16	8,47E+06		75 (d)			Apto*		
Tl-203	1,03E-08	6,68E-17	3,59E+05		4 (a)			Apto**		

Figura 4.7: Recopilación de los resultados obtenidos para los isótopos analizados en detalle. Los campos son (de izquierda a derecha): Muestra de partida, cantidad producida del isótopo $A + 1$, cantidad producida del isótopo $A + 2$, actividad del isótopo $A + 1$ (en Bq) tras una semana de irradiación, actividad del isótopo $A + 2$ tras una semana de irradiación, tiempo de vida media del isótopo $A + 1$, tiempo de vida media del isótopo $A + 2$, comparativa de la energía de emisiones beta de ambos isótopos y posibilidad de aplicación de las distintas técnicas.*indica que sería necesario partir de una muestra pura.**indica que es posible conseguir una muestra pura mediante el método descrito en secc. 4.2

Conclusiones

Vemos que varios de los puntos de ramificación para los que según Käppeler *et al.* (tabla 3.6) no será posible realizar medidas en un futuro cercano, se podría realizar mediante un experimento de doble captura y determinar posteriormente su sección eficaz mediante AMS, y en algunos casos mediante espectroscopía gamma; aunque en ningún caso mediante espectroscopía beta.

Tras haber realizado una primera aproximación a la realización de experimentos mediante doble captura neutrónica para determinar las secciones eficaces de la reacción (n, γ) , habría que continuar en primer lugar por analizar el valor del efecto de las secciones eficaces desconocidas en los cálculos. En este trabajo, en dichos casos, para la sección eficaz del isótopo $(Z, A + 1)$ se ha tomado la del (Z, A) , pero como se ha mencionado hay valores estimados basados en modelos nucleares o en estudios sistemáticos que podrían afectar a los resultados (aunque no más que un factor 2 ó 3, en ningún caso se esperan diferencias de un orden de magnitud).

Otro aspecto a desarrollar sería el modelado de los espectros gamma. Como se explicó, en este análisis no se ha tenido en cuenta ningún efecto adicional a la deposición de toda la energía de las emisiones gamma por parte de los fotones recogidos por el detector. Sería necesario pues, un modelado más realista de los espectros gamma, realizando simulaciones Monte Carlo que representen bien la estadística de los mecanismos de interacción de los fotones, teniendo en cuenta, además, la configuración geométrica del detector y eficiencia del mismo. De esta forma, se obtendría una visión más realista de lo que se podría obtener mediante espectroscopía gamma y ayudaría a identificar los casos en los que se podrían realmente aplicar este método y descartar aquellos para los que sería difícil la aplicación de esta técnica.

Por último, se podría realizar una prueba de concepto, como paso previo a desarrollar el experimento final, mediante la realización del mismo utilizando una fuente de neutrones con energías en el rango térmico ($\sim 25 \text{ meV}$), para lo cual existen multitud de reactores que proporcionan un elevado flujo de neutrones disponibles en todo el mundo. Además, las secciones eficaces de captura a dichas energías son varios órdenes de magnitud superiores a las MACS a 30 keV , permitiendo así una mayor tasa de dobles capturas.

Referencias

- [1] A. Coc, E. Vangioni, International Journal of Modern Physics E Vol. 26, No. 7 (2017).
- [2] R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive, T.-H. Yeh, Rev. Mod. Phys. 88 No. 1 (2016).
- [3] H. Reeves, Rev. Mod. Phys. Vol. 66, No. 1 (1994).
- [4] Richard B. Larson, Rep. Prog. Phys. 66 (2003) 1651–1697.
- [5] G. Chabrier, I. Baraffe, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 38 (2000) 337–377.
- [6] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. 29 No. 4 (1957).
- [7] S. E. Woosley, A. Heger, Rev. Mod. Phys. Vol. 74, No. 4 (2002).
- [8] C.A. Bertulani, T. Kajino, Progress in Particle and Nuclear Physics 89 (2016) 56–100.
- [9] R. Reinfarth, *Nuclear astrophysics of the s and r-process* (2014).
- [10] M. Arnould *et al.*, Phys. Rep. 450 (2007) 97– 213.
- [11] M. Arnould, S. Goriely, Phys. Rep. 384 (2003) 1–84.
- [12] F. Käppeler, Prog. Part. Nucl. Phys. 43 (1999) 419-483.
- [13] Käppeler *et al.* Rev. Mod. Phys. Vol. 83, No. 1 (2011).
- [14] M. Tessler, PhD thesis (Hebrew University of Jerusalem, Israel).
- [15] S. Cristallo, *9th European Summer School on Experimental Nuclear Astrophysics*, EPJ Web of Conferences 184, 01004 (2018).
- [16] Mounib F. El Eid, *9th European Summer School on Experimental Nuclear Astrophysics*, EPJ Web of Conferences 184, 01007 (2018).

Bibliografia

- [17] M. Heil, A. Juseviciute, F. Käppeler, R. Gallino, M. Pignatari, E. Uberseder, *Neutron capture cross sections for the weak s process*, Publications of the Astronomical Society of Australia (2009).
- [18] C. Guerrero *et al.*, Eur. Phys. J. A 49 (2013) 27.
- [19] C. Weiss *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 799 (2015) 90–98.
- [20] Gy. Gyurky, Zs. Fülöp, F. Käppeler, G.G. Kiss, A. Wallner, Eur. Phys. J. A 55 (2019) 41.
- [21] H. Beer, F. Käppeler, Phys. Rev. C 21, (1980) 534.
- [22] W. Ratynski, F. Käppeler, Phys. Rev. C 37, (1988) 595.
- [23] M. Heil, S. Dababneh, A. Juseviciute, F. Käppeler, R. Plag, R. Reifarth, S. O’Brien, Phys. Rev. C 71, 025803 (2005).
- [24] F. Käppeler, A. Naqvi, M. Al-Ohali, Phys. Rev. C 35, (1987) 936.
- [25] C. Guerrero *et al.*, submitted to Physics Letters B
- [26] E. Uberseder, R. Reifarth, D. Schumann, I. Dillmann, C. Domingo Pardo, J. Görres, M. Heil, F. Käppeler, J. Marganiec, J. Neuhausen *et al.*, Phys. Rev. Lett. 102, 151101 (2009).
- [27] R. Reifarth, C. Lederer, F. Käppeler, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41 (2014) 053101.
- [28] P. Neyskens *et al.*, Nature 517 (2015).
- [29] C. Abia *et al.*, Astrophys. J. 559, 1117-1134 (2016).
- [30] G. Tagliente *et al.*, (The n_TOF Collaboration), Phys. Rev. C 87, 014622 (2013).
- [31] Raskin *et al.*, Astron. Astrophys. 526, A69 (2011).
- [32] C. Lederer *et al.*, Phys. Rev. Lett. 110, 022501 (2013).
- [33] C. Guerrero *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett.
- [34] C. Guerrero *et al.*, submitted to Phys. Rev. B.

Bibliografía

- [35] A. Casanovas, PhD thesis (ongoing).
- [36] A. Harder, S. Michaelsen, A. Jungclaus, K.P. Lieb, A.P. Williams, H.G. Börner, M. Trautmannsheimer, *Z. Phys. A - Hadrons and Nuclei* 343, (1992) 7-14.
- [37] M. Paul, M. Tessler *et al.*, *First nuclear-astrophysics experiments with high-intensity neutrons from the Liquid-Lithium Target LiLiT* (2014).
- [38] M. Paul, M. Tessler *et al.*, *Eur. Phys. J. A* 55 (2019) 44.
- [39] C. Guerrero *et al.*, submitted to *Physics Letters B*
- [40] KADONIS database: <https://exp-astro.de/kadonis1.0/>
- [41] LBLN Nuclear Data Search database: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/index.asp>
- [42] R. Hellborg, G. Skog, *Mass Spectrometry Reviews*, 27, (2008) 398– 427.
- [43] Heinitz *et al.*, *Production, separation and target preparation of ^{171}Tm and ^{147}Pm* (2017).
- [44] D. Alexiev, M. I. Reinhard, L. Mo, A. R. Rosenfeld, M. L. Smith, *Australas. Phys. Eng. Sci. Med. Vol. 25, No 3*, (2002).
- [45] M. Barrera, M. L. Romero, F. Valiño, *Puesta a punto de un sistema de espectrometría gamma para la determinación de Cs-137 en suelos españoles*, Departamento de Medio Ambiente, Informes Técnicos Ciemat 1147 (2008).
- [46] Nucléide – Lara database: <http://www.nucleide.org/Laraweb/index.php>
- [47] G.F.Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 4th edition (Wiley, New York, NY, 2010) Chapt. 2

Apéndice A

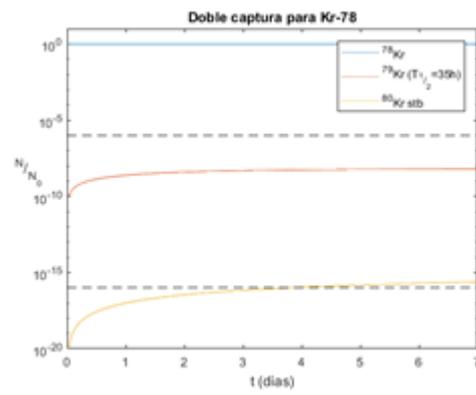
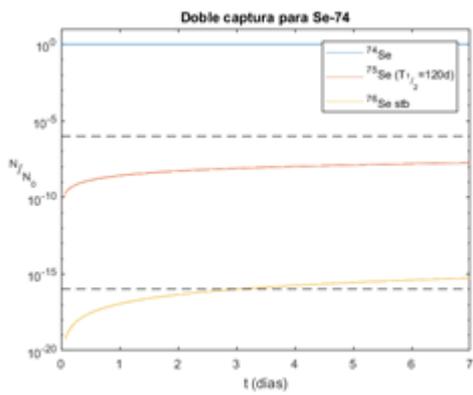
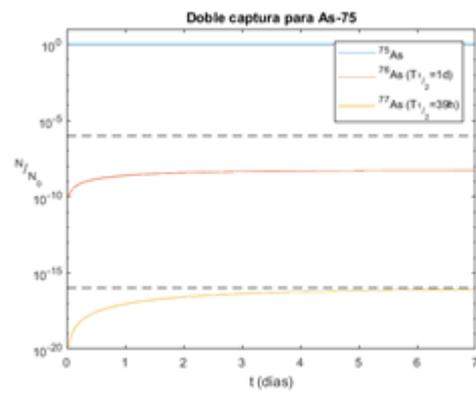
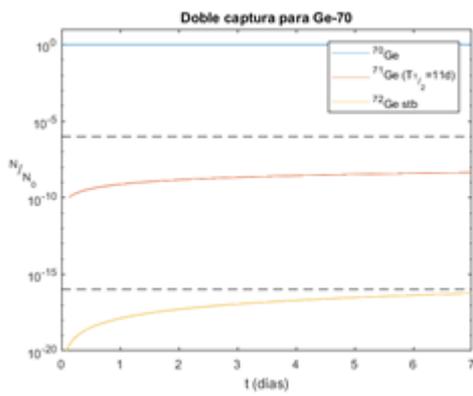
Tasa de producción

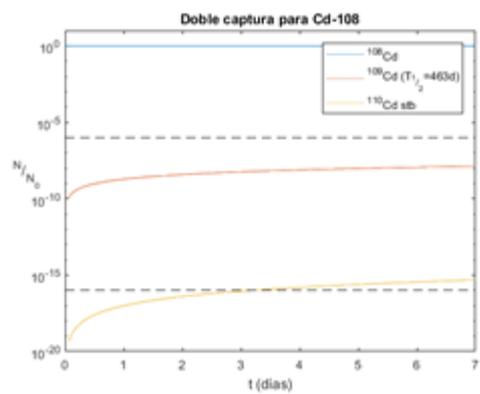
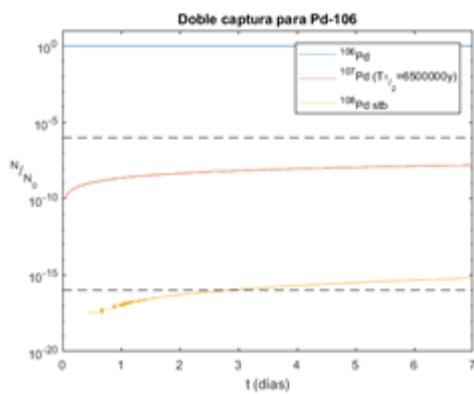
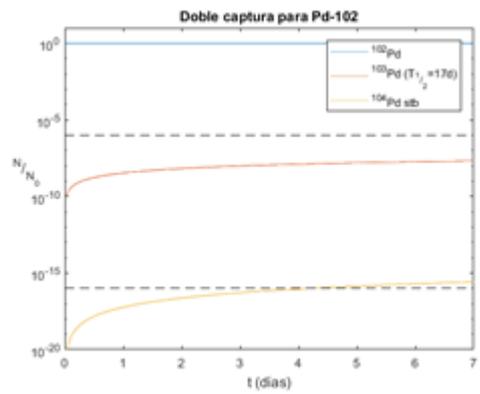
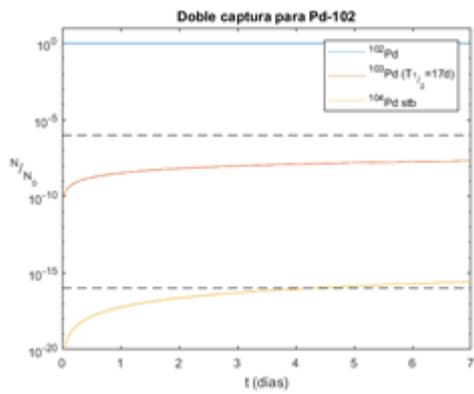
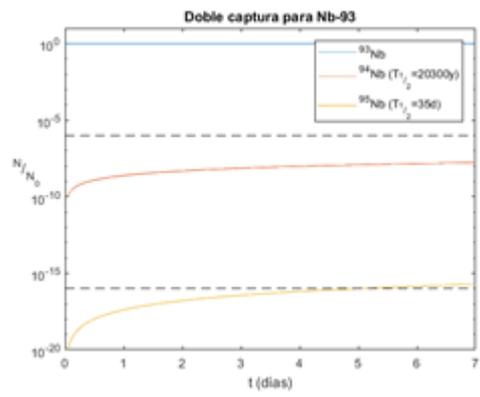
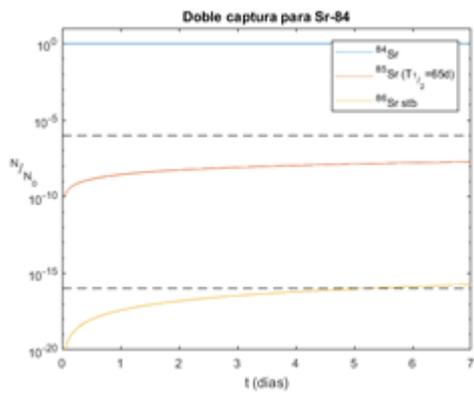
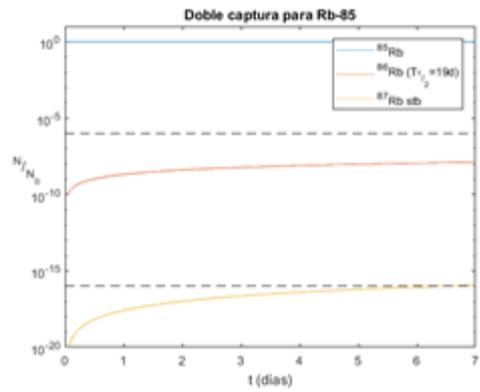
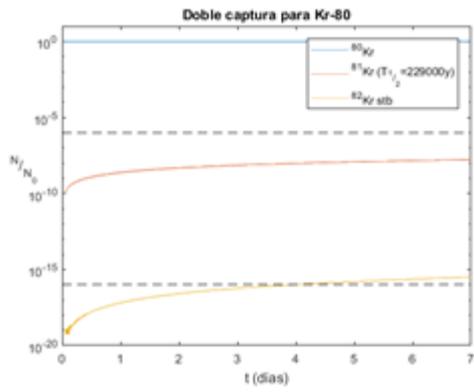
Muestra	N_1/N_0	N_2/N_0	Muestra	N_1/N_0	N_2/N_0
Fe-58	8,19E-10	5,95E-19	Y-89	5,71E-10	2,24E-18
Co-59	2,61E-09	5,58E-19	Zr-92	2,29E-09	6,64E-18
Ni-58	2,06E-09	3,60E-18	Zr-94	1,69E-09	5,48E-18
Ni-62	1,34E-09	2,55E-18	Zr-96	1,00E-10	5,05E-24
Ni-64	1,01E-11	1,93E-21	Nb-93	1,68E-08	1,92E-16
Cu-63	3,96E-10	5,60E-18	Mo-92	4,08E-09	1,71E-17
Cu-65	1,38E-12	1,17E-21	Mo-98	2,58E-09	3,66E-17
Zn-64	3,27E-09	1,67E-17	Mo-100	1,09E-11	9,21E-23
Zn-68	1,02E-11	7,35E-20	Ru-96	6,55E-09	5,59E-17
Zn-70	2,50E-13	6,55E-23	Ru-102	9,73E-09	1,51E-16
Ga-69	2,25E-11	5,71E-19	Ru-104	3,74E-10	1,14E-17
Ga-71	7,54E-10	1,96E-19	Rh-103	5,11E-12	7,56E-20
Ge-70	4,39E-09	5,67E-17	Pd-102	2,09E-08	2,64E-16
Ge-74	2,89E-11	3,09E-19	Pd-106	1,57E-08	6,32E-16
Ge-76	1,54E-10	3,09E-21	Pd-108	1,49E-09	1,67E-17
As-75	5,09E-09	8,10E-17	Pd-110	2,94E-11	4,63E-20
Se-74	1,79E-08	5,38E-16	Ag-107	1,63E-11	2,12E-18
Se-78	4,06E-09	3,40E-17	Ag-109	2,77E-12	1,41E-19
Se-80	6,36E-12	1,53E-20	Cd-106	1,10E-09	2,05E-17
Se-82	1,62E-12	3,65E-25	Cd-108	1,31E-08	4,78E-16
Br-79	1,01E-10	5,32E-18	Cd-114	3,33E-09	6,94E-17
Br-81	4,38E-09	3,31E-18	Cd-116	9,84E-11	3,26E-21
Kr-78	6,12E-09	2,41E-16	In-113	8,39E-12	1,32E-18
Kr-80	1,67E-08	3,12E-16	In-115	1,58E-12	4,58E-22
Kr-84	2,00E-09	4,42E-18	Sn-112	1,17E-08	7,07E-17
Kr-86	3,14E-12	2,21E-23	Sn-120	5,03E-10	3,97E-18
Rb-85	1,28E-08	1,18E-16	Sn-122	1,34E-09	9,23E-19
Rb-87	2,60E-12	5,76E-24	Sn-124	7,46E-10	1,44E-18
Sr-84	1,87E-08	1,84E-16	Sb-121	1,50E-08	5,21E-16
Sr-88	3,64E-10	1,70E-19	Sb-123	1,76E-08	1,63E-16

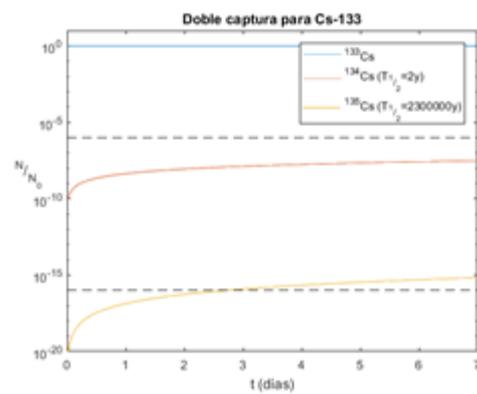
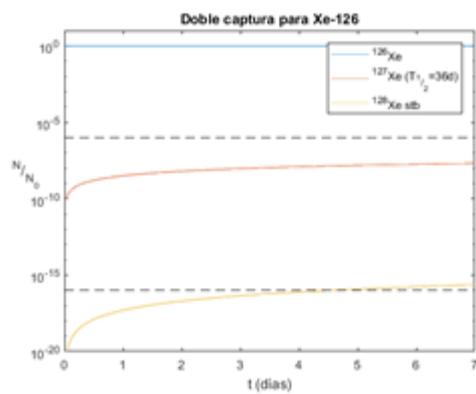
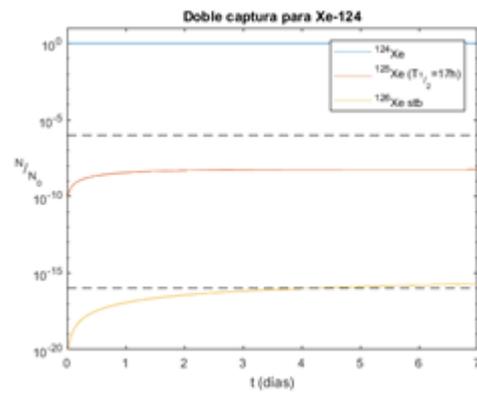
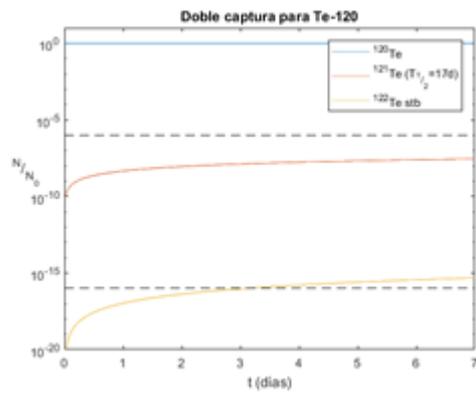
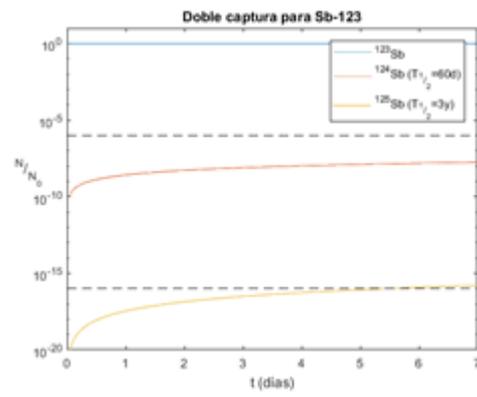
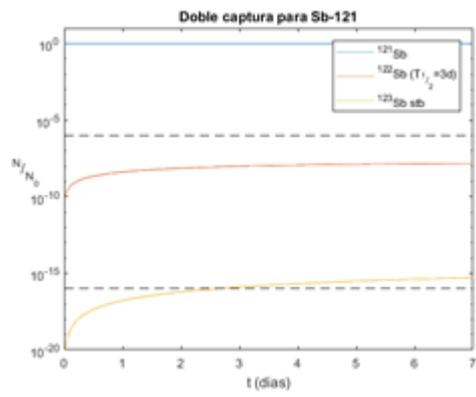
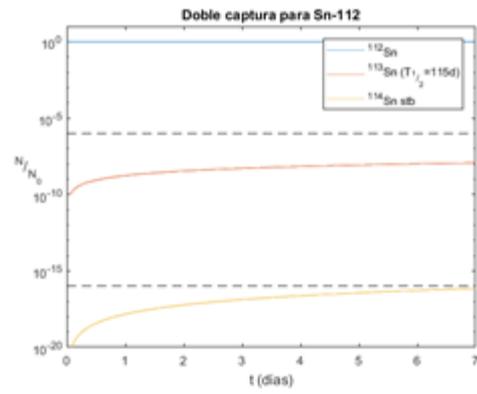
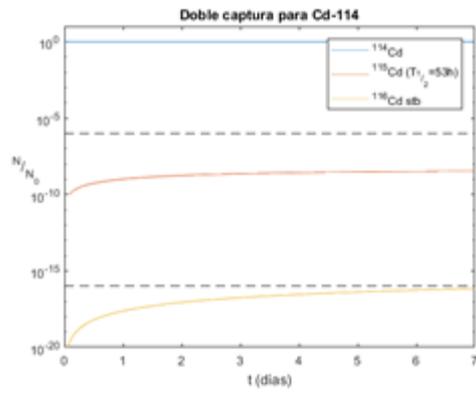
Muestra	N_1/N_0	N_2/N_0	Muestra	N_1/N_0	N_2/N_0
Te-120	2,81E-08	4,76E-16	Dy-164	2,57E-10	1,74E-18
Te-126	3,95E-10	1,79E-18	Ho-165	1,70E-08	3,38E-17
Te-128	2,67E-11	7,11E-20	Er-162	1,06E-09	1,04E-16
Te-130	3,07E-12	1,36E-21	Er-164	5,72E-09	3,36E-16
I-127	1,43E-10	5,71E-18	Er-168	1,51E-08	3,23E-16
Xe-124	5,69E-09	1,91E-16	Er-170	6,64E-10	2,57E-18
Xe-126	2,07E-08	2,33E-16	Tm-169	6,32E-08	3,59E-15
Xe-132	2,52E-09	1,11E-17	Yb-168	6,81E-08	2,56E-15
Xe-134	1,01E-10	1,20E-19	Yb-174	5,39E-09	1,08E-16
Xe-136	3,24E-14	3,87E-27	Yb-176	1,15E-10	8,54E-21
Cs-133	3,03E-08	6,63E-16	Lu-176	7,06E-08	2,84E-17
Ba-130	3,73E-08	9,10E-16	Hf-174	5,84E-08	1,79E-15
Ba-132	2,40E-08	2,88E-16	Hf-180	8,97E-09	5,36E-17
Ba-138	2,97E-12	6,11E-22	Ta-181	4,54E-08	1,15E-15
La-139	6,40E-10	4,20E-20	W-180	3,89E-08	7,77E-16
Ce-136	1,53E-09	8,32E-17	W-184	1,32E-08	2,55E-16
Ce-138	1,06E-08	6,92E-17	W-186	2,76E-09	2,95E-17
Ce-140	6,59E-10	1,55E-18	Re-185	4,86E-08	1,32E-15
Ce-142	4,98E-10	6,68E-19	Re-187	1,04E-08	1,52E-16
Pr-141	1,10E-09	2,00E-17	Os-184	3,44E-08	6,13E-16
Nd-146	4,46E-09	7,87E-17	Os-190	1,44E-08	5,92E-16
Nd-148	1,32E-10	1,15E-18	Os-192	2,45E-09	1,81E-17
Nd-150	1,68E-11	2,59E-22	Ir-191	7,90E-08	5,02E-15
Sm-144	5,28E-09	1,41E-17	Ir-193	9,93E-09	1,28E-17
Sm-150	2,55E-08	2,35E-15	Pt-190	1,47E-08	2,89E-16
Sm-152	1,03E-08	4,70E-16	Pt-192	2,92E-08	9,92E-16
Sm-154	4,19E-11	4,43E-20	Pt-196	1,72E-09	1,45E-17
Eu-151	2,15E-07	4,94E-14	Pt-198	2,51E-11	1,53E-20
Eu-153	1,55E-07	1,20E-14	Au-197	1,72E-08	3,36E-16
Gd-152	6,28E-08	8,67E-15	Hg-196	5,61E-09	4,39E-17
Gd-158	3,10E-09	5,12E-17	Hg-202	3,64E-09	1,10E-17
Gd-160	5,64E-12	7,30E-23	Hg-204	1,89E-12	5,60E-24
Tb-159	1,06E-07	8,43E-15	Tl-203	1,03E-08	6,68E-17
Dy-156	6,87E-09	6,29E-16	Tl-205	1,91E-12	4,15E-24
Dy-158	6,30E-08	2,03E-15	Pb-204	5,06E-09	1,91E-17

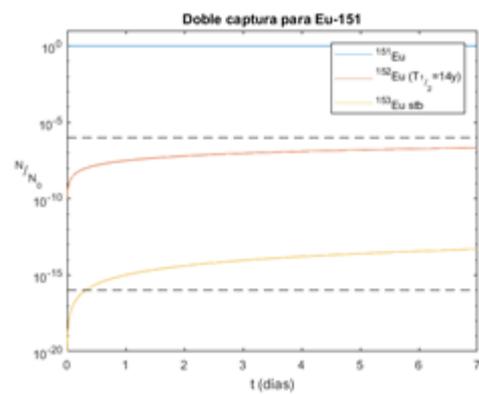
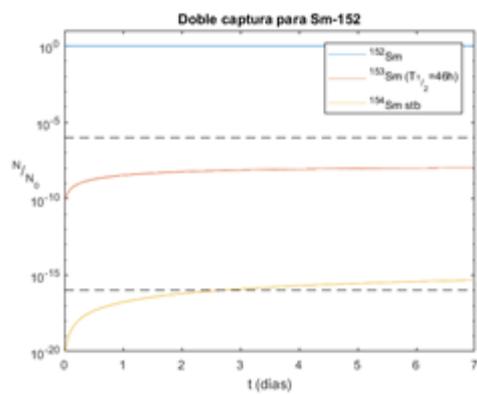
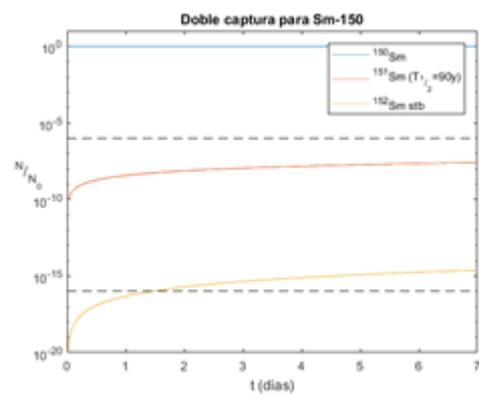
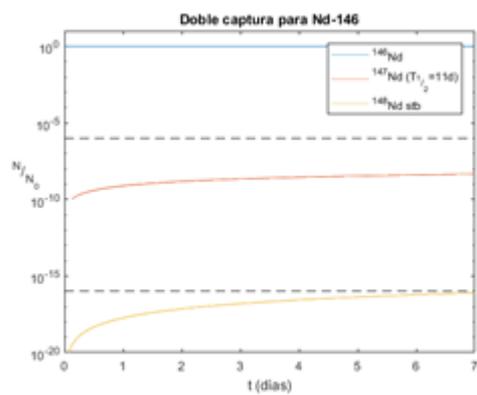
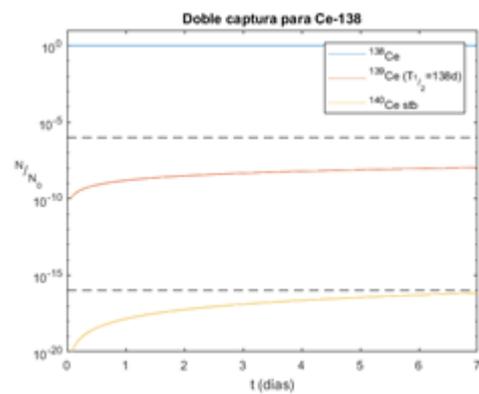
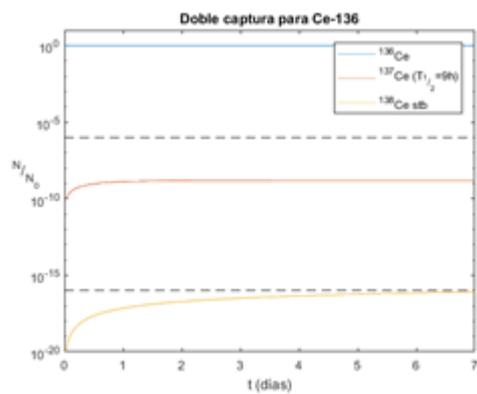
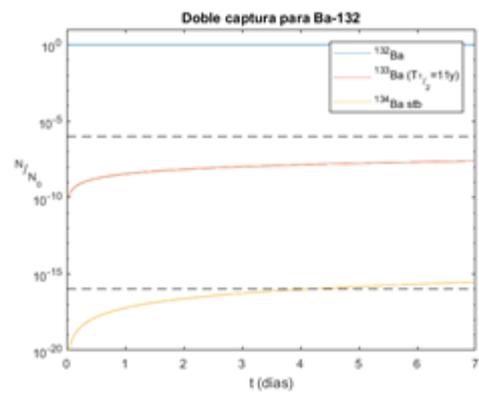
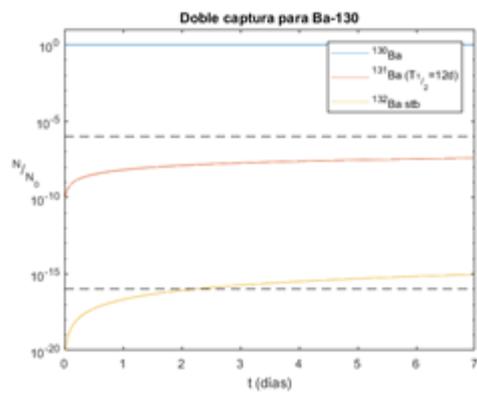
Apéndice B

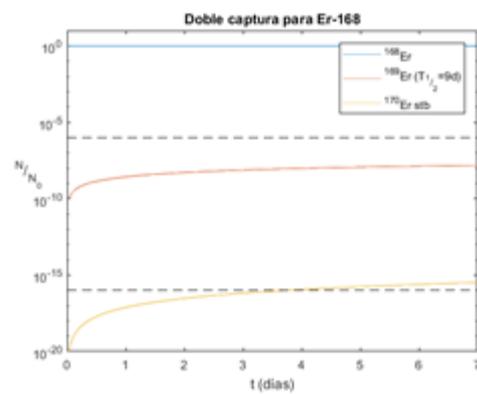
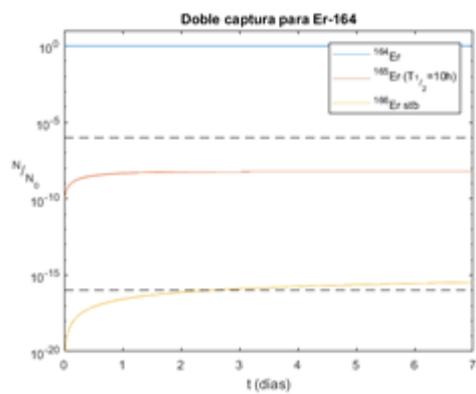
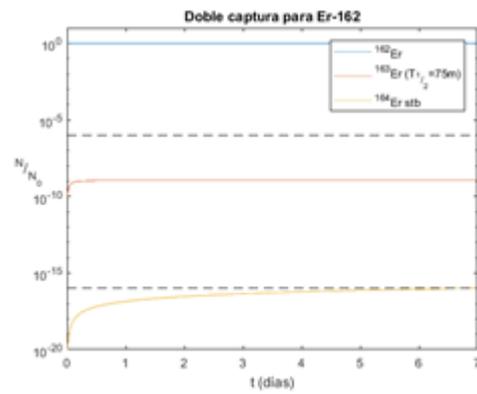
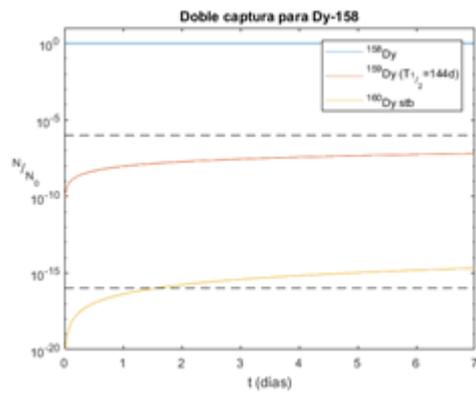
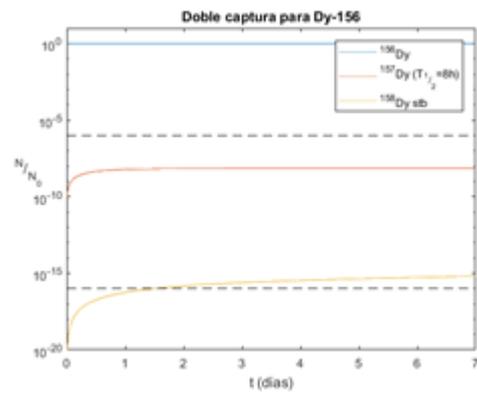
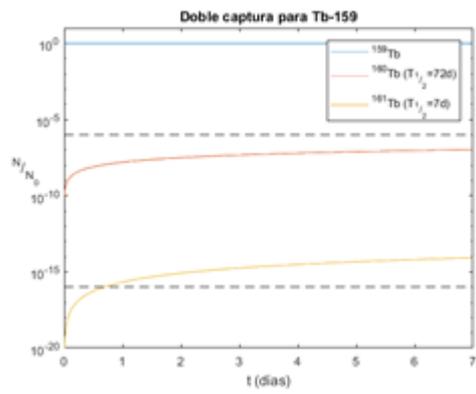
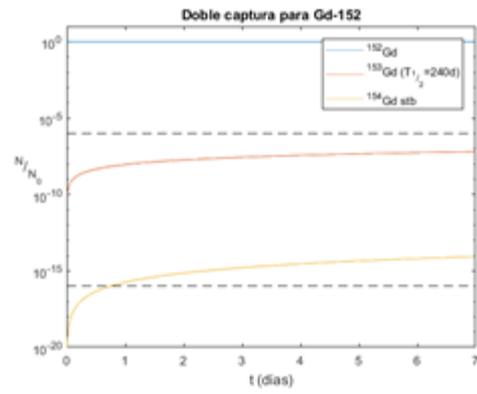
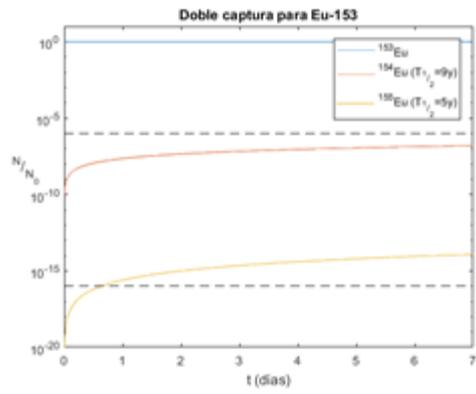
Puntos de ramificación

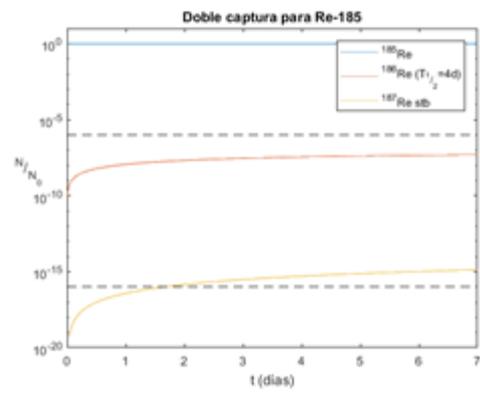
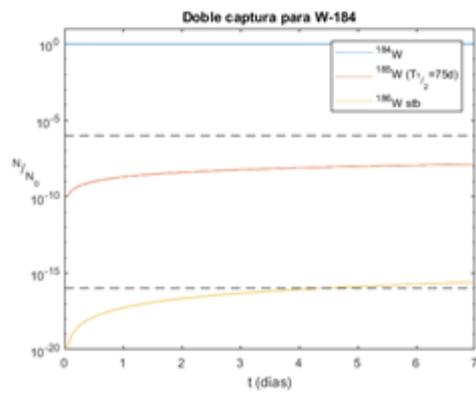
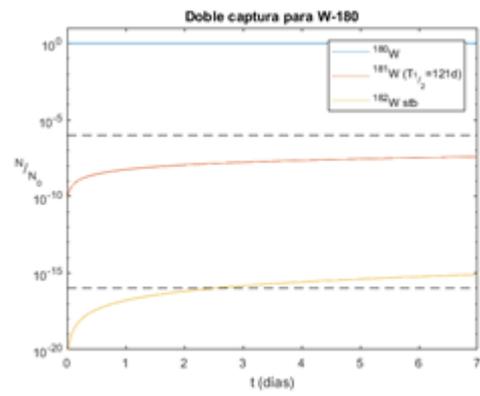
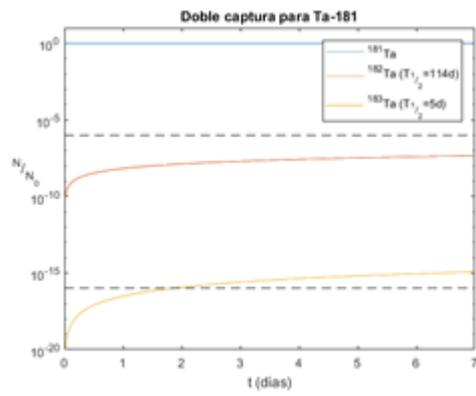
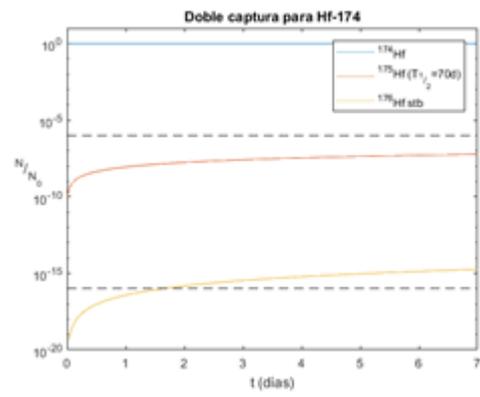
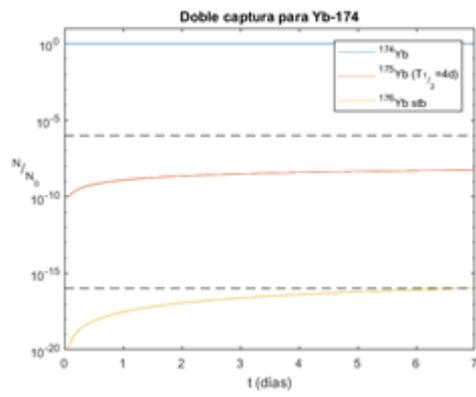
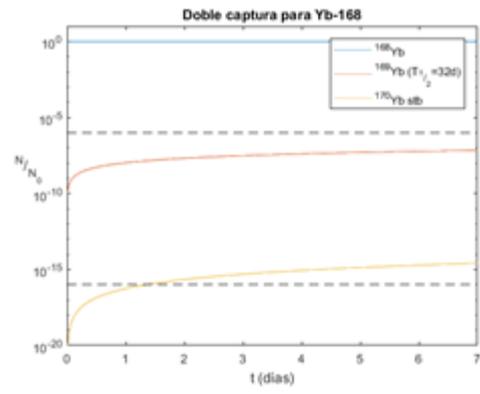
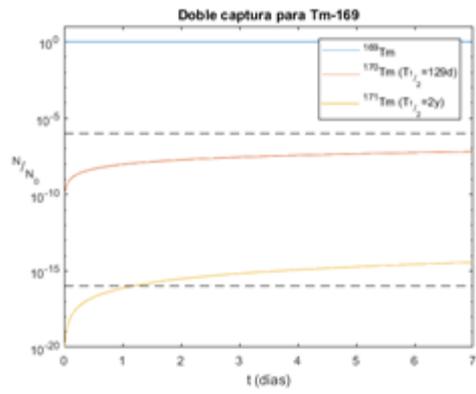


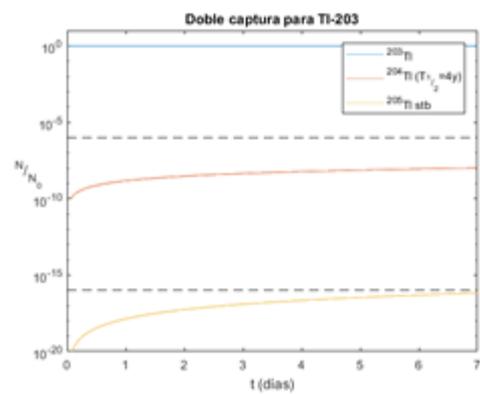
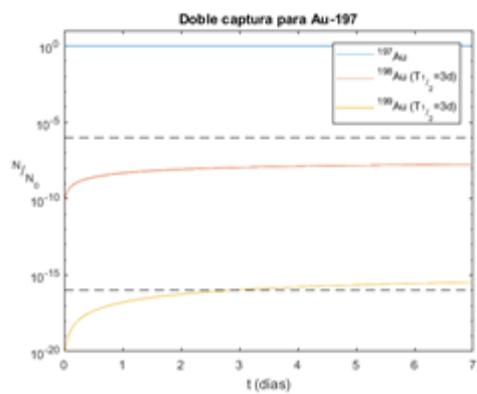
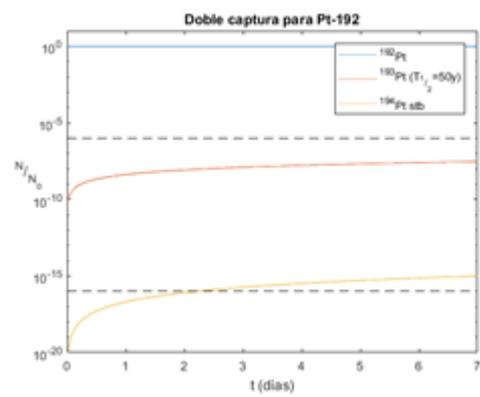
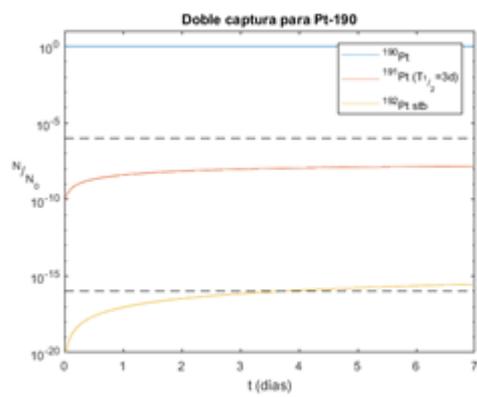
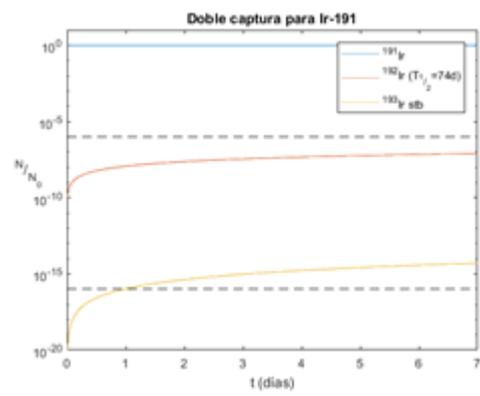
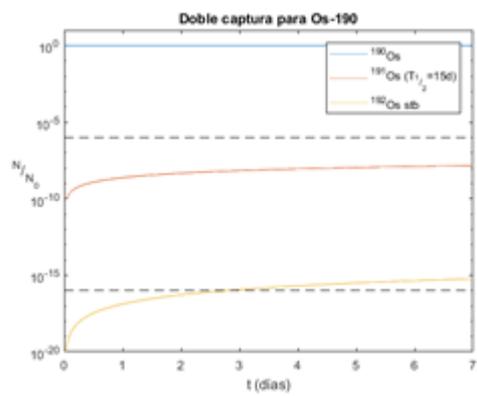
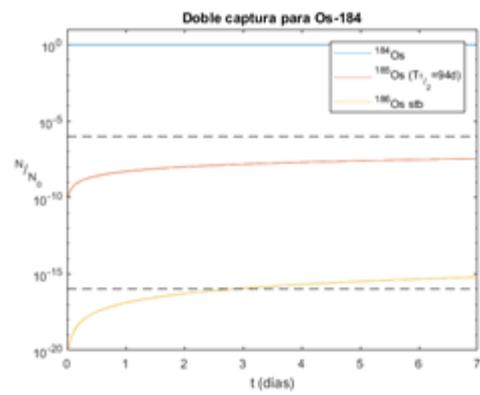
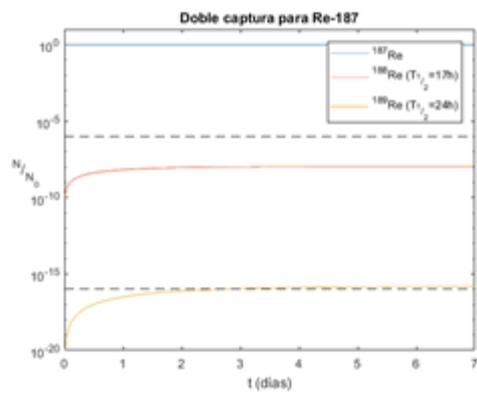






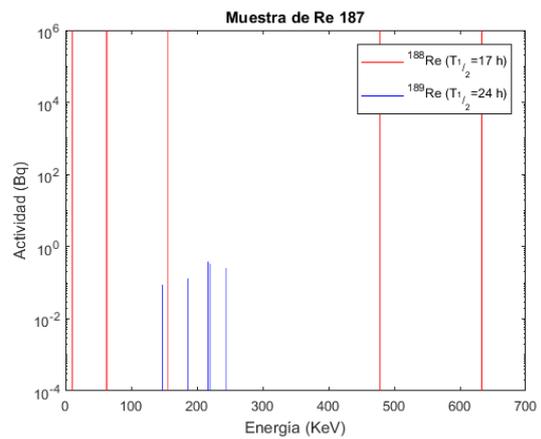
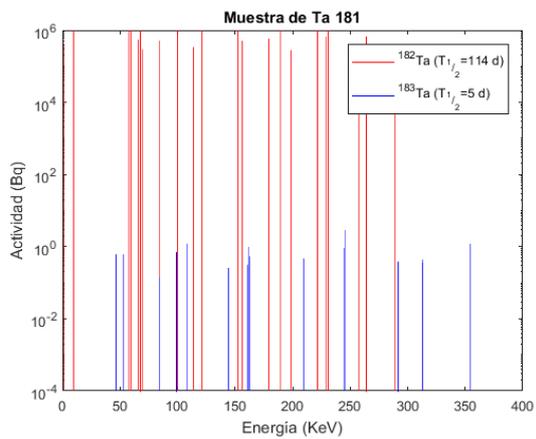
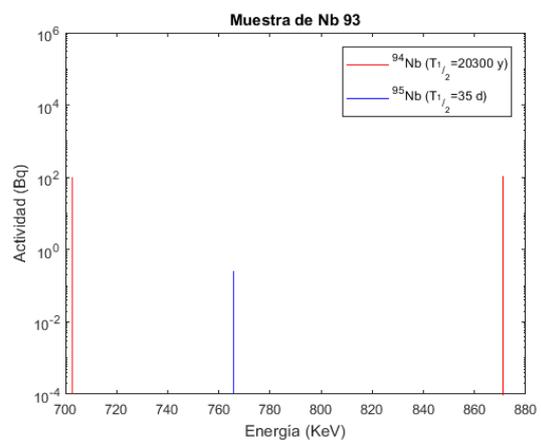
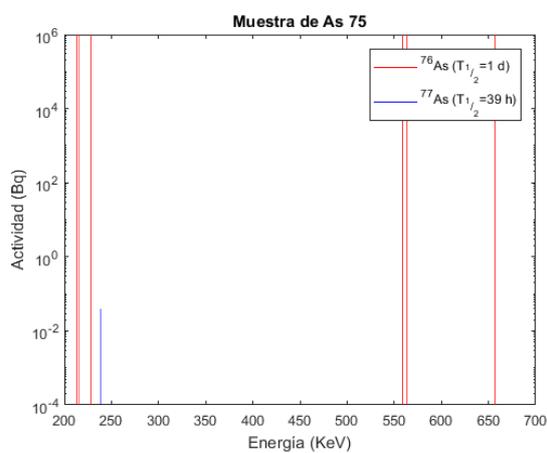


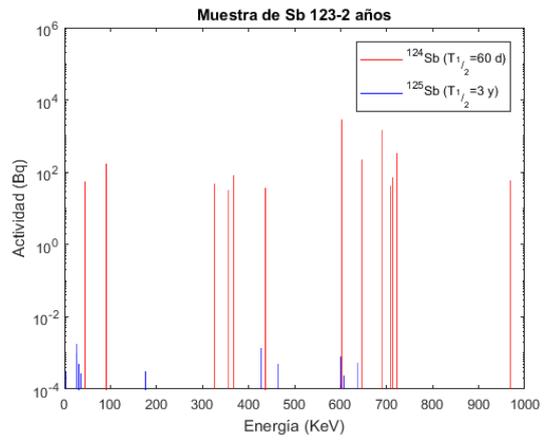
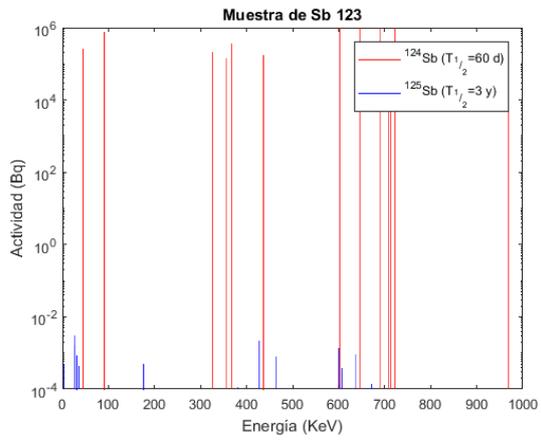
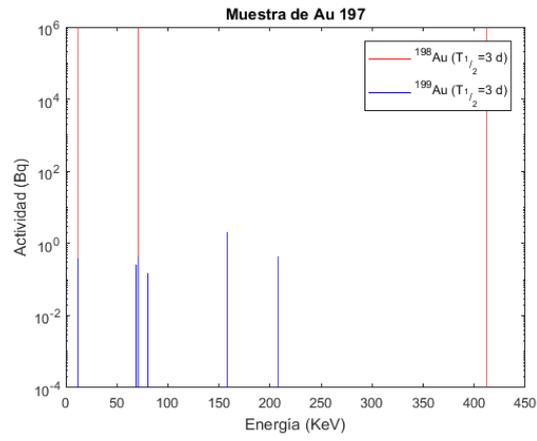




Apéndice C

Espectros gamma





Facultad de física US
Avda. Reina Mercedes, S/N
CP 41012
Sevilla, España
25 de junio de 2019