

Las múltiples caras de núcleo

ALFREDO POVES

Departamento de Física Teórica e IFT, UAM-CSIC

100 años de Física del Núcleo Atómico
Universidad de Salamanca, Julio de 2011

- Introducción
- Masas, Tamaños, Energías de Ligadura, Fisión y Fusión
- Gotas cuánticas o sistemas planetarios? Los números mágicos
- Colectividad; Núcleos deformados y Superdeformados; Superfluidez Nuclear; Alotropía Nuclear
- Sorpresas; El archipiélago dónde los números mágicos desaparecen
- Exotismos; Núcleos con un halo de neutrones
- Procesos (muy) raros; La desintegración doble beta y la masa y la naturaleza de los neutrinos

A hombros de gigantes



Hans Geiger (left) and Ernest Rutherford's experimental work revealed the nucleus at the centre of atoms.



El descubrimiento de nuevos núcleos

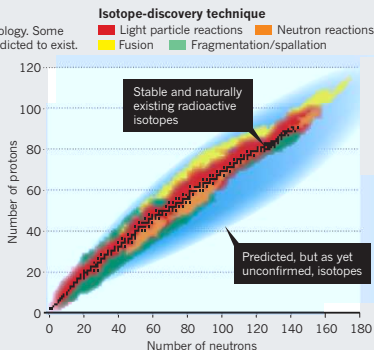
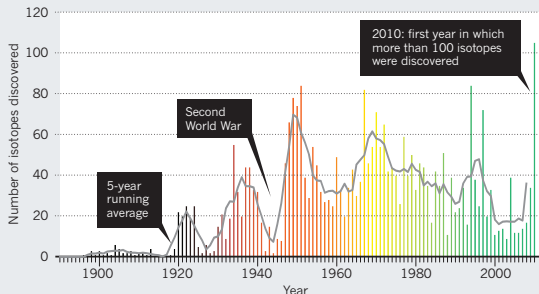
No hay un criterio unívoco para determinar si una cierta combinación de neutrones y protones ($N+Z=A$) puede formar un núcleo. Digamos que si su vida media es menor que 1 ns se empieza a hablar de una resonancia. La mayoría de los núcleos son radiactivos y se desintegran α o β con vidas medias mucho mas largas que este límite. Consideramos estables a aquellos núcleos cuyas vidas medias son comparables con la edad del sistema solar (o del universo).

El descubrimiento de nuevos núcleos

(M. Thoennessen y B. Sherrill, Nature **473** (2011) 25)

THE NUCLIDE TRAIL

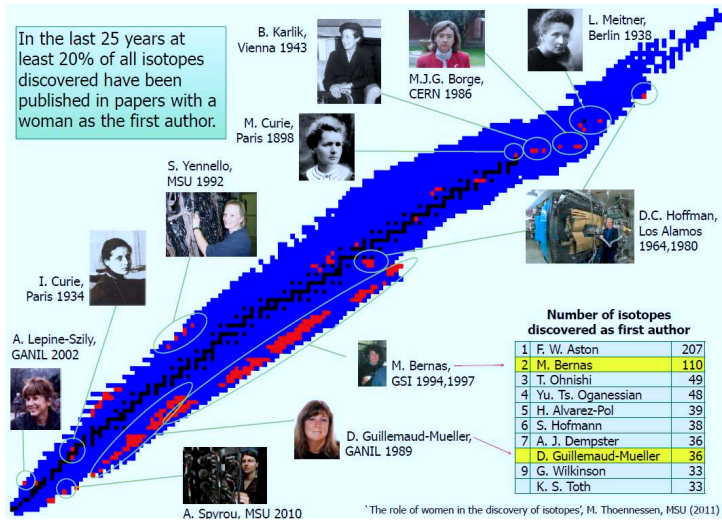
Isotope discovery over the past 100 years (below) has jumped with each introduction of new technology. Some 2,700 radioactive isotopes have been discovered so far (below right), but about 3,000 more are predicted to exist.



Participación española en el descubrimiento de nuevos núcleos; Ayer

- 1735, Antonio de Ulloa descubre el Platino ($Z=78$), cuyos isótopos estables son el ^{190}Pt , ^{192}Pt , ^{194}Pt , ^{195}Pt , ^{196}Pt y ^{198}Pt
- 1783, Fausto y Juan José de Elhúyar descubren el Wolframio (Tungsteno) $Z=74$, cuyos isótopos estables tienen $A=180$, 182 , 183 , 184 y 186
- 1801, Andrés Manuel del Río descubre el Vanadio ($Z=23$), cuyos dos isótopos estables son el ^{50}V y el ^{51}V

Participación española en el descubrimiento de nuevos núcleos; Hoy



PHYSICAL REVIEW C **82**, 041602(R) (2010)

Production of new neutron-rich isotopes of heavy elements in fragmentation reactions of ^{238}U projectiles at 1A GeV

H. Alvarez-Pol,^{1,*} J. Benlliure,¹ E. Casarejos,^{1,†} L. Audouin,² D. Cortina-Gil,¹ T. Enqvist,^{3,‡} B. Fernández-Domínguez,¹ A. R. Junghans,⁴ B. Jurado,⁵ P. Napolitani,^{2,3} J. Pereira,^{1,§} F. Rejmund,⁶ K.-H. Schmidt,³ and O. Yordanov^{3,¶}

¹Universidad de Santiago de Compostela, E-15782 Santiago de Compostela, Spain

²IPN, IN2P3-CNRS, Université Paris-Sud 11, UMR 8608, F-91406 Orsay, France

³GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Planckstrasse 1, D-64291 Darmstadt, Germany

⁴Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, D-01328 Dresden, Germany

⁵Université Bordeaux I, CNRS/IN2P3, CENBG, BP 120, F-33175 Gradignan, France

⁶GANIL CEA/DSM-CNRS/IN2P3, BP 55027, F-14076 Caen, France

(Received 30 July 2010; published 28 October 2010)

The production of heavy neutron-rich nuclei has been investigated using cold-fragmentation reactions of ^{238}U projectiles at relativistic energies. The experiment performed at the high-resolving-power magnetic spectrometer Fragment Separator at GSI made it possible to identify 40 new heavy neutron-rich nuclei: ^{205}Pt , $^{207-210}\text{Au}$, $^{211-216}\text{Hg}$, $^{214-217}\text{Tl}$, $^{215-220}\text{Pb}$, $^{219-224}\text{Bi}$, $^{223-227}\text{Po}$, $^{225-229}\text{At}$, $^{230,231}\text{Rn}$, and ^{233}Fr . The production cross sections of these nuclei were also determined and used to benchmark reaction codes that predict the production of nuclei far from stability.

DOI: [10.1103/PhysRevC.82.041602](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.041602)

PACS number(s): 25.70.Mn, 27.80.+w, 27.90.+b, 29.38.Db

The possibility to extend the present limits of the chart of the nuclides provides unique opportunities for investigating the nuclear many-body system with extreme values of isospin and most of the stellar nucleosynthesis processes leading to the production of the heaviest elements in our universe [1]. This is the reason why presently, several new-generation in-flight radioactive-beam facilities are being commissioned, built, or designed [2–4]. These facilities will take advantage of two reaction mechanisms, fission and fragmentation, for producing nuclei far from stability.

Fragmentation reactions of ^{48}Ca beams have been used to produce light neutron-rich nuclei [5] and reach the heaviest known nuclei at the neutron drip line [6]. Fission reactions

of heavy stable projectiles such as ^{238}U or ^{208}Pb at relativistic energies to populate that region of the chart of nuclides [11,12]. The idea behind it was to take advantage of the complete noncorrelation of the nucleons removed from the projectile, leading to a large distribution in N/Z of the projectile prefragments, and the large range in excitation energy gained per abraded nucleon during this process. Both effects should be sufficient to populate cold-fragmentation reaction channels where the incident projectiles lose mostly protons while the excitation energy gained in the process is rather low. The extreme case for these reactions involves the proton-removal channels where the projectiles lose only protons and the excitation energy gained is below the particle evaporation threshold.

Participación española en el descubrimiento de nuevos núcleos; Hoy

Sc 46 18.7 s β ⁺ 3.4 γ 1.96, 1.21 n 142	Sc 47 3.35 d β ⁺ 0.4; 0.8 γ 1.59	Sc 48 43.67 h β ⁺ 0.7 γ 394, 1312, 1038	Sc 49 57.2 m β ⁺ 2.0 γ (1760; 1820)	Sc 50 1.7 m β ⁺ 3.7, 4.2 γ 1594, 1121, 524	Sc 51 12.4 s β ⁺ 4.3, 5.0 γ 1437, 2144, 1968	Sc 52 8.2 s β ⁺ 7.0 γ 1050, 1266, 1032, 1215	Sc 53 > 3 s β ⁺	Sc 54 0.36 s β ⁺ 1495, 1001, 1021	Sc 55 115 ms β ⁺ γ 593	Sc 56 88 ms - 35 ms β ⁺ 1126, 1161, 890 n 1108
Ca 45 163 d β ⁺ 0.3 γ (12); β ⁺ n 15	Ca 46 0.004 β ⁺ 0.70	Ca 47 4.54 d β ⁺ 0.7; 2.0 γ 1297, 808, 489	Ca 48 0.187 β ⁺ 1.0	Ca 49 8.72 m β ⁺ 2.2; 2.9 γ 3094, 4072	Ca 50 13.9 s β ⁺ 3.1 γ 1257, 1519, 72, 1391	Ca 51 10.0 s β ⁺ 3.1 γ 962, 1394, 1188, 1480	Ca 52 4.6 s β ⁺ 4.1 γ 675, 961, 1636, 2070	Ca 53 90 ms β ⁺ n ?	Ca 54 >300 ns β ⁺ n ?	Ca 55 >300 ns β ⁺ n ?
K 44 22.2 m β ⁺ 5.7 γ 1157, 2151	K 45 17.8 m β ⁺ 2.3; 4.2 γ 174; 1706	K 46 115 s β ⁺ 6.4 γ 1347, 3700	K 47 17.5 s β ⁺ 4.1 γ 2013, 596, 565	K 48 6.8 s β ⁺ 5.3; 6.4 γ 3632, 790 n 0.23	K 49 1.26 s β ⁺ 4.0; 10.5 n 1.38; 1.51; 0.44 γ 4272; 2249	K 50 472 ms β ⁺ 5.3; 14.0 n 1.027; 4030 n 2.48; 2.83; 1976	K 51 365 ms β ⁺ 13.9 n 2.23; 0.94 n 1.04; 2.22 γ 2563; 2377 n ?	K 52 105 ms β ⁺ 13.7 n 0.74; 0.94; 2.31 γ 2563; 2220	K 53 30 ms β ⁺ n ?	K 54 10 ms β ⁺ n ?
Ar 43 5.37 m β ⁺ 9.75; 738; 1440	Ar 44 11.87 m β ⁺ 183; 1703; 1880	Ar 45 21.5 s β ⁺ 3.2; 5.8 γ 1020; 3707; 61	Ar 46 7.8 s β ⁺ 1.944	Ar 47 1.23 s β ⁺ 9.8 γ 360; 1660; 1742	Ar 48 475 ms β ⁺ n ?	Ar 49 170 ms β ⁺ n ?	Ar 50 85 ms β ⁺ n ?	Ar 51 >200 ns β ⁺ n ?	34	
Cl 42 6.9 s β ⁺ γ 1207	Cl 43 3.13 s β ⁺ 6.1; 7.8 γ 762; 1032; 679	Cl 44 0.56 s β ⁺ 1158; 850; 2796; 2010 n ?	Cl 45 420 ms β ⁺ 1.542 - 2751 n ?	Cl 46 223 ms β ⁺ n ?	Cl 47 101 ms β ⁺ n ?	Cl 48 >200 ns β ⁺ n ?	Cl 49 >200 ns β ⁺ n ?	Cl 51 >200 ns β ⁺ n ?	34	
S 41 1.99 s β ⁺ 1.130 - 1408 n ?	S 42 1.03 s β ⁺ 5.1; 6.0 γ 119; 724; 1282; 471 n ?	S 43 282 ms β ⁺ 1.329 - 2021 n ?	S 44 100 ms β ⁺ n ?	S 45 68 ms β ⁺ n ?	S 46 50 ms β ⁺ n ?	S 47 >200 ns β ⁺ n ?	S 48 >200 ns β ⁺ n ?	S 49 <200 ns n ?	34	
P 40 150 ms β ⁺ 19.6; 13.9 γ 804; 3235; 3490; 4706 n ?	P 41 100 ms β ⁺ 1.329 - 1614 n ?	P 42 48.5 ms β ⁺ n ?	P 43 36.5 ms β ⁺ n ?	P 44 18.5 ms β ⁺ n ?	P 45 >200 ns β ⁺ n ?	P 46 >200 ns β ⁺ n ?	32		51	
Si 39 47.5 ms β ⁺ n ?	Si 40 33.0 ms β ⁺ n ?	Si 41 20.0 ms β ⁺ n ?	Si 42 12.5 ms β ⁺ n ?	Si 43 >260 ns β ⁺ n ?	30		50		Sn 118.710 α 0.61	Sn 100 0.94 s β ⁺ 3.4 γ

Beta decay of the new isotopes ^{52}K , ^{52}Ca , and ^{52}Sc ; a test of the shell model far from stability

A. Huck, G. Klotz, A. Knipper, C. Miehé, C. Richard-Serre, and G. Walter
Centre de Recherches Nucléaires, 67037 Strasbourg Cedex, France

A. Poves
Departamento de Física Teórica, Universidad Autónoma, Madrid 34, Spain

H. L. Ravn
The Isolde Collaboration, CERN 1211 Geneva 23, Switzerland

G. Marguier
Institut de Physique Nucléaire, Université Lyon 1, 69622 Villeurbanne Cedex, France
 (Received 4 September 1984)

The nuclides ^{52}K , ^{52}Ca , and ^{52}Sc have been produced by fragmentation of a uranium target with a 600 MeV proton beam. The subsequent β decays to the daughter nuclei ^{52}Ca , ^{52}Sc , and ^{52}Ti have been studied by neutron and γ spectroscopy on sources obtained from on-line mass separation. β decay energies have been determined by β - γ coincidence spectroscopy. In addition to the short half-life of ^{52}K ($T_{1/2}=110\pm 30$ ms), we attributed two different half-lives ($T_{1/2}=4.6\pm 0.3$ s and $T_{1/2}=8.2\pm 0.2$ s) to ^{52}Ca and ^{52}Sc , respectively. A decay scheme has been established for ^{52}K involving five β branches to delayed neutron emitting states between 6.6 and 10.3 MeV and one β branch to a bound level at $E_x=2.56$ MeV. The ^{52}Ca decay scheme accounts for β branches to four levels at 1.64, 2.75, 3.46, and 4.27 MeV for which the deduced $\log ft$ values restrict the angular momentum and parity to $J^\pi=1^+$. For the ^{52}Sc ground state, strong β transitions to the 2^+ (1.05 MeV) and the (4^+) (2.32 MeV) levels in ^{52}Ti strongly favor a $J^\pi=3^+$ attribution. The measured Q_β values for the ^{52}Ca (5.7 ± 0.2 MeV) and ^{52}Sc (8.02 ± 0.25 MeV) decay are noticeably lower than expected from mass systematics. The energy level diagrams of ^{52}Ca , ^{52}Sc , and ^{52}Ti nuclei have been calculated in the framework of the shell model with a realistic interaction. Good agreement between theory and experiment is achieved as well for excitation energies as for mass excesses, assuring then the applicability of the theory to this region of nuclei far from stability.

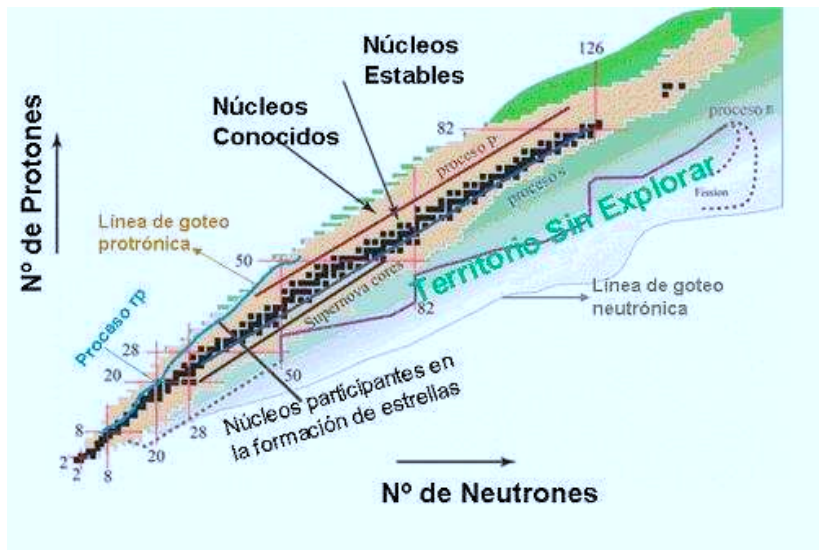
I. INTRODUCTION

An extension of the known experimental properties of neutron-rich nuclei up to $N=32$ in the vicinity of the

II. EXPERIMENTAL PROCEDURE

The very neutron-rich isotopes of the light elements at ISOLDE are produced by bombarding ~ 13 g/cm² uranium oxide targets or, more recently, by bombarding a 122

El mapa de los núcleos o la carta de Segré



Los límites de la existencia de los núcleos

- Para que un núcleo "exista" debe pesar menos que cualquier otra combinación de sus constituyentes por separado (N neutrones y Z protones, $A=N+Z$). No obstante, si los fragmentos en los que se puede dividir están cargados, la desintegración, aunque esté permitida energéticamente, tiene que proceder por efecto túnel a través de una barrera Coulombiana, por lo que la vida media del isótopo puede ser suficientemente larga para darle carta de existencia
- La diferencia entre la masa de un núcleo y la de sus constituyentes se llama energía de ligadura

$$B = Z m_{\pi} c^2 + N m_{\nu} c^2 - M_N(Z, N) c^2$$

Los límites de la existencia de los núcleos

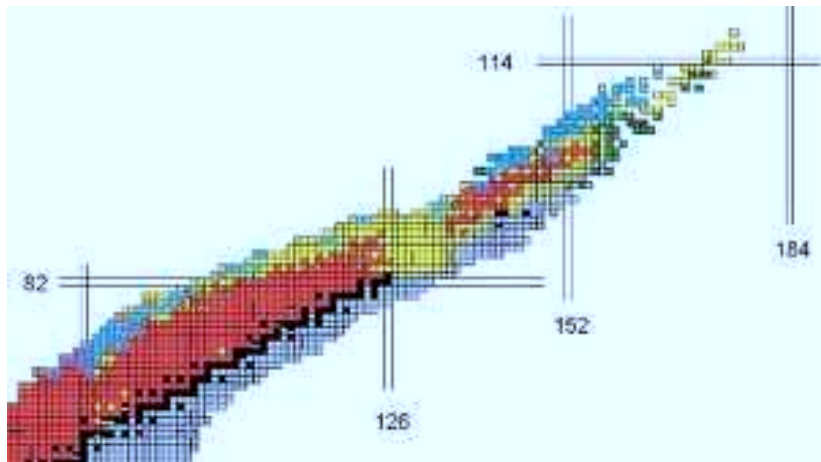
- Las energías de separación de un neutrón y de un protón

$$S_n = B(N, Z) - B(N - 1, Z) \quad S_p = B(N, Z) - B(N, Z - 1)$$

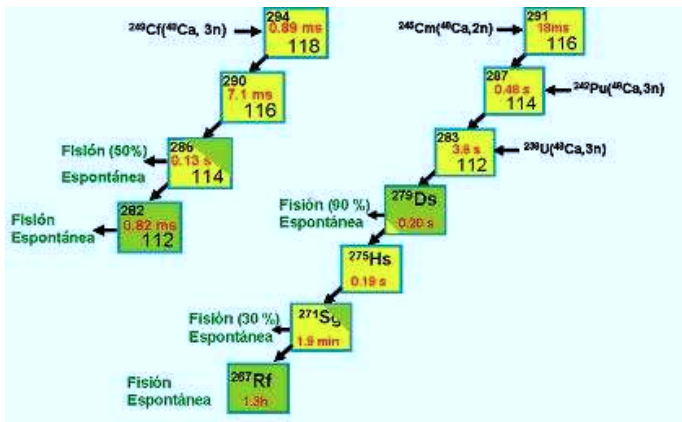
juegan un papel similar al de los potenciales de ionización del átomo

- Las curvas $S_n=0$ y $S_p=0$ definen las líneas de goteo (drip lines) de neutrones y protones y por lo tanto los límites del territorio nuclear hacia el este y el oeste
- Para valores muy grandes de Z , la desintegración α y la fisión, que pueden ocurrir muy rápidamente, terminan estableciendo la última frontera nuclear
- No está descartado que puedan existir núcleos neutros (más acá de las estrellas de neutrones). De hecho se conocen sistemas fermiónicos (gotas de átomos de ${}^3\text{He}$) que no forman estados ligados de menos de ~ 30 componentes

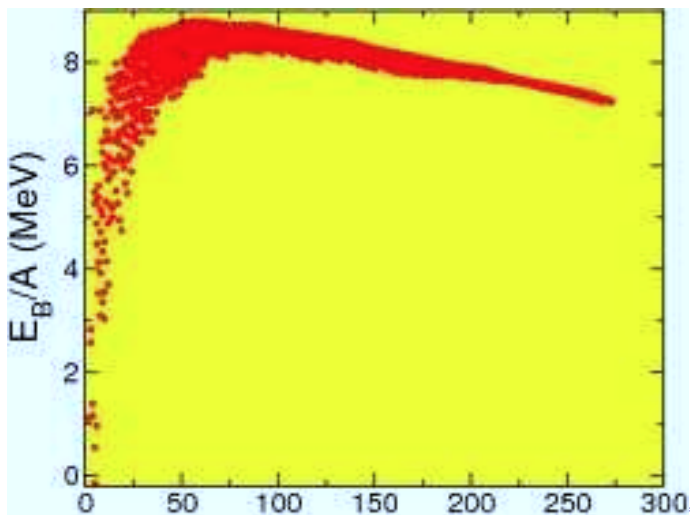
Los núcleos superpesados



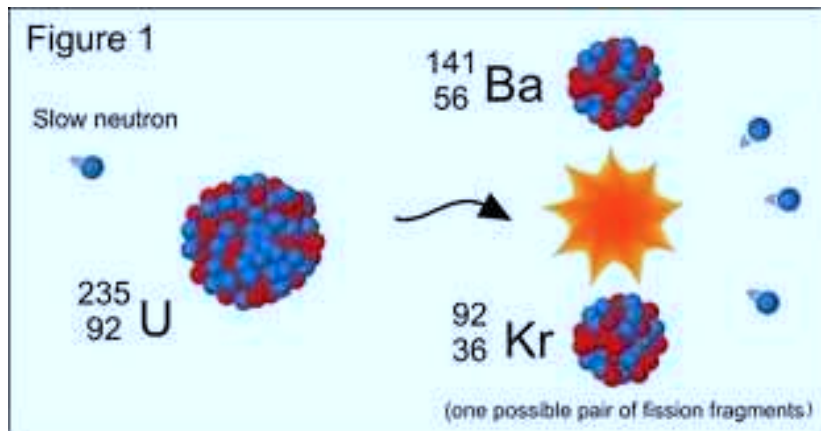
Los núcleos superpesados



Las energías de ligadura nucleares



La fisión nuclear



Lisa Meitner, un premio Nobel escamoteado



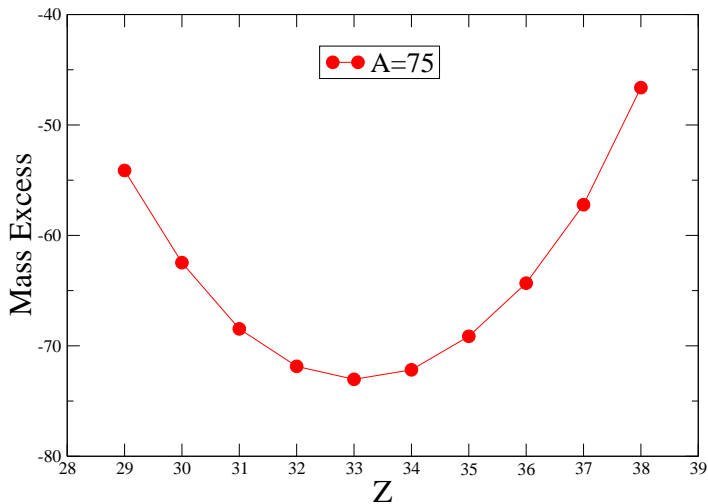
Gotas cuánticas o sistemas planetarios?

- La energía de ligadura por nucleón es aproximadamente constante y la densidad central de los núcleos también. Esta propiedad se llama saturación.
- Las energías de ligadura nucleares y la relación N/Z de los núcleos estables se pueden modelizar considerando el núcleo como una gota cuántica compuesta de dos fluidos fermiónicos, uno cargado y otro neutro

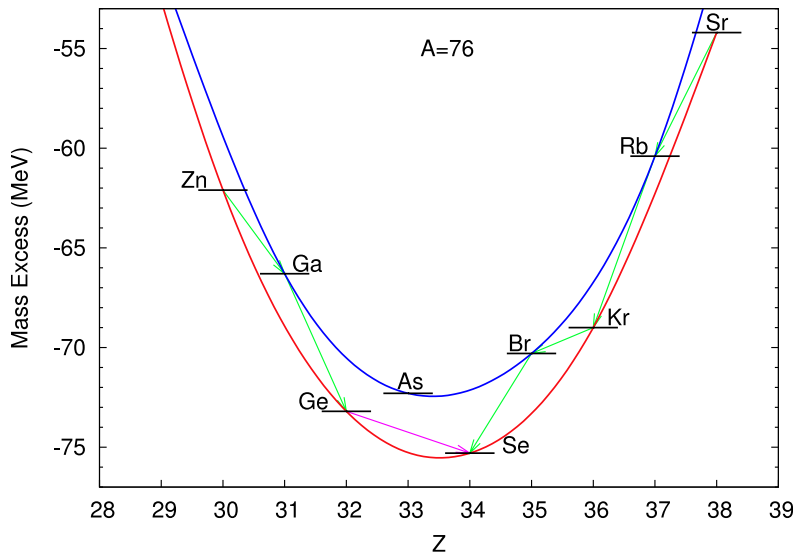
$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2 A^{-1/3} - a_{As} \frac{(N - Z)^2}{A}$$

- El modelo de la gota líquida también proporcionó las primeras explicaciones de la fisión en base a la competencia entre las energías coulombiana y de superficie de una gota deformada
- Pero, esta no era la última palabra

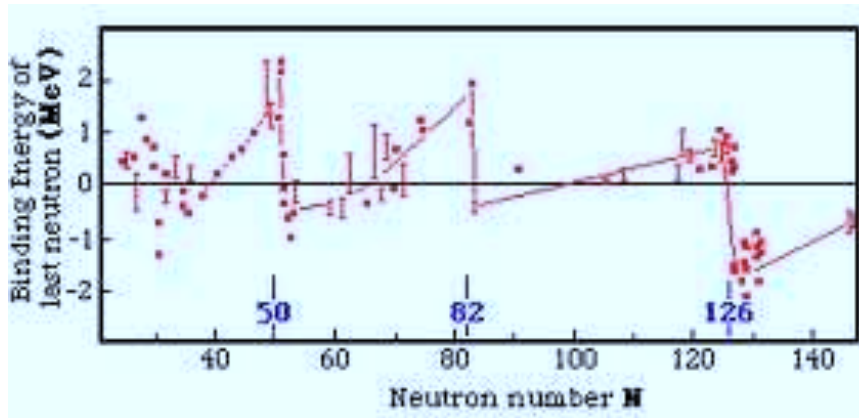
Los isóbaros y sus parábolas



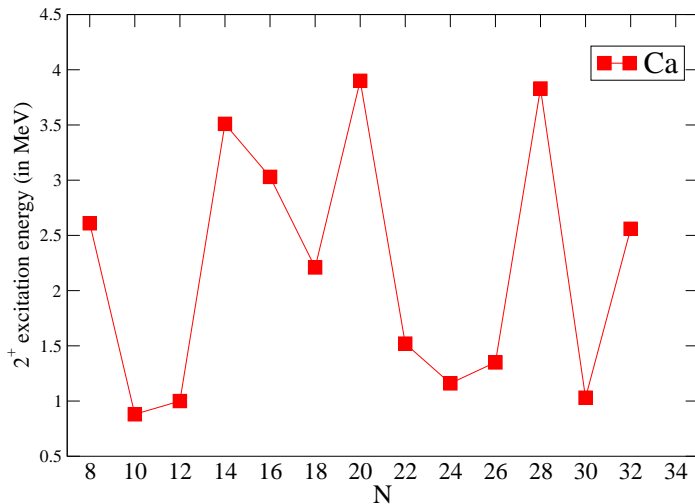
Los isóbaros y sus parábolas



Los números mágicos, 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126



Los números mágicos, 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126



El Modelo de Capas Nuclear

La hipótesis básica del modelo de capas nuclear es que a orden cero el resultado de las complicadas interacciones entre los neutrones y los protones es producir un campo promedio autoligante. En 1949, María Goeppert-Mayer y Hans Jensen propusieron como campo medio esférico un oscilador armónico tridimensional mas un término espín órbita muy atractivo y un término órbita órbita que simulaba el comportamiento correcto en la superficie del núcleo. Con ello explicaron los números mágicos, y además de ganar el Premio Nobel, iniciaron el estudio microscópico de la estructura nuclear.

$$H = \sum_i h(\vec{r}_i)$$

$$h(r) = -V_0 + t + \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 - V_{so}\vec{l} \cdot \vec{S} - V_B l^2$$

El Modelo de Capas Nuclear

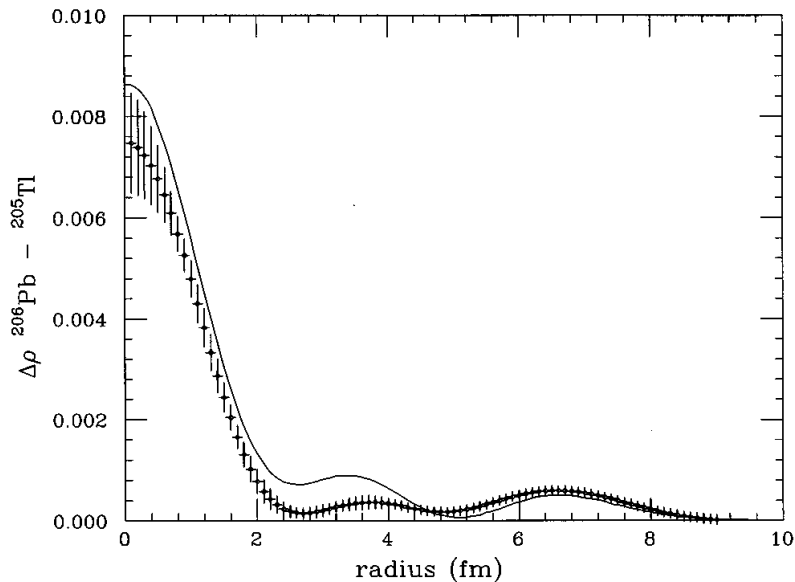
- El procedimiento para extraer el campo medio óptimo en un sistema de fermiones interactuantes es la aproximación de Hartree y Fock, que es extremadamente exitosa en la descripción de los átomos. Una vez obtenido el campo medio, la función de ondas del sistema no es mas que el producto antisimetrizado de las funciones de onda monoparticulares que son soluciones de la ecuación de Schroedinger para dicho campo medio, *i. e.* determinantes de Slater.
- En el núcleo hay problemas añadidos, porque la interacción nucleón nucleón es fuertemente repulsiva a cortas distancias, lo que hace impracticable utilizar el método de Hartree y Fock directamente. Estos problemas fueron resueltos por la teoría de las interacciones efectivas (Brueckner 1954) basada en la idea de quasipartículas independientes

El significado del Modelo de Capas

En un maravilloso experimento de dispersión elástica de electrones por ^{206}Pb y ^{205}Tl realizado en 1982, Cavedon *et al* consiguieron medir la diferencia entre las densidades de carga de ambos núcleos. En la aproximación de campo medio dicha diferencia no es mas que el cuadrado de la función de onda de la órbita $3s_{1/2}$.

Para saber mas de este tema lean el artículo “ Independent particle motion and correlations in fermion systems” V. R. Pandharipande, et al., RMP 69 (1997) 981.

El significado del Modelo de Capas



Mas allá del Campo medio; Correlaciones

La interacción entre los nucleones en el núcleo está dominada por tres tipos de términos:

- El campo medio esférico generalizado o Hamiltoniano Monopolar

$$\mathcal{H}_m = \sum n_i \epsilon_i + \sum \frac{1}{(1 + \delta_{ij})} \bar{V}_{ij} n_i (n_j - \delta_{ij})$$

- La interacción de emparejamiento (Pairing) responsable de la superfluidez nuclear
- La interacción cuadrupolar, responsable de la existencia de núcleos deformados

Correlaciones

Los términos responsables de las correlaciones \mathcal{H}_M pueden escribirse en dos representaciones, partícula-partícula y partícula-hueco :

$$\mathcal{H}_M = \sum_{r \leq s, t \leq u, \Gamma} W_{rstu}^{\Gamma} Z_{rs\Gamma}^+ \cdot Z_{tu\Gamma},$$
$$\mathcal{H}_M = \sum_{rstu\Gamma} [\gamma]^{1/2} \frac{(1 + \delta_{rs})^{1/2} (1 + \delta_{tu})^{1/2}}{4} \omega_{rtsu}^{\gamma} (S_{rt}^{\gamma} S_{su}^{\gamma})^0,$$

donde Z_r^+ (Z_r) es el producto acoplado de dos operadores de creación (aniquilación) y S^{γ} es el producto acoplado de un operador de creación y otro de aniquilación. Los términos $\Gamma=0$ corresponden a la interacción de pairing y los $\gamma=2$ a la interacción cuadrupolar

$$Z_{rs\Gamma}^+ = [a_r^{\dagger} a_s^{\dagger}]^{\Gamma} \text{ y } S_{rs}^{\gamma} = [a_r^{\dagger} a_s]^{\gamma}$$

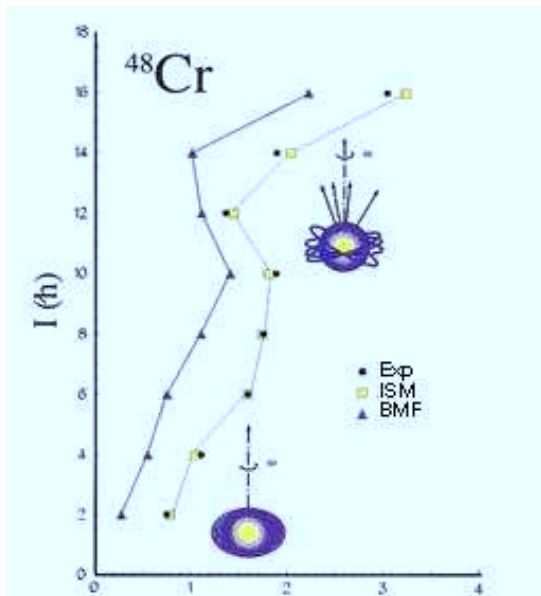
Núcleos Superfluídos, Núcleos Aguja

Cuando el campo medio cerca del nivel de Fermi es tal que la interacción de emparejamiento es dominante, el núcleo se vuelve superfluído

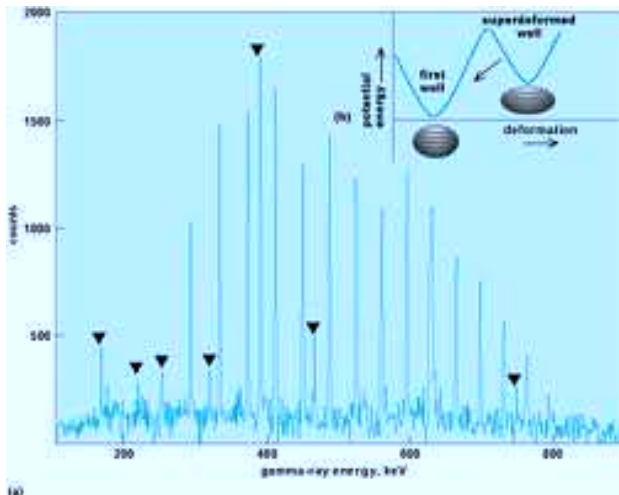
Cuando el campo medio cerca del nivel de Fermi es tal que la interacción cuadrupolar es dominante, el núcleo adquiere una deformación permanente, que es un ejemplo de ruptura espontánea de la simetría rotacional.

Si el hamiltoniano monopolar fuera despreciable, obtendríamos agujas nucleares superfluídas

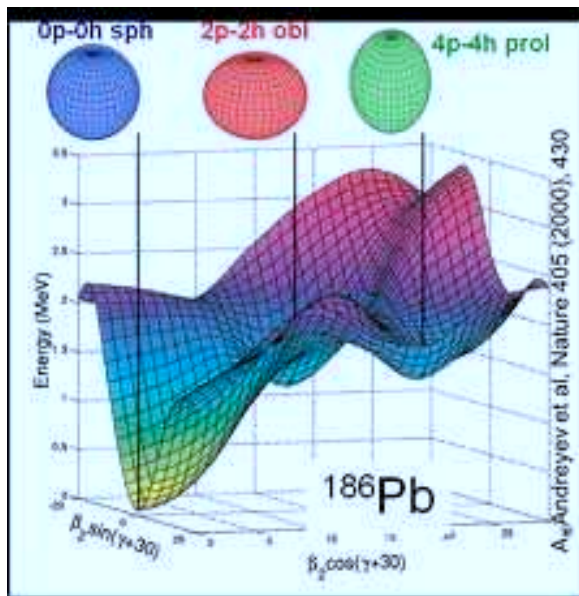
Núcleos Deformados



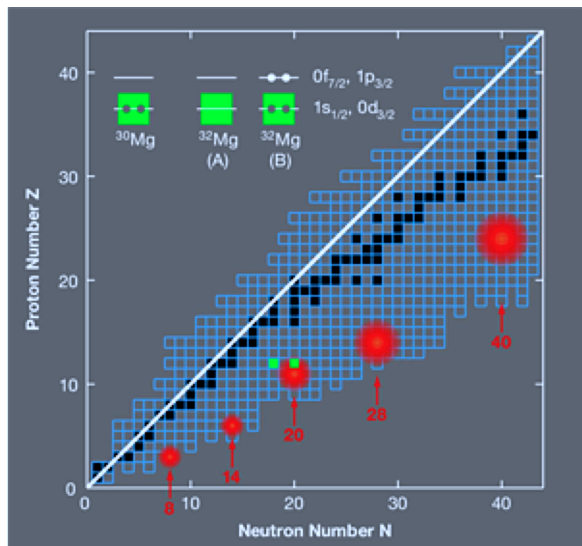
Núcleos Superdeformados



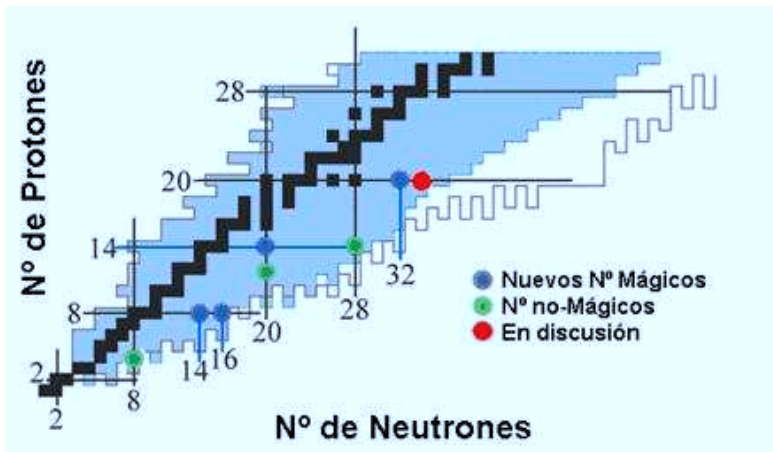
Coexistencia; Alotropía Nuclear



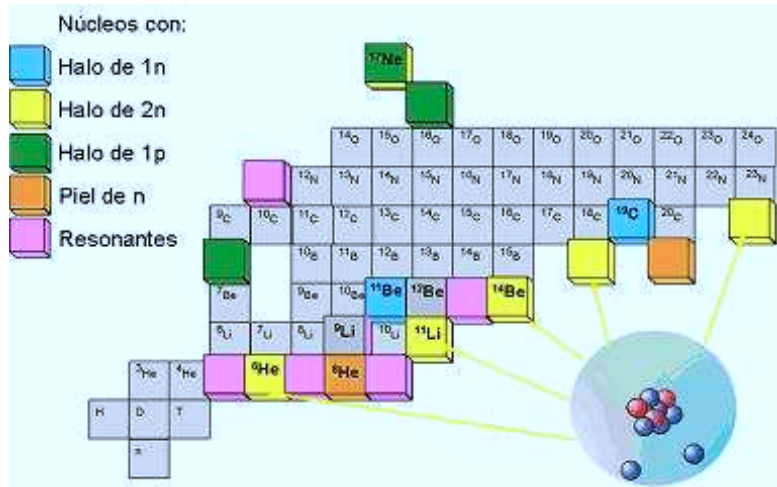
El archipiélago dónde unos números mágicos desaparecen



y otros aparecen

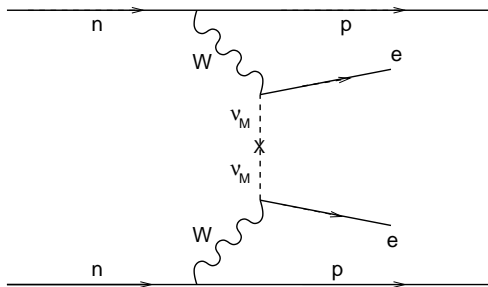


Núcleos con Halo



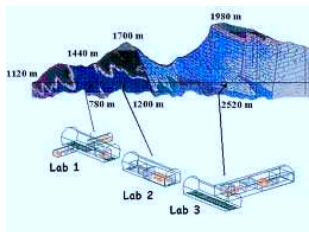
Desintegraciones $\beta\beta$ sin neutrinos

Si los neutrinos tuvieran masa (que la tienen) y fueran partículas de Majorana (es decir sus propias antipartículas) las desintegraciones $\beta\beta$ podrían tener lugar sin que hubiera emisión de neutrinos



Desintegraciones $\beta\beta$ sin neutrinos

Las semividas de estos procesos dependen del valor del $Q_{\beta\beta}$, de los elementos de matriz nucleares y de la escala de masa de los neutrinos. Típicamente las semividas serían del orden de 10^{25} años para una masa de 1 eV, de 10^{27} años para una masa de 100 meV y de 10^{29} años para 10 meV. Para medir esos procesos raros, mejor tener mucha paciencia y mucha tierra encima !!



Un sistema complejo, con muy distintas escalas

