

TIEMPO DE RELAJACION DE MODOS COLECTIVOS NUCLEARES EN UNA DESCRIPCION FLUIDODINAMICA VISCOELASTICA

C. E. Vignolo y E. S. Hernández

Departamento de Física

*Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires
Pabellón I, Ciudad Universitaria, 1428 Buenos Aires*

Investigamos la descripción fluidodinámica de los modos colectivos nucleares -en particular el primer modo magnético o "twist" en el ^{208}Pb - partiendo de las ecuaciones variacionales que resultan del método de Htree-Fock dependiente del tiempo extendido en una aproximación semiclásica incluyendo viscosidad de 1 y 2 cuerpos. Utilizando una densidad nuclear del tipo de Woods-Saxon se calcula el tiempo de colisión en función de la distancia al centro del núcleo en los regímenes hidrodinámico y viscoelástico, examinando en especial este último por ser el más apropiado para reproducir los resultados experimentales.

INTRODUCCION

En la última década se han empleado con renovado interés descripciones fluidodinámicas (i. e., en términos de un campo de velocidades común a todos los nucleones y densidades locales) aunque no de la manera usual, ya que la idea de equilibrio local basado en un libre camino medio mucho menos que las dimensiones nucleares no es aceptable ¹. De todas ellas, la descripción fluidodinámica de la dinámica nuclear en el marco de la aproximación de "scaling" ² ha probado ser una gran herramienta para entender las excitaciones colectivas nucleares y reproducir las principales características experimentales. Recientemente hemos propuesto una extensión ³ para incluir efectos viscosos de 1 y 2 cuerpos con la consecuente aparición de autofrecuencias complejas asociadas a las vibraciones nucleares, posibilitando de esta manera describir el ancho del modo Γ y su energía de excitación $\hbar\omega$ a través de las partes real e imaginaria respectivamente. Este trabajo apunta a dar la descripción correcta del tiempo de relajación τ del modo colectivo en el régimen viscoelástico donde las colisiones entre nucleones son poco frecuentes (sección 3), aunque por completitud, damos también un breve resumen de la descripción fluidodinámica disipativa empleada (sección 2).

FLUIDODINAMICA NUCLEAR CON DISIPACION DE 1 Y 2 CUERPOS

En un trabajo previo ³ establecimos la ecuación de movimiento para la velocidad $u(x,t)$ del modo colectivo en presencia de fuerzas viscosas de 1 y 2 cuerpos en el marco de la teoría de Hartree-Fock

dependiente del tiempo (HFDT) con un Lagrangiano

$$\mathcal{L}_0 = \langle \varphi | i\hbar\partial_t - H | \varphi \rangle$$

y una funcional del tipo de Rayleigh

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2} m\alpha \int \rho(\alpha, t) u^2 d^3x \quad (2.1)$$

En el límite de pequeñas oscilaciones, esta ecuación es

$$\bar{\rho}(x) \bar{u}(x, t) = F_0 + F_{\text{dis}} \quad (2.2)$$

siendo F_0 la parte conservativa ² y F_{dis} la parte disipativa de la fuerza,

$$F_{\text{dis}} = -\nabla_u \mathcal{F} - \nabla \cdot \sigma \quad (2.3)$$

En la ecuación (2,2), σ es el tensor viscoelástico de esfuerzos de Maxwell, el cual bajo la suposición

$$u(x, t) = u(x) e^{\zeta t} \quad (2.4)$$

resulta

$$\sigma_{ij} = \frac{\mu}{\zeta + \tau^{-1}} (\partial_j u_i + \partial_i u_j) \quad (2.5)$$

En la expresión (2.5), el tiempo de colisión

$$\tau = \frac{\eta}{\mu} \quad (2.6)$$

con η como parámetro viscoso característico del régimen hidrodinámico y τ el módulo de Lamé apropiado para describir el régimen elástico, conecta estos dos régimen elástico, conecta estos dos régimen elástico, conecta estos dos regímenes opuestos que corresponden a pequeños ($\omega\tau \ll 1$) y grandes valores ($\omega\tau \gg 1$) de τ respectivamente. Sin embargo, para los valores experimentales de energías de excitación $\hbar\omega$ de algunos MeV, se tiene $\omega\tau \approx 1$, por lo que el fluidonuclear no es Newtoniano ni tampoco un cuerpo elástico, sino más precisamente pertenece al llamado régimen viscoelástico. La Fig.1 muestra el ancho Γ como función de τ para varios valores del parámetro α de disipación de un cuerpo para el primer modo magnético o "twist" 2 en el ^{208}Pb .

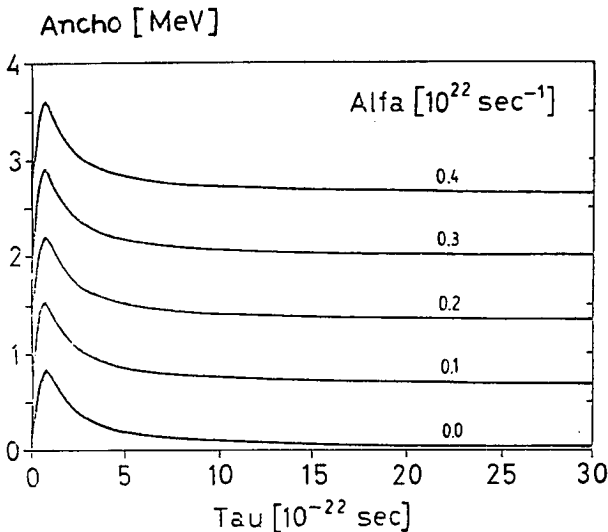


Fig. 1: Ancho Γ vs τ para varios valores de α .

CALCULO DEL TIEMPO DE RELAJACION UTILIZADO UNA DENSIDAD NUCLEAR DEL TIPO WOODS-SAXON

Mediante la resolución numérica de una ecuación diferencial de primer orden ⁵ se puede calcular el tiempo de relajación τ en función de la coordenada radial para un modo colectivo dado, caracterizado por su energía de excitación $\hbar\omega$ y su ancho Γ . Tales soluciones son mostradas en las Figs. 2 y 3 para el primer modo "twist" con $\hbar\omega = 7.5$ MeV (i.e., $45 A^{-1/3}$ MeV para el ^{208}Pb), una densidad nuclear del tipo Woods-Saxon con el ancho y el coeficiente de disipación de un cuerpo como parámetro de cálculo.

Al igual que en el caso de densidad escalón (cf.

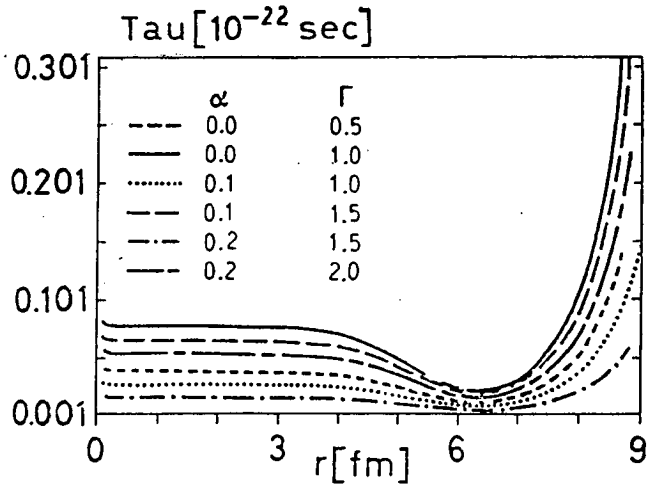


Fig. 2: Solución $\tau(r)$ para pequeños valores de τ . Régimen hidrodinámico.

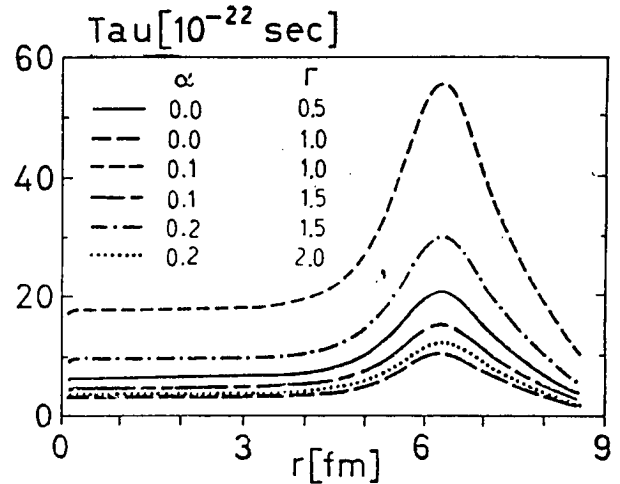


Fig. 3: Solución $\tau(r)$ para grandes valores de τ . Régimen elástico

Fig.1) fijado el ancho del modo obtenemos dos diferentes comportamientos para el tipo de colisión $\tau(r)$ asociado con ramas complementarias de la autofrecuencia compleja. La Fig. 2 (Fig. 3) exhibe la solución $\tau(r)$ correspondiente a pequeños (grandes) valores de τ , en otras palabras, al régimen hidrodinámico (elástico). Podemos observar, al examinar la Fig. 2, que la solución hidrodinámica se comporta como fue establecido por otros autores ⁵ a partir del cálculo del potencial óptico con interacciones efectivas: la desaparición del bloqueo de Pauli en la superficie nuclear favorece las colisiones nucleón-nucleón contrarrestando la mayor dilución, la que domina en la región externa gobernando entonces la cola Maxwelliana de la distribución de Fermi y pro-

duciendo por lo tanto un tiempo de relajación aproximadamente proporcional a ρ^{-1} .

En el régimen viscoelástico, la conducta de $\tau(r)$ es absolutamente distinta, ya que la ecuación de Boltzmann que resulta de la versión semiclásica de la teoría de HFDT extendida ¹ no incluye bloqueo de Pauli en su núcleo colisional. El fluido nuclear se comporta clásicamente, respondiendo más elásticamente cuando el módulo de Lamè μ decrece ⁶, es decir en la superficie nuclear. Es importante observar los distintos órdenes de magnitud en las escalas temporales de las figuras 2 y 3. En la región interior del núcleo, este permanece por debajo de $0.1 \cdot 10^{-22}$ seg en el caso hidrodinámico para valores de $\tau < 1$ MeV y $\alpha < 0.5 \cdot 10^{22}$ seg⁻¹. Tales valores del tiempo de colisión son muy pequeños para permitir observar el modo a la energía experimental, por lo que no se debe en cuenta la solución hidrodinámica en la descripción del modo bajo consideración.

REFERENCIAS

1. Ring, P., Schuck, P.: The nuclear many-body problem, Cap. 13, Berlín-Heidelberg - ew York: Springer 1980.
2. Holzwarth, G., Eckart, G.: Nucl. Phys. A **325**, 1 (1979).
3. Hernández, E. S., Vignolo, C. E.: Z. Phys. A - Atomic Nuclei **333** (en prensa).
4. Vignolo, C. E., Hernández, E. S.: Z. Phys. A - Atomic Nuclei (enviado para su publicación).
5. Zhuo, Y., Han, Y., Wu, X.: Progr. Theor. Phys. **79**, 110 (1988).
6. Landau, L. D., Lifshitz, E. M.: Teoría de la elasticidad, Cap. 1, Barcelona - Buenos Aires - México: Reverté 1969.