

Fusión sub-coulombiana. Conspiración nuclear para derribar barreras

E.F. Aguilera

*Departamento del Acelerador, Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares
Apartado postal 18-1027, 11801 México, D.F., Mexico*

Recibido el 29 de noviembre de 1999; aceptado el 3 de diciembre de 1999

Se realiza un análisis global de datos de fusión de ^{16}O , ^{27}Al y ^{37}Cl con $^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$ y de ^{16}O con algunos isótopos de Sm a energías alrededor de la barrera coulombiana. La sobreproducción de fusión observada con respecto a la predicción del modelo unidimensional de penetración de barrera puede ser explicada en todos los casos dentro del contexto de cálculos con modelos simples que asumen para los reactantes grados de libertad colectivos (conspiración de nucleones), ya sea de deformación estática o de vibración superficial. La introducción de estos grados de libertad efectivamente modifica la barrera del modelo unidimensional permitiendo una mayor probabilidad de fusión. Para todos los casos donde los isótopos de Ge constituyen el blanco, la tendencia de los datos sugiere un cambio estructural entre $^{70,72}\text{Ge}$ y $^{73,74,76}\text{Ge}$, el cual se explica como debido a la estructura de A-non de ^{73}Ge por una parte, y a una transición de forma esférica (u oblata) para $^{70,72}\text{Ge}$ a prolata para $^{74,76}\text{Ge}$, por otra parte. Se muestra también evidencia de que los grados de libertad de vibración superficial de ^{16}O pueden jugar un papel importante en el proceso de fusión subcoulombiana.

Descriptores: Fusión sub-coulombiana; grados de libertad internos; transición de forma

A global analysis of fusion data of ^{16}O , ^{27}Al and ^{37}Cl with $^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$ and ^{16}O with some isotopes of Sm has been performed at energies around the Coulomb barrier. The observed enhancements with respect to one-dimensional barrier penetration model calculations could in all cases be explained within the context of simple coupled channel calculations assuming for the reacting nuclei collective degrees of freedom of the kind of either surface vibrations or static deformation. By accounting for these degrees of freedom the one-dimensional barrier is effectively modified so allowing a larger fusion probability. For all systems with the Ge targets, the trend of the data clearly suggests a structural change between $^{70,72}\text{Ge}$ and $^{73,74,76}\text{Ge}$ which is explained as due to the odd-A character of ^{73}Ge on one hand, and to a shape transition from spherical (or oblate) for $^{70,72}\text{Ge}$ to prolata for $^{74,76}\text{Ge}$, on the other hand. Evidence is also shown that the surface vibrational degrees of freedom of ^{16}O might play an important role in the sub-Coulomb fusion process.

Keywords: Sub-Coulomb fusion; internal degrees of freedom; shape transition

PACS: 25.70.Jj

1. Introducción

La fusión es uno de los procesos más drásticos que pueden ocurrir entre dos núcleos. Para el caso de núcleos pesados (esto es, con más de 4 nucleones) es un problema complicado de muchos cuerpos en donde los nucleones de ambos núcleos se rearreglan para formar un solo núcleo compuesto que contiene la suma de las cargas y masas respectivas. El modelo unidimensional de penetración de barrera reemplaza este escenario por el problema tremendamente más simple de dos cuerpos cargados sin estructura que interactúan a través de un potencial que depende sólo de la distancia entre los centros de masa de los núcleos. El potencial es dominado a separaciones grandes por las fuerzas coulombianas repulsivas y a cortas distancias por las fuerzas nucleares atractivas, formándose así una barrera de potencial, llamada barrera coulombiana, cuyo máximo se encuentra a una separación del orden de la suma de los radios de los dos núcleos. En su versión más simple, el modelo asume que una vez atravesada dicha barrera ocurrirá la fusión con probabilidad uno. Puesto que las predicciones del modelo describen bastante bien los datos experimentales a energías por arriba de la barrera, durante mucho tiempo se pensó que el proceso no tenía mayor interés y las minúsculas secciones eficaces predichas para energías sub-barrera efectivamente disuadían a los físicos nucleares experimentales de emprender mediciones a dichas energías.

Las primeras mediciones en la región de la barrera y por abajo de ella, principalmente en la década de los ochentas, sistemáticamente mostraron un acrecentamiento de la sección eficaz de fusión, en algunos casos de hasta varios órdenes de magnitud con respecto a las predicciones del modelo unidimensional. Fue necesario entonces abandonar la hipótesis unidimensional e introducir grados de libertad intrínsecos a cada reactante, recuperando así la noción del núcleo como un conjunto de nucleones, en contraste al cuerpo sin estructura del modelo unidimensional. De cierta manera, podemos decir que los datos experimentales indican que los nucleones dentro del núcleo se hacen presentes (se confabulan) para modificar la barrera del modelo unidimensional y así facilitar la fusión. Entre los grados de libertad propuestos destacan las vibraciones superficiales, las deformaciones estáticas de algunos núcleos, la transferencia de nucleones y la formación de un cuello entre los reactantes antes de la fusión. Cualquiera de estos grados de libertad, correctamente tratado, puede llevar a un acrecentamiento de la sección eficaz de fusión y el problema es entonces determinar los grados de libertad relevantes para los diferentes sistemas nucleares. Una posibilidad para lograr una determinación positiva es escoger un conjunto de isótopos blanco y medir la fusión con diferentes proyectiles que permitan verificar la consistencia de los grados de libertad propuestos.

Con el fin de investigar los grados de libertad relevantes en sistemas con blancos de $^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$, se emprendió la medición de secciones de fusión con proyectiles de ^{16}O , ^{27}Al y ^{37}Cl . Los núcleos de Ge tienen características extremadamente interesantes que los convierten en excitantes sujetos de estudio tanto desde el punto de vista experimental como teórico. Pertenecen a una región de deformación débil y son inestables ante cambios de forma (“suaves”) [1–5]. Estas propiedades de suavidad fueron sugeridas como una posible explicación para ciertos efectos peculiares observados en la fusión sub-barrera de $^{58,64}\text{Ni} + ^{74}\text{Ge}$ y $^{74}\text{Ge} + ^{74}\text{Ge}$ [6]. Además, con base en estudios sistemáticos de otro tipo de reacciones con blancos de Ge [5, 7, 8], es posible asignar una naturaleza aproximadamente esférica al estado base y primeros estados excitados de $^{70,72}\text{Ge}$ y una deformación prolata moderada a aquellos de $^{74,76}\text{Ge}$. El propósito principal de este trabajo es establecer de manera consistente los efectos de esta transición de forma sobre la fusión sub-barrera. Para uno de los proyectiles, el ^{16}O , se efectúa también una prueba de consistencia analizando datos existentes sobre su fusión con blancos de Sm.

2. Modelos teóricos

El modelo unidimensional es descrito por un hamiltoniano que contiene solamente dos términos, la energía cinética relativa de los dos núcleos, K , y el potencial unidimensional, $V(r)$, que depende solamente de la distancia entre los centros de masa de los núcleos:

$$H_{\text{unid}} = K + V(r). \tag{1}$$

Al resolver este modelo se obtiene, bajo ciertas suposiciones razonables, una fórmula analítica para la sección eficaz [9], dependiente de la energía, E , y la altura de la barrera, B :

$$\sigma_f^\circ(E, B) = \frac{\hbar\omega_0 R_0^2}{2E} \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi}{\hbar\omega_0} (E - B) \right] \right\}, \tag{2}$$

donde R_0 es el radio de la barrera y $\hbar\omega_0$ se determina por la curvatura en la cima de la misma y por la masa reducida μ de acuerdo a

$$\hbar\omega_0 = \left(-\frac{\hbar^2}{\mu} \frac{d^2 V(r)}{dr^2} \right)_{r=R_0}^{1/2}. \tag{3}$$

Para introducir grados de libertad internos, representados por ξ , es necesario agregar al hamiltoniano (1) dos términos, uno que contiene dichos grados de libertad y otro que describe el acoplamiento de ellos al grado de libertad del movimiento relativo r :

$$H = H_{\text{unid}} + H_0(\xi) + V_{\text{int}}(r, \xi). \tag{4}$$

En el caso en que ξ se refiere a vibraciones superficiales es posible demostrar que, bajo ciertas aproximaciones, la solución del hamiltoniano (4) da para la sección eficaz de fusión

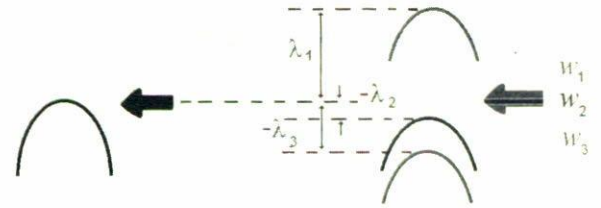


FIGURA 1. Separación de la barrera unidimensional en varias barreras, con diferentes flujos incidiendo sobre cada una de ellas, como resultado del acoplamiento con los grados de libertad internos.

una suma conteniendo términos que corresponden a modelos unidimensionales con la misma energía pero diferentes barreras, $B + \lambda_m$, cada uno con un cierto factor de peso w_m [10–12]:

$$\sigma_f(E) = \sum w_m \sigma_f^\circ(E, B + \lambda_m). \tag{5}$$

El cambio en la barrera λ_m y el factor de peso w_m están relacionados con la intensidad del acoplamiento $V_{\text{int}}(r, \xi)$. Se ve entonces que la situación que correspondía en el modelo unidimensional a un flujo de partículas incidiendo sobre una barrera, puede pensarse ahora como varios flujos, de intensidades proporcionales a los factores de peso respectivos, incidiendo cada uno sobre una barrera diferente, como se ilustra en la Fig. 1. En la práctica estas barreras se agrupan alrededor de la barrera coulombiana, así que para energías muy por arriba de ella, estos cambios difícilmente se notarán en la sección eficaz y es entonces claro que los grados de libertad internos afectarán principalmente en la región cercana a y por abajo de la barrera. En esta región, aquellos flujos que inciden sobre una barrera menor que la barrera unidimensional darán desde luego una sección eficaz de fusión acrecentada con respecto a la predicción unidimensional y, a consecuencia del fuerte decaimiento de $\sigma_f^\circ(E, B)$ para $E < B$, el cambio producido a estas energías por las barreras mayores que B será despreciable. Entonces el efecto neto al tomar en cuenta todas las barreras es precisamente un aumento en la sección eficaz de fusión. En resumen, cuando los nucleones de uno o ambos reactantes se “confabulan”, bajo el efecto de las fuerzas producidas por el otro, para producir vibraciones superficiales, puede facilitarse el proceso de fusión.

Algo similar sucede cuando el grado de libertad interno considerado se relaciona con una deformación estática, es decir, en este caso también ocurre en general un acrecentamiento de la sección eficaz de fusión, aunque la magnitud del aumento y su dependencia con la energía son en general diferentes y dependen en este caso de la forma nuclear, que puede ser oblata (como hamburguesa) o prolata (como habano). Para los propósitos de este trabajo, nos restringimos a deformaciones del tipo cuadrupolar [13].

Para averiguar si alguno de los grados de libertad mencionados describe bien la fusión de un cierto sistema podemos entonces confrontar los resultados experimentales con las predicciones teóricas bajo tres modelos para cada reactante: o bien es esférico (vibracional, denotado por la letra S) o es deformado oblato (O) o prolato (P). Cada sistema puede

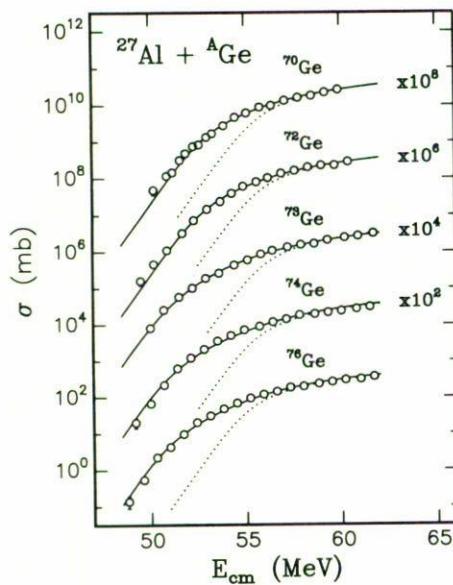


FIGURA 2. Funciones de excitación experimentales de fusión para los sistemas $^{27}\text{Al} + ^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$. Las predicciones del modelo unidimensional se representan con líneas punteadas y las curvas continuas corresponden a los modelos OS para $^{70,72,73}\text{Ge}$ y OP para $^{74,76}\text{Ge}$.

entonces modelarse de 9 posibles maneras que, adoptando la convención de que la primera letra se refiere al proyectil y la segunda al blanco, pueden denotarse como SS, SO, SP, OS, OO, OP, PS, PO, PP.

3. Los sistemas $^{27}\text{Al} + ^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$

Nuestras primeras mediciones [14], sobre los sistemas de $^{27}\text{Al} + ^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$, arrojaron resultados muy prometedores. Como se ve en la Fig. 2, las secciones eficaces experimentales como función de la energía (funciones de excitación) muestran un considerable acrecentamiento con respecto a las predicciones del modelo unidimensional en la región sub-barrera (la altura de la barrera es alrededor de 55 MeV para estos sistemas). Además, una observación cuidadosa indica un cambio cualitativo en el comportamiento de las funciones de excitación entre $^{70,72}\text{Ge}$ y $^{73,74,76}\text{Ge}$. Dichas funciones caen más lentamente al disminuir la energía para los isótopos más pesados, dando entonces lugar a mayores acrecentamientos.

Este comportamiento se hace más evidente en las gráficas de la Fig. 3, donde se muestran los factores de acrecentamiento para cada sistema, definidos como el cociente entre el valor experimental de la sección eficaz y el predicho por el modelo unidimensional. Para eliminar efectos triviales de corrimientos de barreras entre los diferentes sistemas, se grafica en el eje horizontal el exceso de energía con respecto a la altura de la barrera en cada caso. Hay tres características que pueden ser destacadas en esta figura: 1) la región plana con factor uno para energías arriba de la barrera nos recuerda que el modelo unidimensional provee una buena descripción de los datos en

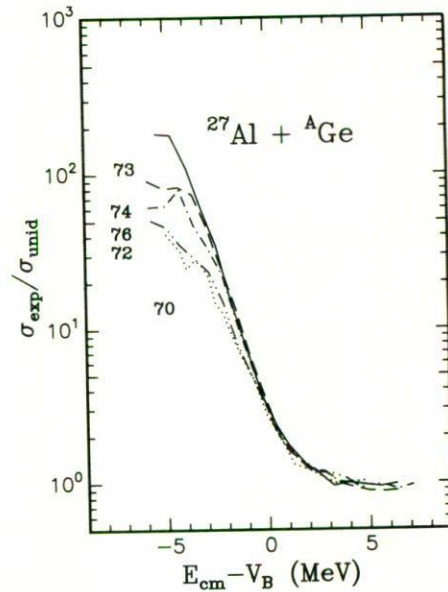


FIGURA 3. Factores de acrecentamiento ($\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{unid}}$) para $^{27}\text{Al} + ^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$.

esta región; 2) las grandes desviaciones respecto a uno para bajas energías indican la ruptura de la hipótesis unidimensional; 3) el abrupto cambio en las curvas para los tres sistemas más pesados, las cuales crecen pronunciadamente al disminuir la energía marcando una separación entre ellas y aquellas correspondientes a los sistemas más ligeros, fuertemente sugiere un cambio estructural entre $^{70,72}\text{Ge}$ y $^{73,74,76}\text{Ge}$.

Una comparación detallada de los resultados para cada sistema con las predicciones de los 9 modelos mencionados en la sección anterior lleva a la conclusión de que los datos son bien descritos por los modelos OS, OS, OS, OP, OP para $^{27}\text{Al} + ^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$, respectivamente, como se ilustra por las líneas continuas en la Fig. 2. Llegamos así a un esquema donde todos los datos pueden ser descritos dentro del marco de estos modelos simples si se supone un carácter vibracional para $^{70,72,73}\text{Ge}$ y una deformación prolata para $^{74,76}\text{Ge}$, manteniendo siempre una deformación oblata para ^{27}Al . Vale la pena mencionar que, modelando los sistemas que contienen $^{70,72}\text{Ge}$ con una deformación oblata para estos núcleos, se obtiene una descripción equivalente de los datos.

El cambio estructural sugerido por los mayores factores de acrecentamiento de la Fig. 3 para $^{27}\text{Al} + ^{74,76}\text{Ge}$ se explica entonces como una consecuencia de la transición de forma de esférica (o posiblemente oblata) para $^{70,72}\text{Ge}$ a prolata para $^{74,76}\text{Ge}$. Para el caso de $^{27}\text{Al} + ^{73}\text{Ge}$, el mayor factor de acrecentamiento con respecto a $^{27}\text{Al} + ^{70,72}\text{Ge}$ se explica como una consecuencia de que el núcleo vibracional ^{73}Ge , debido a su carácter de A non, tiene más estados excitados de baja energía que pueden ser fácilmente acoplados al estado base [14], proveyendo de esta manera al sistema de un mayor número de canales de entrada que facilitan el proceso de fusión. El esquema global es consistente con lo obtenido de estudios sistemáticos de otro tipo de reacciones con ^{27}Al [15] y con los isótopos de Ge [5, 7, 8].

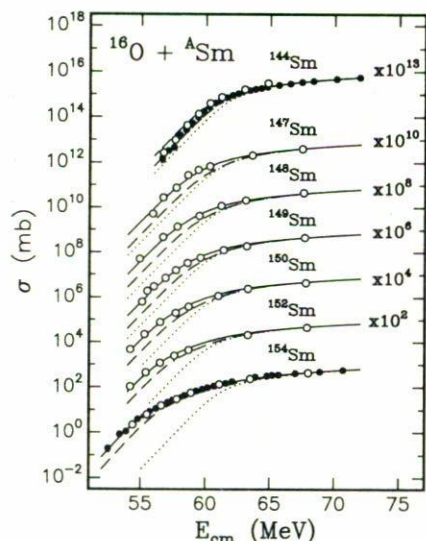


FIGURA 4. Funciones de excitación de fusión para $^{16}\text{O} + ^{144,147-150,152,154}\text{Sm}$. Las curvas representan cálculos modelo explicados en el texto.

4. Los sistemas $^{16}\text{O} + ^A\text{Sm}$ y $^{16}\text{O} + ^A\text{Ge}$

Los resultados de la sección anterior motivaron a nuestro grupo para investigar la posibilidad de efectos semejantes de los cambios estructurales de los isótopos de Ge sobre su fusión sub-barrera con otros proyectiles. Convenía buscar un proyectil cuya estructura y propiedades fueran bien conocidas y el ^{16}O , siendo un núcleo doblemente mágico de acuerdo al modelo de capas, parecía un buen candidato. Existía sin embargo un serio inconveniente, ya que los datos publicados sobre la fusión sub-barrera de ^{16}O con $^{147-150,152,154}\text{Sm}$ [16, 17] no habían sido bien explicados por los modelos. Los primeros estados excitados del ^{16}O , debido precisamente a su carácter doblemente mágico, se encuentran a una muy alta energía siendo entonces difíciles de excitar. Esto llevó a los autores de las Refs. 16 y 17 a considerarlo como un núcleo inerte, sin estructura interna, para efecto de los cálculos de fusión, los cuales en cambio si consideraron la naturaleza deformada prolata de los isótopos de Sm. Decidimos entonces efectuar cálculos de fusión incluyendo los grados de libertad del ^{16}O , con el modelo SP, para los sistemas mencionados [18, 19]. Posteriormente nos enteramos de que, por las mismas fechas, apareció publicado un análisis teórico de la dispersión elástica e inelástica de ^{16}O con $^{40,48}\text{Ca}$, ^{58}Ni y ^{88}Sr [20], el cual simulaba apropiadamente al proceso de fusión y mostraba que los primeros estados excitados de ^{16}O tenían una influencia significativa sobre las secciones eficaces calculadas.

La Fig. 4 muestra las secciones eficaces de fusión medidas para los sistemas $^{16}\text{O} + ^{144,147-150,152,154}\text{Sm}$, tomadas no sólo de las Refs. 16 y 17 sino también de las más recientes Refs. 21 y 22. Las predicciones del modelo unidimensional se indican con líneas punteadas y se puede ver que la separación

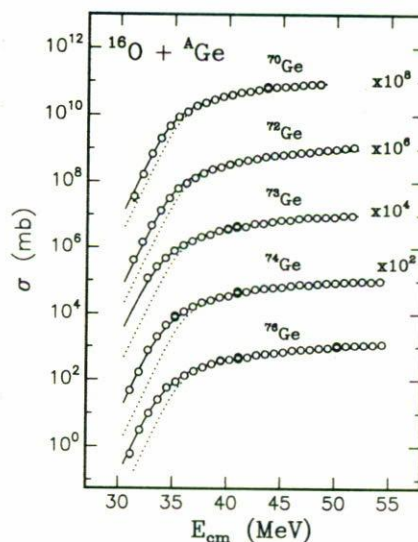


FIGURA 5. Funciones de excitación de fusión para $^{16}\text{O} + ^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$. Las curvas representan cálculos modelo explicados en el texto.

entre estas curvas y los puntos experimentales es mayor para los isótopos más pesados, lo cual podría esperarse de la mayor deformación de estos núcleos al aumentar su masa. Sin embargo, al incluir en los cálculos los grados de libertad de deformación (prolata) del Sm (excepto el ^{144}Sm , el cual se supone vibracional), sin asignarle ningún grado de libertad interno al ^{16}O , se obtienen las curvas con guiones. Aunque efectivamente el acrecentamiento predicho es sistemáticamente mayor para las deformaciones más grandes, es claro que el sólo efecto de dicha deformación no es suficiente para explicar los datos. Al tomar en cuenta los grados de libertad vibratoriales del ^{16}O , además de los correspondientes al Sm, se obtienen las curvas continuas de la Fig. 4, las cuales dan una buena descripción de los datos. La conclusión es entonces que, si bien la deformación estática de los isótopos de Sm (o el carácter vibracional del ^{144}Sm) es fundamental para describir los datos, los grados de libertad internos del ^{16}O son igualmente esenciales. Esta conclusión ha sido corroborada recientemente por otros autores mediante cálculos más completos de canales acoplados para el caso del blanco de ^{144}Sm [23].

Una vez establecida la relevancia de los grados de libertad internos del ^{16}O , se midieron las secciones eficaces de fusión para $^{16}\text{O} + ^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$, obteniendo los resultados mostrados en la Fig. 5 [24, 25]. Al comparar los datos con los resultados del modelo unidimensional (líneas punteadas) se observa nuevamente el efecto del cambio estructural al pasar de $^{70,72}\text{Ge}$ a $^{73,74,76}\text{Ge}$. Por otro lado, los cálculos indicados por las líneas continuas, correspondientes a los modelos SS para $^{70,72,73}\text{Ge}$ y SP para $^{74,76}\text{Ge}$, corroboran la necesidad de incluir los grados de libertad internos del ^{16}O para obtener una descripción apropiada de los datos. La descripción es entonces consistente tanto con los resultados de los análisis previos de $\text{O} + \text{Sm}$ como de $\text{Al} + \text{Ge}$.

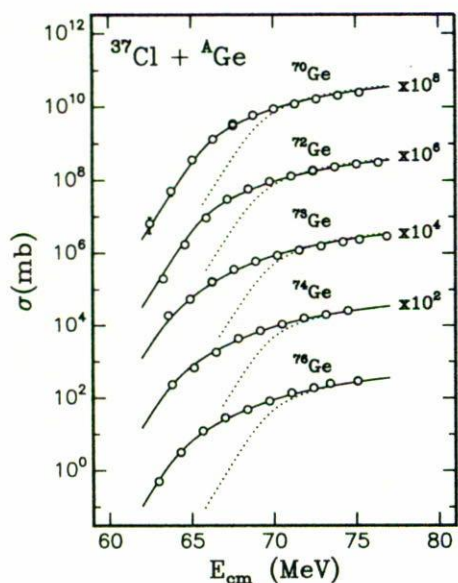


FIGURA 6. Funciones de excitación de fusión para $^{37}\text{Cl} + ^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$. Las curvas representan cálculos modelo explicados en el texto.

5. Los sistemas $^{37}\text{Cl} + ^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$

De una comparación entre las Figs. 5 y 2 se puede notar que los factores de acrecentamiento con respecto a las predicciones del modelo unidimensional no son tan grandes para los sistemas de O+Ge como para los de Al+Ge, ya que para los primeros son a lo más del orden de 10 mientras que para los últimos llegan hasta 10^2 (véase también la Fig. 3). Se puede ver de consideraciones teóricas [26] que estos factores se escalan con la altura de la barrera coulombiana, la cual es a su vez proporcional al producto, $Z_p Z_t$, de los números de protones de proyectil y blanco. Es claro entonces que si quisiéramos corroborar las propiedades de los isótopos del Ge, esto es, la relevancia de sus grados de libertad internos para la fusión y los efectos de su transición de forma, convendría usar un proyectil más pesado que el Al, ya que en este caso se esperarían una mayor sensibilidad a dichos grados de libertad.

Esto motivó a nuestro grupo para medir los sistemas de $^{37}\text{Cl} + ^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$, para los cuales el producto $Z_p Z_t$ vale 544, considerablemente mayor que el valor de 416 correspondiente a Al+Ge. Los resultados para las secciones eficaces [27], presentados en la Fig. 6, arrojan valores del factor de acrecentamiento de hasta 10^3 , un orden de magnitud mayor que para Al+Ge, como puede verse al comparar los puntos

experimentales con las curvas punteadas. Los datos pudieron describirse usando para los isótopos de Ge exactamente los mismos grados de libertad usados antes cuando los proyectiles fueron Al y O, mientras que para el ^{37}Cl fue necesario asumir grados de libertad vibracionales. Esto se ilustra con las curvas continuas de la Fig. 6, que corresponden a los modelos SS para $^{70,72,73}\text{Ge}$ y SP para $^{74,76}\text{Ge}$. Podemos decir entonces que para las tres series de sistemas con blancos de Ge medidos por el grupo, existe una autoconsistencia en cuanto a los grados de libertad relevantes determinados para los diferentes isótopos de Ge. En todos los casos se observa el efecto de la transición de forma entre $^{70,72}\text{Ge}$ y $^{74,76}\text{Ge}$ así como el efecto de la naturaleza de A-non del ^{73}Ge .

6. Conclusiones

Esta serie de estudios demuestra que es posible determinar autoconsistentemente los grados de libertad internos de los isótopos $^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$, que resultan relevantes para la fusión sub-barrera con tres proyectiles diferentes. Esta determinación se logra mediante la comparación de las funciones de excitación respectivas con predicciones de modelos simples que asumen para los reactantes grados de libertad vibracionales o rotacionales y tiene un alto grado de confiabilidad en vista de la autoconsistencia mostrada. La importancia del trabajo estriba en que, sin necesidad de introducir otras complicaciones en el análisis, tales como efectos de estados multifonónicos, deformaciones de mayor orden o no-linealidades en el potencial, se llega a un esquema claro y transparente del proceso. Los resultados presentan una mayor sensibilidad a los grados de libertad internos para los proyectiles más pesados y en todos los casos el comportamiento de los datos sugiere un cambio estructural entre $^{70,72}\text{Ge}$ y $^{73,74,76}\text{Ge}$, el cual se explica como debido a la estructura de A-non de ^{73}Ge por una parte, y a una transición de forma esférica (u oblata) para $^{70,72}\text{Ge}$ a prolata para $^{74,76}\text{Ge}$, por otra parte. Además, la intercomparación entre dos series de sistemas donde el proyectil es siempre ^{16}O muestra evidencia convincente de que los grados de libertad de vibración superficial de este núcleo pueden jugar un papel importante en el proceso de fusión sub-coulombiana.

Agradecimientos

Agradezco la colaboración entusiasta de Enrique Martínez Quiroz, tanto en la discusión de parte del material presentado como para la elaboración de las figuras. Este trabajo fue parcialmente apoyado por CONACyT.

1. D. Ardouin *et al.*, *Phys. Rev. C* **12** (1975) 1745.
2. D. Ardouin *et al.*, *Phys. Rev. C* **18** (1978) 2739.
3. R. Lecomte *et al.*, *Phys. Rev. C* **22** (1980) 2420.

4. R. Lecomte *et al.*, *Phys. Rev. C* **22** (1980) 1530.
5. R. Lecomte *et al.*, *Phys. Rev. C* **25** (1982) 2812.

6. M. Beckerman, M.K. Salomaa, J. Wiggins, and R. Rohe, *Phys. Rev. C* **28** (1983) 1963.
7. S. Sen *et al.*, *Phys. Rev. C* **31** (1985) 787.
8. F. Ballester, E. Casal, and J.B.A. England, *Nucl. Phys.* **A490** (1988) 227.
9. C.Y. Wong, *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 766.
10. C.H. Dasso, S. Landowne, and A. Winther, *Nucl. Phys.* **A407** (1983) 221.
11. J. Fernandez Niello, C.H. Dasso, and S. Landowne, *Comp. Phys. Comm.* **54** (1989) 409.
12. C.H. Dasso and S. Landowne, *Phys. Lett. B* **183** (1987) 141.
13. J.M. Eisenberg and W. Greiner, *Nuclear Theory*, (North Holland, 1975) Vol. 1.
14. E.F. Aguilera *et al.*, *Phys. Rev. C* **41** (1990) 910.
15. D. Dehnhard, *Phys. Lett.* **38B** (1972) 389.
16. R.G. Stokstad *et al.*, *Phys. Rev. C* **21** (1980) 2427.
17. D.E. DiGregorio *et al.*, *Phys. Rev. C* **39** (1989) 516.
18. E.F. Aguilera, J.J. Vega, J.J. Kolata, A. Morsad, and R.J. Tighe, *Notas Fís.* **13** (1990) 1; Proceedings of the Thirteen Oaxtepec Symposium on Nuclear Physics, México.
19. E.F. Aguilera, *Rev. Mex. Fís.* **38** Supl. 2 (1992) 1.
20. H. Esbensen and F. Videbaek, *Phys. Rev. C* **40** (1989) 126.
21. J.X. Wei *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 3368.
22. C.R. Morton *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 4074.
23. H. Esbensen and B.B. Back, *Phys. Rev. C* **54** (1996) 3109.
24. E.F. Aguilera *et al.*, *Rev. Mex. Fís.* **38** Supl. 1 (1992) 63.
25. E.F. Aguilera, J.J. Kolata, and R.J. Tighe, *Phys. Rev. C* **52** (1995) 3103.
26. R. Lindsay and N. Rowley, *J. Phys. G* **10** (1984) 805.
27. E. Martínez Quiroz, Tesis Doctoral, UAEM, México, 1999 (no publicada).