

Fissió d'agregats metàl·lics: El cas $\text{Na}_{24}^{2+} \rightarrow \text{Na}_{21}^+ + \text{Na}_3^+$

Andreu Rigo Gost i Francesca Garcias Gomila*

Departament de Física. Universitat de les Illes Balears

Introducció

Definim un agregat (*cluster* a la bibliografia anglesa) com un conjunt d'àtoms lligats per les seves interaccions mútues. El seu nombre de constituents pot variar des d'uns pocs àtoms fins a alguns centenars o fins i tot milers.

L'estudi d'aquests sistemes té un considerable interès científic i tecnològic. Els sistemes finits presenten propietats que difereixen de les propietats globals dels sistemes macroscòpics; l'estudi d'aquestes propietats pot conduir a un coneixement millor de l'estructura de la matèria. D'altra banda, moltes micropartícules són prou estables com per tenir aplicacions pràctiques en diferents camps, com ara la catàlisi química, la dispersió de contaminants, la fotografia, la microelectrònica, els materials de construcció...

Una de les línies d'investigació relacionades amb els agregats que ha tengut més interès en els darrers anys ha estat l'estudi dels processos de fragmentació d'agregats ionitzats. Es vol conèixer el nombre mínim d'àtoms (d'acord amb l'excés de càrrega) per tal que l'agregat sigui estable, els possibles canals de dissociació dels agregats inestables i la distribució de massa i càrrega dels fragments.

Els agregats metàl·lics carregats (positivament) només són observables experimentalment quan el nombre d'àtoms constituents supera una certa mida crítica, N_c , que depèn de l'estat de càrrega del sistema i de l'element químic considerat.

En aquest treball ens restringim a l'estudi d'agregats de Na doblement carregat, per als quals el nombre crític és $N_c=27$. Experimentalment s'ha trobat que per a agregats de grandària major que N_c el principal canal de dissociació consisteix en la pèrdua d'un monòmer (o un dímer) neutre, procés que anomenam *evaporació*. A prop de la mida crítica s'observa la *fissió* de l'agregat en dos fragments carregats.

En certes condicions experimentals es poden observar agregats de sodi doblement carregats per davall del nombre crític, és a dir, sistemes Na_N^{2+} amb $N < 27$ que

no fissionen. Això és una evidència que el procés de dissociació es veu controlat per l'existència d'una barrera d'energia. L'altura d'aquesta barrera augmenta amb la mida N de l'agregat pare. Com que l'energia necessària per tal que es produeixi l'evaporació gairebé no varia amb el nombre de constituents, tenim que existeix una certa mida per a la qual l'altura de la barrera de fissió i la calor d'evaporació són iguals. Aquesta mida correspon al valor crític d'aparició d'agregats doblement carregats a l'espectre de masses. Així, si $N < N_c$ el procés de dissociació dominant és la fissió (requereix menys energia), mentre que per a $N > N_c$ és l'evaporació el procés energèticament favorable.

El procés $X_N^{2+} \rightarrow X_{N-3}^+ + X_3^+$ és el canal de fissió observat de forma experimental més freqüentment, ja que el fragment X_3^+ correspon a un nombre màgic d'electrons de valència (els nombres màgics d'electrons de valència per als agregats de sodi són 2, 8, 20, 40, 58, 92...). Aquest fet fa pensar que el procés de fissió ve fortament condicionat per l'estructura de capes dels electrons deslocalitzats dels àtoms que conformen l'agregat. Així, sembla necessari incloure aquesta estructura de capes en calcular l'altura de la barrera de fissió. Experimentalment s'obtenen també fragments de fissió que no són màgics (Na_5^+ , Na_7^+ ...), ja que hi ha prou energia d'excitació perquè es dugui a terme el canal de fissió corresponent, encara que no sigui el més favorable.

La fragmentació d'agregats metàl·lics s'ha estudiat de manera teòrica mitjançant tres models (gota líquida, dinàmica molecular i teoria del funcional de la densitat (DFT) amb el model de *jellium*), dels quals s'ha escollit el darrer perquè es considera que proporciona un bon compromís entre senzillesa i rigurositat. Dintre de model de *jellium* amb DFT hi ha diferents aproximacions per realitzar el càlcul de barreres de fissió. Per tal d'intentar dur a terme una descripció completa de la fissió dels agregats, en aquest treball s'ha considerat un model on l'estructura iònica s'obté amb un model de *jellium* deformat (DJM) i el càlcul de la densitat electrònica i l'energia, amb les equacions de Kohn-Sham (KS) que tenen en compte els efectes de capes.

Abans de passar a descriure el mètode i presentar els resultats obtinguts definim algunes variables que emprarem per descriure les barreres. Consideram la calor d'evaporació ΔH_e com la diferència d'energia en-

* **Andreu Rigo Gost** (Palma de Mallorca, 1970) és llicenciat en Ciències Físiques per la Universitat de les Illes Balears (1994).

Francesca Garcias Gomila (Palma de Mallorca, 1962) és doctora en Física per la Universitat de les Illes Balears (1990) i professora titular de Física Atòmica, Molecular i Nuclear a la Universitat de les Illes Balears.

tre l'estat final i l'estat inicial en el procés $X_N^{2+} \rightarrow X_{N-1}^{2+} + X$. Com que el procés d'evaporació és endotèrmic, ΔH_e és sempre una quantitat positiva. F_m és el valor de l'altura de la barrera de fissió, calculat com la diferència d'energia entre el màxim de la barrera i la configuració de l'agregat pare.

Descripció del model

Per tal de descriure el procés de fissió consideram la descripció dels ions positius de l'agregat d'una banda, i la dels electrons de valència dels àtoms una altra.

Per descriure els ions feim servir un model de *jellium* consistent a simular l'efecte dels cors iònics (tots els nuclis i electrons interns dels àtoms) per una distribució de càrrega positiva i uniforme amb la densitat corresponent al metall sòlid. En el cas del sodi aquesta densitat és $n^+ = 3,73 \times 10^{-3} \text{u.a.}^{-3}$ (en aquest treball, tret que s'indiqui el contrari, feim servir les unitats atòmiques (u.a.) de Hartree, en la què $\hbar = 1$, $e^2 = 1$, $m_e = 1$, l'unitat de longitud és el radi de Bohr $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$ i la d'energia 1 Hartree=27,21 eV).

La justificació de l'aproximació del *jellium* prové del fet que en metalls simples el pseudopotencial iònic és petit i, per tant, els electrons de valència són gairebé lliures dins l'agregat, i no estan lligats a cap ió en particular. Convé tenir present que aquestes hipòtesis no es compleixen per als metalls de transició, ja que presenten capes internes actives en les quals els electrons es troben localitzats al voltant del cor iònic. En els metalls alcalins, com ara el sodi que tractam en aquest treball, les hipòtesis del *jellium* es compleixen prou bé.

En aquest treball consideram un *jellium* deformat (DJM). Modelam la càrrega positiva de l'agregat que fissiona amb una família de configuracions de *jellium* amb simetria axial corresponents a dues esferes de radis R_1 i R_2 connectades per una superfície quadràtica de revolució. Per tal de descriure aquestes configuracions es fan servir tres paràmetres: el d'asimetria Δ , el de distància ρ i el paràmetre de deformació del coll λ :

$$\Delta = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2}, \quad (1)$$

$$\rho = \frac{s}{R_1 + R_2}, \quad (2)$$

$$\lambda = \frac{L_1 + L_2}{R_1 + R_2}. \quad (3)$$

Per a una descripció de les variables que apareixen en aquestes equacions, vegeu la figura 1. El valor exacte d'aquestes variables ve determinat pel nombre de constituents de l'agregat pare, N . Atès que la densitat del *jellium* és constant, el nombre de partícules és directament proporcional al volum. Tenint això en compte s'ha de calcular un factor d'escala (a partir de Δ , ρ , λ i N) que assegura la conservació del volum i permet obtenir els valors finals de R_1 , R_2 , Z_1 , Z_2 , s i els tres coeficients de la cònica.

Convé remarcar la importància de la variable s que correspon a la separació entre els centres dels dos fragments. Representarem les barreres de fissió d'acord amb aquesta variable.

El paràmetre d'asimetria Δ ve determinat únicament per la mida dels fragments resultants de la fissió. Un pic determinat el canal de fragmentació a estudiar queden lliures únicament els paràmetres λ i ρ . Per tal de descriure completament el procés de fragmentació es poden considerar diferents camins de fissió. Ens hem restringit als casos en què λ es troba compresa entre 0 i 1, és a dir, configuracions còncaves. Convé tenir present que en augmentar el valor de ρ els fragments se separen cada vegada més, mentre que disminuir el valor de λ correspon a fer cada pic més estret el coll entre els dos fragments.

El punt inicial correspon a l'agregat pare, que suposam esfèric, i ve donat per les relacions

$$\rho = \Delta \quad (4)$$

i

$$\lambda = 1 - \frac{\Delta^2}{\rho}. \quad (5)$$

Aquesta segona equació defineix la corba de deformació de l'agregat. La forma del *jellium* si consideram un punt qualsevol sobre aquesta corba és la de dues esferes unides per una porció de con. Per tal de representar la fragmentació, partim del punt inicial i ens movem sobre la corba abans comentada (això correspon a deformar el *cluster* sense permetre que se separi en dos fragments) fins a un cert valor arbitrari de ρ a partir del qual abandonam aquest camí per seguir la corba corresponent a l'equació

$$(\lambda - 1)^2 - \rho^2 = C, \quad (6)$$

on C és una constant determinada pel valor de ρ en el punt on passam de la corba 5 a la 6. Aquesta corba ha estat escollida perquè sigui perpendicular a les isolínies d'obertura del coll. D'aquesta manera s'obté el camí de disminució més ràpida del coll del *jellium*. En moure'ns sobre aquest camí forçam el *jellium* a tenir un coll cada cop més estret fins que finalment queda separat en dos fragments en forma de gota, corresponent a la configuració que anomenarem d'escissió. Un pic els fragments es troben separats van prenent forma esfèrica, encara sobre la corba 6, fins que s'arriba a la configuració de dues esferes quan $\lambda = 0$. Per fer que aquestes se separin seguim la recta horitzontal $\lambda = 0$ augmentant ρ .

En el model de *jellium* deformat, tant l'autoenergia del *jellium* com el potencial que crea sobre els electrons de valència han de ser calculats numèricament.

Hem vist com descrivim la part iònica de l'agregat. Per tal de calcular la densitat dels electrons de valència i l'energia del *cluster*, feim servir la teoria del funcional de la densitat (DFT) juntament amb l'aproximació de la densitat local (LDA).

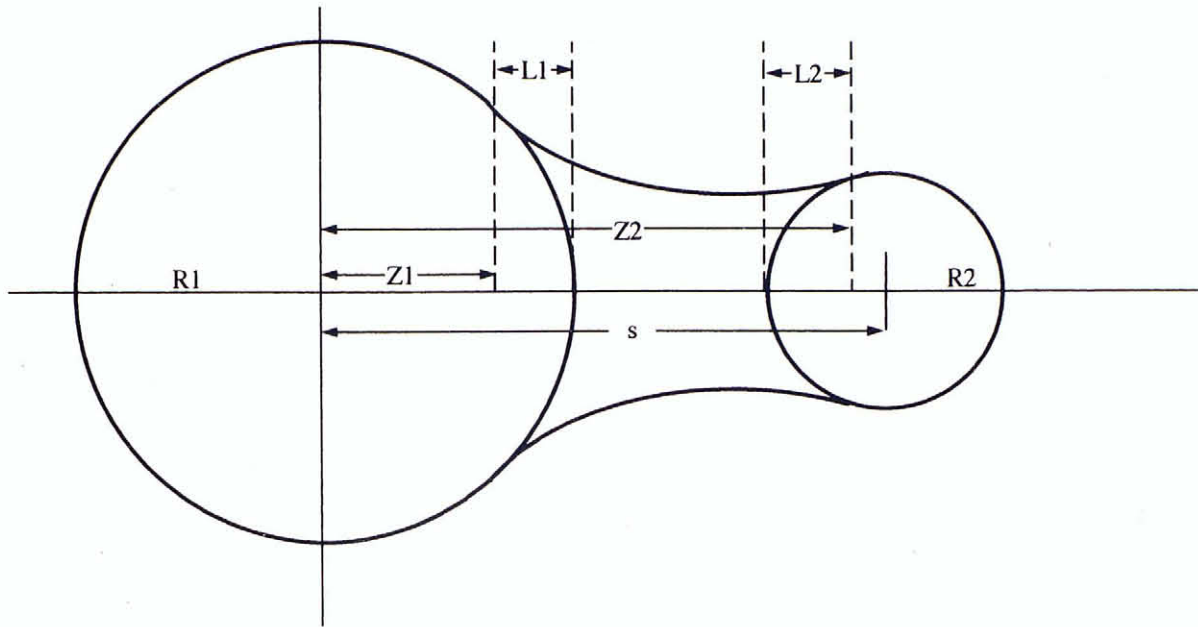


Figura 1: Parametrització de la configuració de "jellium" deformat

La teoria del funcional de la densitat es basa en el teorema de Hohenberg-Kohn, que afirma que la densitat de partícules $n(\vec{r})$ (en el nostre cas la densitat de partícules correspon a la dels electrons de valència, ja que la resta d'elements es troben inclosos dins el *jellium*) és la variable física que determina totes les propietats de l'estat d'equilibri d'un sistema de molts de cossos. En particular, l'energia del sistema vendrà donada per un funcional de la densitat de partícules $E[n]$.

DFT assegura l'existència de tal funcional, però no ens indica com trobar-ne l'expressió exacta. Per això s'han de fer certes aproximacions. Podem escriure el funcional $E[n]$ en general com

$$E[n] = \int v_j(\vec{r})n(\vec{r})d\vec{r} + \frac{1}{2} \int \frac{n(\vec{r})n(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\vec{r}d\vec{r}' + T_S[n] + E_{XC}[n]. \quad (7)$$

El primer terme correspon a l'energia electrostàtica d'interacció entre la densitat electrònica i el potencial creat pel *jellium*, v_j . El segon terme fa referència a l'energia coulombiana d'interacció entre els mateixos electrons de valència (terme directe o de Hartree). $T_S[n]$ és l'energia cinètica d'un sistema de fermions sense interaccions. El terme de correlació i intercanvi $E_{XC}[n]$ es defineix com la diferència entre el funcional exacte $E[n(\vec{r})]$ i els tres primers termes. Aquest darrer terme

ha de contenir tots els efectes resultants de les interaccions en un sistema de molts de cossos.

Queden per determinar en l'equació 7 els termes corresponents a l'energia cinètica i a l'energia de correlació i intercanvi. Per tal de calcular aquest darrer feim servir l'aproximació de la densitat local (LDA), consistent a prendre per a cada punt \vec{r} d'un sistema no homogeni l'energia de correlació i intercanvi d'un sistema homogeni amb densitat local $n(\vec{r})$:

$$E_{XC}[n] = \int d\vec{r}n(\vec{r})\varepsilon_{XC}(n(\vec{r})), \quad (8)$$

on $\varepsilon_{XC}(n)$ és l'energia de correlació i intercanvi per partícula d'un gas d'electrons uniforme de densitat n . A causa de la seva definició, LDA només té sentit per a sistemes en els quals la densitat varia lentament.

Per tal de fer servir l'expressió 8 necessitam conèixer la forma de l'energia d'intercanvi i correlació per partícula $\varepsilon_{XC}(n)$. En aquest treball feim servir la fórmula de Slater per a l'energia de Coulomb d'intercanvi i la fórmula de Wigner per a l'energia de correlació, que interpola entre els límits corresponents densitats molt baixes i densitats molt altes. Així,

$$\varepsilon_{XC}(n) = -\frac{3}{4} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} n^{1/3} - \frac{0,44}{7,8 + \left(\frac{3}{4\pi n}\right)^{1/3}} \quad (9)$$

juntament amb l'equació 8 ens proporciona una manera

de calcular el terme $E_{XC}[n]$.

Per tal de calcular el terme que encara falta en el funcional de l'energia feim servir el mètode proposat per Kohn i Sham (KS), consistent bàsicament a calcular el terme corresponent a l'energia cinètica dels electrons de valència $T_S[n]$ en l'equació 7 a partir de les funcions d'ona dels estats monoelèctronics ocupats calculades a partir d'un potencial efectiu. Vegem-ho amb més detall.

Les funcions d'ona monoparticulats ψ_i s'obtenen resolent a l'espai de coordenades les equacions KS

$$\left[-\frac{1}{2}\nabla^2 + V_{\text{eff}}(\vec{r}) \right] \psi_i = \epsilon_i \psi_i, \quad (10)$$

on el potencial efectiu ve donat per

$$V_{\text{eff}}(\vec{r}) = v_j(\vec{r}) + \int \frac{n(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}' + \frac{\delta}{\delta n} E_{XC}[n], \quad (11)$$

fent servir l'aproximació LDA

$$\frac{\delta}{\delta n} E_{XC}[n] = \frac{d}{dn} (n\epsilon_{XC}(n)). \quad (12)$$

A partir de les funcions d'ona ψ_i es poden calcular la densitat electrònica i l'energia cinètica de la següent manera:

$$n(\vec{r}) = \sum_i^{\text{occ}} |\psi_i(\vec{r})|^2 \quad (13)$$

i

$$T = - \sum_i^{\text{occ}} \frac{1}{2} \int \psi_i^*(\vec{r}) \nabla^2 \psi_i(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (14)$$

respectivament, on els sumatoris s'estenen sobre els orbitals ocupats.

La solució de les equacions de Kohn-Sham proporciona a més de les funcions d'ona monoparticulats ψ_i el conjunt de valors propis ϵ_i , és a dir, l'espectre de nivells monoelèctronics de l'agregat.

Per tal de trobar l'energia en el marc del model KS es necessiten unes funcions de prova de partida. Considerem a aquest efecte les funcions d'ona d'un oscil·lador harmònic anisòtrop amb dos centres. A partir d'aquí es troba la densitat fent servir 13 i amb la densitat el nou potencial efectiu fent servir 11. Un pic fet això es calculen unes noves funcions d'ona a partir de 10. Després s'itera el procés fins a arribar a l'autoconsistència.

El mètode emprat per obtenir les funcions d'ona consisteix a discretitzar el funcional d'energia sobre una xarxa finita, que en el cas estudiat és de 28×120 punts amb un espaiat de 0,8 u.a. en cada direcció. El funcional discretitzat es minimitza i les funcions d'ona s'obtenen de resoldre les equacions en diferències finites resultants.

Un pic s'ha calculat l'energia deguda als electrons de valència $E[n]$ (equació 7), hi hem de sumar l'autoenergia del *jellium* per tenir l'energia total de l'agregat,

$$E_{\text{agregat}} = E[n] + E_{\text{jellium}}. \quad (15)$$

Resultats

Com a exemple del mètode aquí proposat, hem estudiat la fragmentació del Na_{24}^{2+} per emissió d'un trimer carregat ($\text{Na}_{24}^{2+} \rightarrow \text{Na}_{21}^+ + \text{Na}_3^+$). En aquest procés els fragments fills contenen un nombre màgic d'electrons de valència i, per tant, les seves configuracions d'equilibri han de ser esfèriques.

El tipus de càlcul que realitzam és estàtic. Es fixa una parametrització del *jellium* que sembla apropiada i es calcula l'energia del sistema per a diferents configuracions d'aquest camí. La variació de l'energia total d'acord amb la separació entre els fragments ens permet d'obtenir l'altura de la barrera F_m per al camí de fissió fixat.

En el nostre cas, com que no tenim en compte els efectes de la temperatura ni l'efecte de les pertorbacions iòniques, obtenim una cota superior al valor real del màxim de la barrera de fissió F_m . Ens interessa la cota superior mínima i, per tant, la parametrització que minimitza l'altura de la barrera.

Per tal de veure la influència de la parametrització del *jellium* en l'altura de la barrera hem fet servir dues parametritzacions distintes que es mostren en la figura 2, juntament amb les barreres obtingudes. En el primer cas, mostrat a la part superior, deformam molt l'agregat abans de permetre'n l'escissió. Això ens dona la barrera que es mostra en línia discontinua. Es pot observar la presència d'un màxim molt pronunciat a $s = 18, 32$ u.a. Pensam que la verdadera barrera de fissió es veu emmascarada per una exagerada deformació del *jellium* que provoca que l'energia de les configuracions intermèdies entre $s = 12$ i $s = 20$ u.a. sigui massa alta.

Com que pretenem trobar la barrera mínima provam un camí en el qual s'ha reduït gairebé al màxim la deformació. Així, en lloc de començar a formar el coll a partir de $\rho = 1, 175$ tal com feiem abans, ara començam a $\rho = 0, 35$. Els contorns del *jellium* per a aquesta parametrització es mostren en la part inferior de la figura 2. Es pot observar com la parametrització seguida és molt pròxima a la de dues esferes interpenetrades.

La barrera corresponent a aquesta parametrització més compacta es mostra en línia contínua a la figura. El màxim degut a la deformació que obteníem amb el camí anterior ha desaparegut. En el seu lloc trobam la configuració de menor energia que correspon a $s = 17, 17$ u.a. Es pot observar que l'estat d'equilibri per a l'agregat pare no correspon a una configuració esfèrica, sinó a una configuració pròxima a la d'escissió, fet que evidencia la tendència d'aquest agregat a fissionar segons aquest canal.

Convé assenyalar que les dues barreres tenen un comportament purament coulombià per a distàncies grans, indicat a la figura 2 per una línia de punts.

A la figura 3 es mostren les densitats electròniques per a $s \simeq 18$ u.a. corresponents a les dues parametritzacions.

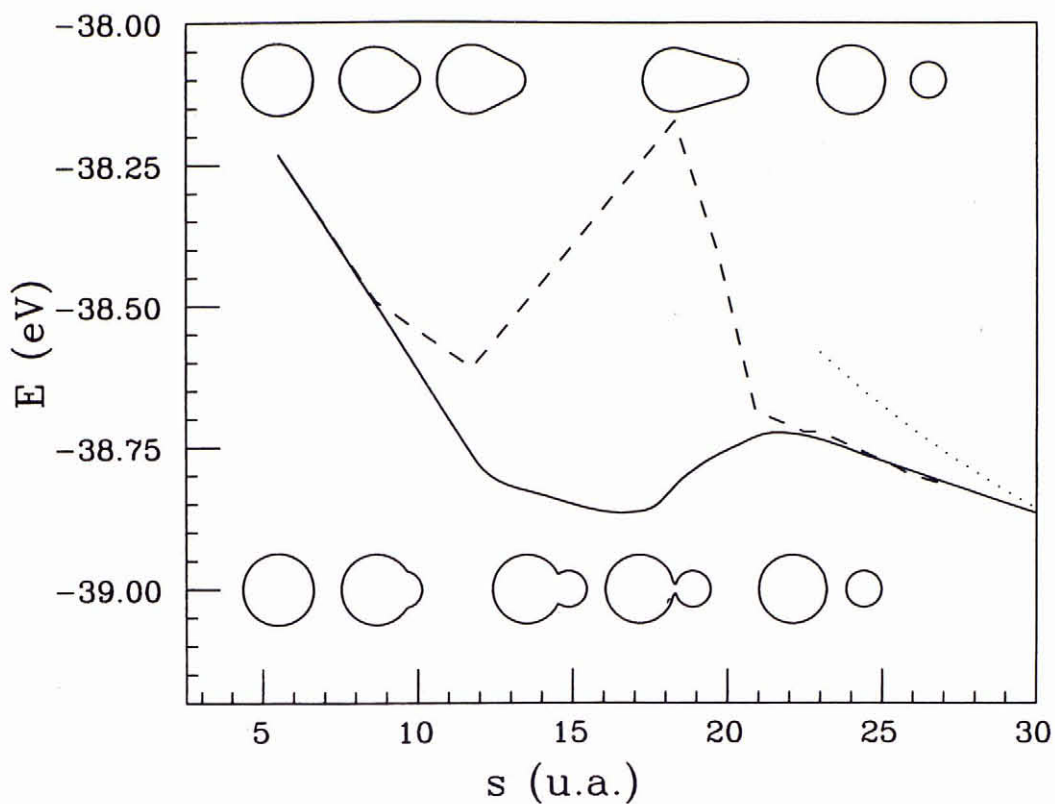


Figura 2: Barreres de fissió obtingudes amb la parametrització deformatada (línia discontinua) i amb la compacta (línia contínua). La línia de punts representa el comportament purament coulombià ($1/s$)

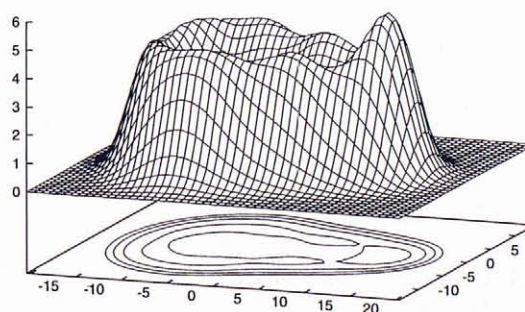
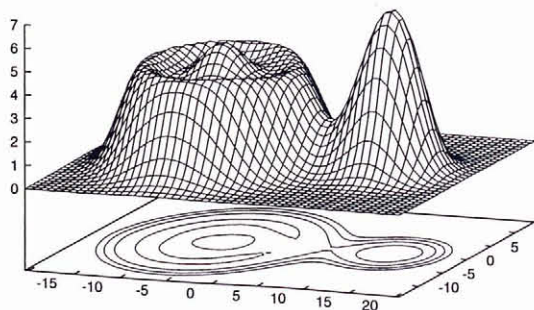


Figura 3: Densitat dels electrons de valència per a dues configuracions amb $s \simeq 18$ u.a. El gràfic de la dreta correspon a la parametrització molt deformatada, mentre que el de l'esquerra correspon a la parametrització més compacta. Els gràfics de contorns mostren les línies d'equidensitat electrònica corresponents als valors de $0,5, 1, 2$ i $4 \times 10^{-3} \text{u.a.}^{-3}$, de fora cap a dins

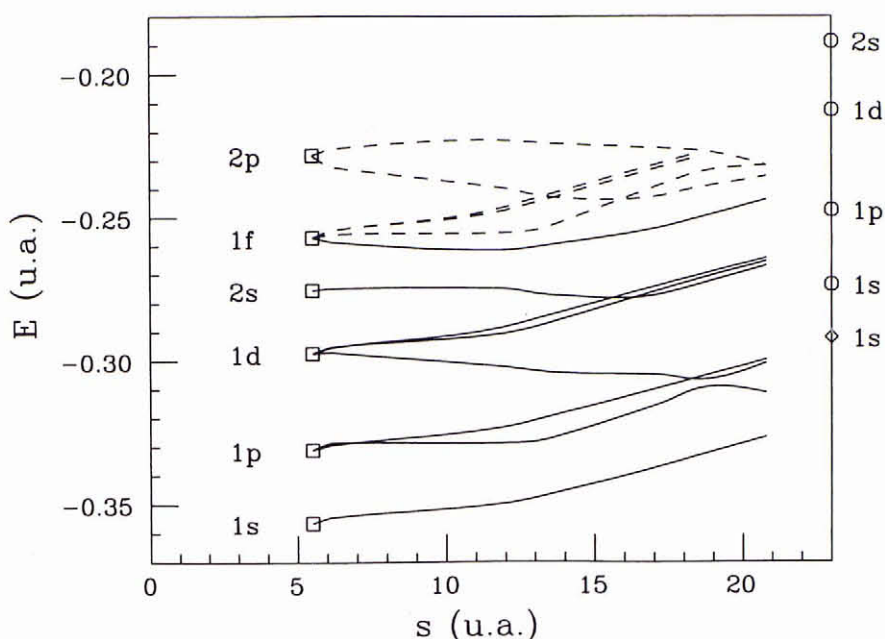


Figura 4: Evolució de les energies monoparticulars del Na_{24}^{2+} d'acord amb la separació dels fragments. Les línies contínues corresponen als nivells ocupats, mentre que les discontinües corresponen als orbitals buits. Els quadres a $s \simeq 5$ u.a. donen l'espectre de nivells de la configuració esfèrica de Na_{24}^{2+} . El diamant i els cercles a la part de la dreta de la figura corresponen a Na_3^+ i Na_{21}^+ , respectivament

cions emprades. Podem veure com en el cas de la parametrització deformada els fragments són encara indistingibles, mentre que per al camí compacte els fills són quasi esfèrics i es troben pràcticament separats. Atès que els fragments fills corresponen a un nombre màgic d'electrons de valència aquesta segona configuració resulta energèticament més favorable.

Com que la barrera obtinguda fent servir la parametrització poc deformada sembla la més adequada per a la descripció del procés de fissió des d'un punt de vista estàtic, passam a analitzar les energies corresponents amb una mica més de detall.

Calculam l'altura de la barrera com la diferència d'energies entre el mínim i el màxim, i obtenim un valor de $F_m = 0,14$ eV. Com hem dit al principi del capítol, la fissió del Na_{24}^{2+} per emissió d'un trímer carregat es troba experimentalment amb molta freqüència. Per tant, F_m ha de ser menor que la calor d'evaporació ΔH_e . Això efectivament es compleix ja que la calor d'evaporació per a aquest procés és d'uns 0,66 eV. Experimentalment es troba un valor de F_m d'uns 0,08 eV. Aquest valor es troba en bon acord amb el nostre resultat ja que hem de tenir en compte que l'altura experimental de la barrera es troba reduïda per efectes tèrmics i perturbacions iòniques no inclosos en el nostre càlcul.

A la figura 4 es mostra l'evolució dels nivells monoparticulars d'acord amb la separació dels fragments. Es troba que a partir de la configuració de mínima

L'òptica cap a l'any 2000

Trobades Científiques de la Mediterrània

Maó (Menorca), del 13 al 15 de setembre de 1995

Les Trobades d'enguany es dedicaran a fer una presentació de les principals línies de recerca actuals en òptica, així com de les perspectives per al començament del segle XXI.

Organitza:

Societat Catalana de Física. IEC.
Secci de Ciència i Tècnica. IME.

Informació i inscripcions:

Secretariat Trobades Científiques de la Mediterrània

Laboratori d'Òptica.

Departament de Física Aplicada i Electrònica. UB
Diagonal, 645; 08028 Barcelona.

Tel: (34 3) 402 12 02 - 402 12 03

energia ($s \simeq 17$ u.a.) els nivells mostren ja una clara tendència a agrupar-se cap als espectres corresponents als dos fragments separats. Això indica com la tendència de l'agregat a fissionar és ja destacable en el seu estat fonamental.

Conclusions

L'acord entre el valor teòric obtingut per al màxim de la barrera de fissió del $\text{Na}_{24}^{2+} \rightarrow \text{Na}_{21}^{+} + \text{Na}_3^{+}$ amb el model KS+DJM i el resultat experimental és prou bo.

Hem vist com l'elecció de camins de fissió molt deformats pot donar lloc a barreres amb una gran estructura. Així, per calcular la barrera mínima sembla més convenient emprar parametritzacions poc deformades, pròximes a un model de dues esferes.

El màxim de la barrera correspon a una configuració on els fragments resultants es troben ja separats, lligats únicament per la densitat electrònica, i això indica que per calcular l'energia del màxim es pot fer servir un model de dues esferes de *jellium*, més senzill.

Agraïments

Volem agrair a Montserrat Casas el seu suport constant en la realització d'aquest projecte. El nostre agraïment també a Antonio Puente i Llorenç Serra (UIB), Ángel Mañanes (Santander), José Manuel López i Julio Alfonso Alonso (Valladolid), Judith Németh (Budapest), i Manuel Barranco (Barcelona) per tots els seus suggeriments.

Aquest treball ha estat subvencionat en part per la DGICYT, projecte núm. PB92-0021-C02-02.

Referències

BLOCKI, J., *Journal de Physique*, **45**, C6-489 (1984).
BRÉCHIGNAC, C., CAHUZAC, Ph., CARLIER,, F. i DE FRUTOS, M., *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2893 (1990).
LUNDQVIST, S. i MARCH, N.H., *Theory of the inhomogeneous electron gas*, (Plenum, 1983).

Radio Emission from the Stars and the Sun

Facultat de Física de la UB

Barcelona, del 3 al 7 de juliol de 1995

En els darrers deu anys, la millora de la sensibilitat i de la resolució dels aparells, així com l'augment dramàtic del nombre de fonts de ràdio emissió descobertes, ha suposat un progrés espectacular de l'estudi de la ràdio emissió estelar. La trobada pretén repassar els progressos de la disciplina en aquest període.

Temes:

- Emissió ràdio de les envoltures circumstelars.
- Noves i variables cataclísmiques.
- Fonts binàries de raigs X.
- Supernoves.
- Activitat ràdio dels estels.
- El sol actiu.
- La connexió sol-estels.

Informació:

Ultramar Congress

Diputació, 238, 3er; 08007 - Barcelona

Tel: (34 3) 482 71 40 - 50