

El plasma, quart estat de la matèria (II part)

per Carles Montes

El plasma és un estat de la matèria ionitzada a alta temperatura (de milers a milions de graus) on l'energia cinètica dels electrons és superior a les energies d'enllaç dels àtoms i constitueix la major part de la matèria de l'univers (99 %). Al laboratori, l'home intenta produir i controlar la fusió termonuclear per resoldre definitivament els problemes energètics mitjançant un confinament magnètic (tokamak) o un confinament inercial (lasers i feixos de partícules) del plasma.

Carles Montes, doctor en Ciències (Paris, Barcelona), és cap d'investigació del CNRS i treballa al laboratori de Física de la Matèria Condensada (Niça) i observatori de Niça.

Interaccions partícules-ones

Les equacions que descriuen el comportament dinàmic del plasma deriven de les equacions cinètiques dels gasos (equació de Boltzmann) i de les equacions del camp electromagnètic (equacions de Maxwell). Sovint, per descriure el comportament macroscòpic del fluid plasma és suficient una descripció hidrodinàmica. En qualsevol cas les equacions matemàtiques no són senzilles i surten del marc del present article.

La freqüència feble de les col·lisions binàries entre les partícules carregades i la presència dels fenòmens col·lectius de càrrega d'espai, que donen lloc a les oscil·lacions abans esmentades, ens permet de comprendre que el plasma està dominat per les interaccions col·lectives entre les partícules i les ones.

Aquestes interaccions tindran un caràcter no *lineal*, és a dir, l'increment o la variació de l'amplitud d'una ona o de la densitat de les partícules, dependrà de la mateixa amplitud o de la densitat. Això no és res més que el reflex de les equacions del moviment més que el reflex de les equacions del moviment del plasma, que ja siguin cinètiques o hidrodinàmiques, són no-lineals respecte a les quantitats que descriuen el moviment.

Sabem que les ones electromagnètiques poden prendre l'aspecte corpuscular de *fotons*, o quanta d'energia electromagnètica. [La relació entre

l'energia E i la freqüència ω d'un fotó ve donada per la constant de Planck h ,

$$E = h\omega$$

on $h = h/2\pi = 1,05 \times 10^{-27}$ erg. seg]. Podem generalitzar aquest concepte a les oscil·lacions col·lectives del plasma i definir de la mateixa manera el *plasmó* corresponent a les oscil·lacions de Langmuir o oscil·lacions electròniques, i el *fonó* corresponent a les oscil·lacions acústico-iòniques. Totes aquestes excitacions elementals pertanyen a la família dels *bosons*, partícules que segueixen l'estadística de Bose-Einstein i són susceptibles d'experimentar el fenomen de condensació. Aquest bosons interaccionen amb les partícules del plasma, ions i electrons, que són *fermions*. A l'equilibri termodinàmic el nombre de bosons $N(k)$ corresponent al nombre de propagació k ve donat per la fórmula de Planck.

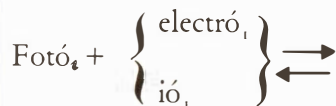
$$N(k) = \frac{1}{\frac{h\omega(k)}{eKT_c} - 1}$$

Hem vist que, en general, el plasma no es troba a l'equilibri termodinàmic. Les diferents inestabilitats fan créixer el nombre de bosons en una certa banda de propagació Δk , i la interacció no lineal amb altres bosons i amb les partícules del plasma pot limitar-ne el creixement. El resultat és un equilibri dinàmic turbulent on altres bosons en altres bandes de propagació són successivament excitats.

En aquest marc d'interaccions entre bosons i partícules del plasma, poden tenir lloc diferents mecanismes d'in-

tercanvi d'energia. Podem esmentar:

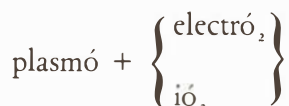
- l'emissió o absorció d'un bosó (fotó, plasmó o fonó) de freqüència $\omega(k)$ per una partícula del plasma de velocitat \vec{v} que hi estigui en ressonància, $[\omega = k \cdot \vec{v}]$ (efectes Gererkov o Landau);
- la desintegració d'un bosó en dos altres, de manera que es conservin el moment i l'energia totals, com:
 - fotó₁ \rightleftharpoons fotó₂ + plasmó (efecte Raman induït).
 - fotó₁ \rightleftharpoons fotó₂ + fonó (efecte Brillouin estimulat)
 - plasmó₁ \rightleftharpoons plasmó₂ + fonó,
 - plasmó₁ + plasmó₂ \rightleftharpoons fotó,
 - plasmó + fonó \rightleftharpoons fotó,
 - fotó + fonó \rightleftharpoons plasmó,
 les equacions de conservació prohibeixen que les tres ones (o bosons) siguin del mateix tipus;
- la difusió ("scattering") induïda o estimulada entre ("scattering") induïda o estimulada entre bosons i partícules, com les reaccions:



efecte Compton induït



efecte Landau no lineal



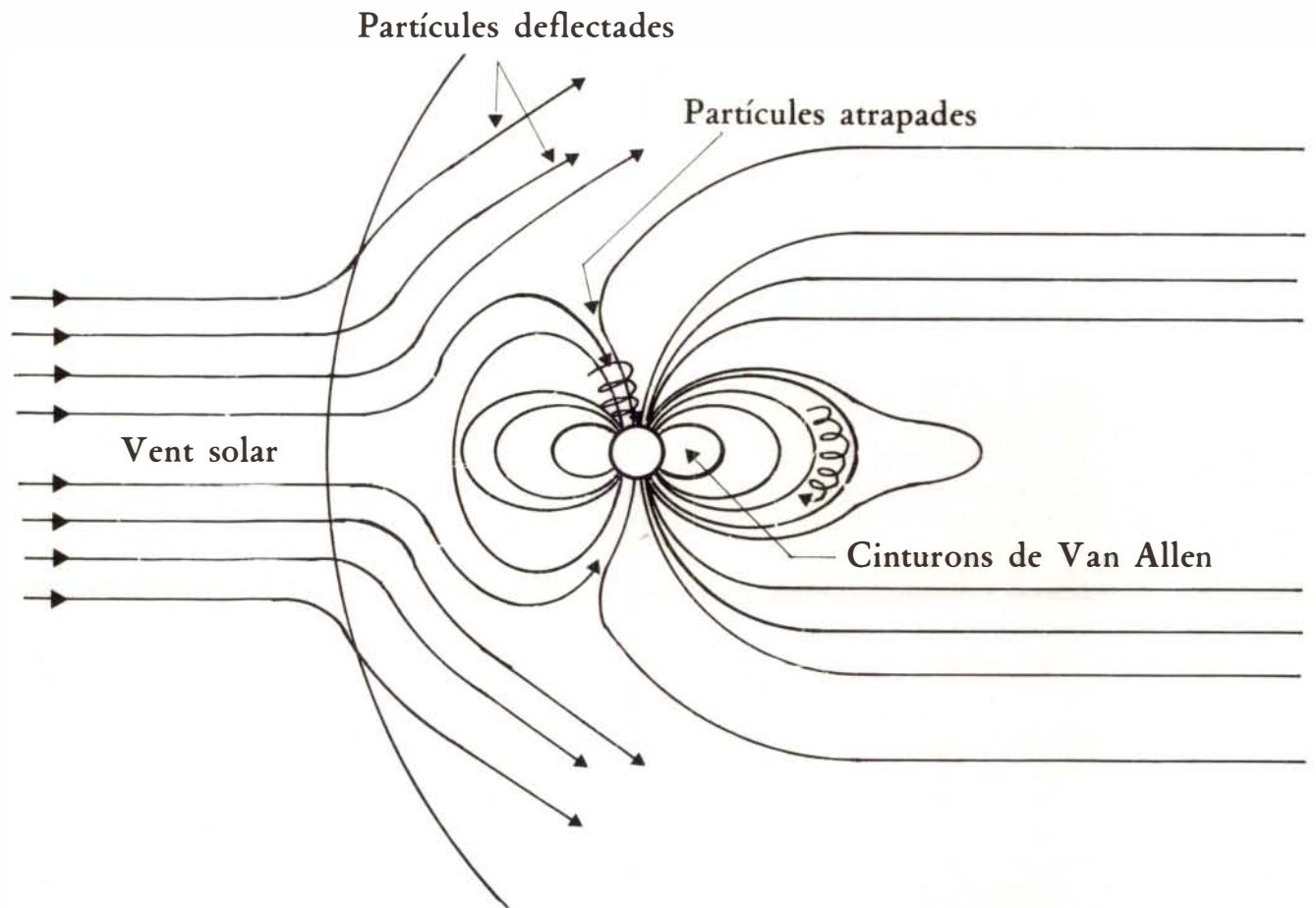
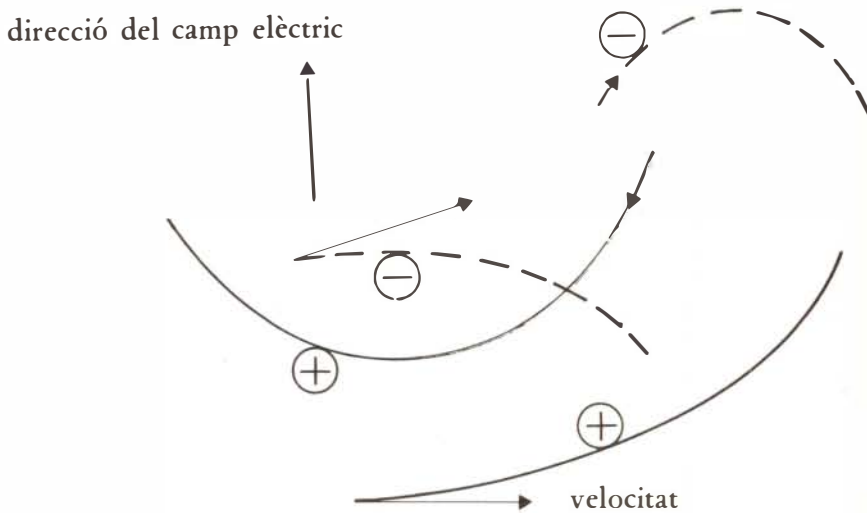


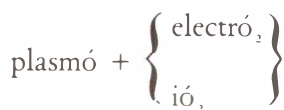
Fig. 6
Esquema de la distribució de les línies de força del camp magnètic terrestre en la magnetosfera. Les partícules del vent solar atrapades es mouen en els cinturons de radiació de Van Allen.



⊖ electró

⊕ ió

Fig. 7
Acció d'un camp elèctric uniforme sobre una partícula carregada. La forma parabòlica de la trajectòria depèn de les condicions inicials de la partícula i de la magnitud i direcció del camp elèctric.



Moviment del plasma en camps exteriors: confinament

Es evident que un plasma de milions de graus de temperatura no pot estar confinat per un medi material. En les estrelles, a causa de la seva gran massa, el confinament es produeix mitjançant el camp gravitatori. En general, els plasmes de menor magnitud estan confinats per camps magnètics.

Aquets és el cas de la ionosfera que envolta la Terra, on els cinjells de radiació, dits de Van Allen (fig. 6), són ampolles magnètiques naturals constituïdes per les línies de força del camp magnètic terrestre. Malgrat que el moviment provinent de les partícules del plasma és el resultat de la seva interacció electromagnètica, és útil fer-se'n una idea qualitativa considerant el moviment individual de les partícules carregades en presència de camps elèctrics i magnètics exteriors.

Sota l'acció d'un camp elèctric E , un ió d'una sola càrrega positiva i de

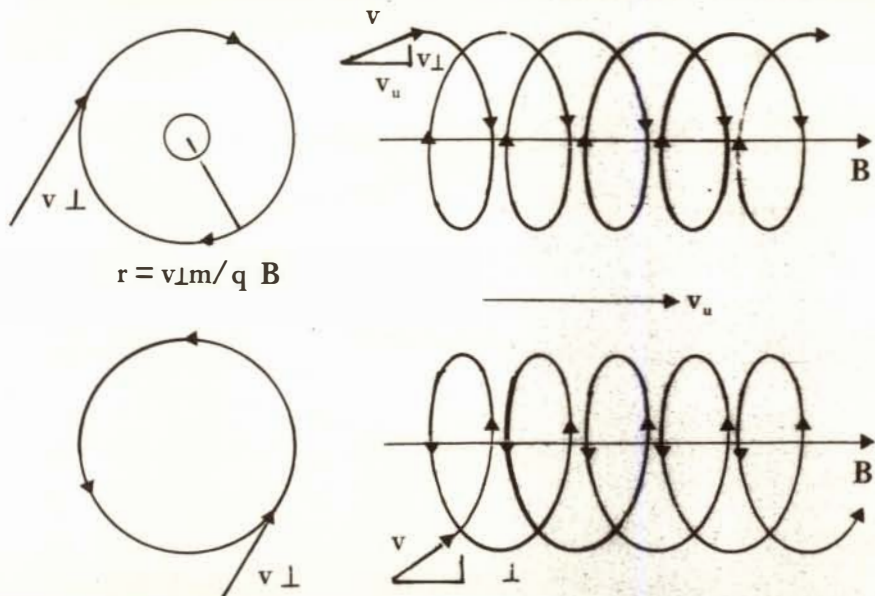


Fig. 8
Trajectories de les partícules carregades en un camp magnètic uniform. L'electró descriu una helice dextrogiaca i l'ió una helice levogira.

⊖ electró $q < 0$

⊕ ió $q > 0$

Taula 2
Reaccions de fusió:
a) amb cicle tèrmic
b) directament convertible en electricitat

massa m ; experimenta una acceleració eE/m ; en la direcció i sentit del camp, mentre que un electró experimenta una acceleració molt més gran (pel fet que $m_e/m_p = 1/1836$) en la mateixa direcció però en sentit contrari. La trajectòria general és una paràbola dependent de la velocitat inicial i de la magnitud del camp (fig. 7).

La força que exerceix el camp magnètic \vec{B} sobre una partícula de càrrega q que es mou amb la velocitat \vec{v} ve donada pel producte vectorial $q(\vec{v} \times \vec{B})$. Si la velocitat de la partícula v forma un angle θ amb les línies de força del camp magnètic, les dues components, paral·lela v_{\parallel} , i perpendicular v_{\perp} a la direcció del camp són $v_{\parallel} = v \cos \theta$ i $v_{\perp} = v \sin \theta$. Per les propietats del producte vectorial sabem que el vector camp magnètic \vec{B} tan sols afectarà la component perpendicular de \vec{v} . La partícula experimenta una força perpendicular al moviment de la càrrega i del camp de magnitud $q v_{\perp} B$. Si \vec{v} i \vec{B} són constants, l'acceleració que produeix la força també ho és, i com que és sempre perpendicular a la velocitat v , la partícula descriu perpendicular a la velocitat \vec{v} , la partícula descriu trajectòries espirals amb acceleració centrípeta constant v^2/r (fig. 8), on r és el radi de la secció dreta de l'espiral. Igualant la força centrípeta a la força magnètica obtenim:

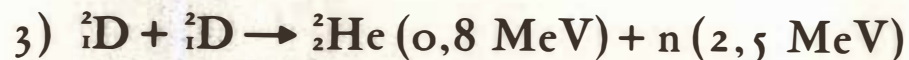
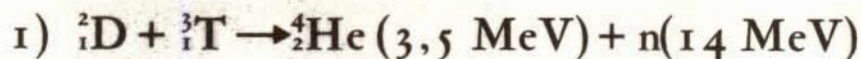
$$r = \frac{m v_{\perp}}{q B} = \frac{m v}{q B} \sin \theta$$

El radi r és anomenat *radi de Larmor*. S'acostuma a introduir la freqüència giromagnètica o freqüència angular ciclotró ω_c

$$\omega_c = \frac{v_{\perp}}{r} = \frac{q B}{m}$$

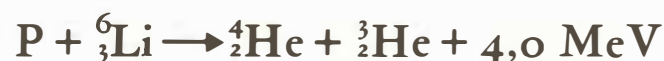
Reaccions de fusió

a) amb cicle tèrmic



—regeneració del triti.

b) directament convertible en electricitat



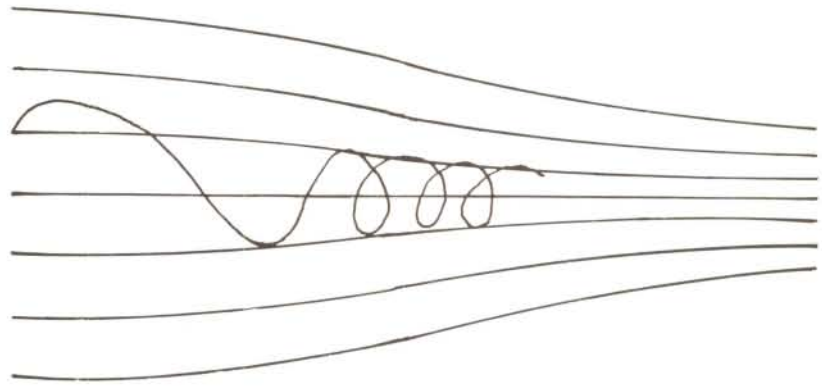


Fig. 9
Deriva d'una partícula carregada en un camp no uniforme caracteritzat per les línies de força. Si la partícula es mou d'esquerra a dreta troba un camp magnètic creixent que la fa girar en orbites cada vegada més tancades.

que és una freqüència independent de la velocitat de les partícules i, donada la magnitud del camp magnètic, la freqüència és inversament proporcional a la massa. Aquesta serà, doncs, molt més gran per als electrons que per als ions. A igualtat d'energia cinètica

$$E_{c\perp} = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2$$

el radi serà molt més petit per als electrons que per als ions (ja que $r = 2E_{c\perp}/m\omega$).

La component de la velocitat v_{\parallel} , paral·lela o antiparal·lela al camp magnètic no és modificada per ell i mesura la translació del moviment helicoidal que es defineix dextrogir per als electrons i levogir per als ions. El pas d'hèlix serà:

$$h = \frac{2\pi m v_{\parallel}}{qB} = \frac{2\pi m v}{qB} = \cos\theta$$

L'aplicació d'un fort camp magnètic, com el que es genera a l'interior d'un debanat de solenoide, permet de resoldre parcialment el confinament d'un plasma. Si les col·lisions entre les partícules són poc freqüents, aquestes no segueixen la direcció perpendicular al camp magnètic i descriuen trajectòries helicoidals a l'interior d'un cilindre. Aquest és el principi del confinament magnètic. Per tal de tancar el cilindre s'han utilitzat dos mètodes: augmentar la intensitat del camp magnètic als extrems o transformar el cilindre en una configuració toroidal. En el primer cas, si les partícules es mouen seguint la direcció del camp magnètic creixent, descriuen òrbites cada vegada més petites (fig. 9). La conservació de l'energia cinètica de les partícules E_c ,

$$E_c = \frac{m(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)}{2} = \text{const}$$

i del moment magnètic N

$$N = \frac{m v_{\perp}^2 / 2}{B} = \text{const}$$

obliga a fer créixer la velocitat v_{\perp} en detriment de v_{\parallel} . Si el camp magnètic B és suficientment fort, arriba un moment que v_{\parallel} s'anul·la i la partícula canvia de direcció o es reflecteix. Direm que hem obtingut un mirall magnètic. Tanmateix, cal tenir en compte que sempre hi ha partícules amb v_{\parallel} prou gran, que poden fugir pels extrems (con de pèrdues) i l'ampolla magnètica (fig. 10) potser no és hermètica. Les línies de força del camp magnètic surten del volum de confinament i amb elles les surten partícules. En el segon cas les partícules descriuen trajectòries helicoidals a l'interior d'un tor que és una estructura tancada. Les pèrdues en aquest cas són degudes a moviments de deriva resultants de la variació del camp magnètic de l'interior a l'exterior del tor. En la configuració "Tokamak" s'afegeix al camp magnètic toroidal un altre camp poloidal generat pel corrent que circula a través del mateix plasma toroidal (fig. 11). La superposició dels dos camps magnètics, toroidal i poloidal, produeix línies magnètiques que s'enrosquen en diferents tors concentrics. Les línies de força del camp no surten del volum de confinament i en conseqüència les partícules del plasma tampoc no poden sortir. De fet, encara és necessari un tercer camp magnètic d'equilibri per compensar la tendència que té el plasma toroidal d'augmentar el seu radi.

Energia de fusió termonuclear

L'aplicació més important i més espectacular del plasma i l'estímul més gran per al seu estudi rau en la possibilitat de controlar l'energia de les reaccions de fusió termonuclear dels àtoms lleugers (hidrogen, deuteri, triti, heli, etc.). Aquestes reaccions tenen lloc en els plasmes estel·lars, on les temperatures són de milions de graus, però en el laboratori cal confinar el plasma en forts camps magnètics. Una alternativa recent constitueix a fer una implosió de petites boletes de combustible mitjançant un confinament inercial per lasers o feixos energètics de partícules carregades.

Sabem que l'energia mitjana d'enllaç entre els nucleons és més petita en els elements pesants com l'urani i el plutoni, i en els elements lleugers, com els isotops de l'hidrogen i l'heli, que en els elements de massa intermèdia. En conseqüència, hi ha dos processos físics que poden alliberar l'energia nuclear dels àtoms: la *fissió* dels nuclis pesants i la *fusió* dels nuclis lleugers. El primer procés no té lloc aparentment en la naturalesa, però l'home ha aconseguit produir-lo en forma de bombes atòmiques (bombes A) i en els reactors nuclears. L'energia així obtinguda és molt superior a les energies convencionals (hidroelèctrica, carbó i petroli), però presenta dos grans inconvenients: raresa del combustible fissionable i perill dels subproductes radioactius generats en les

Bobines

debanat del solenoide

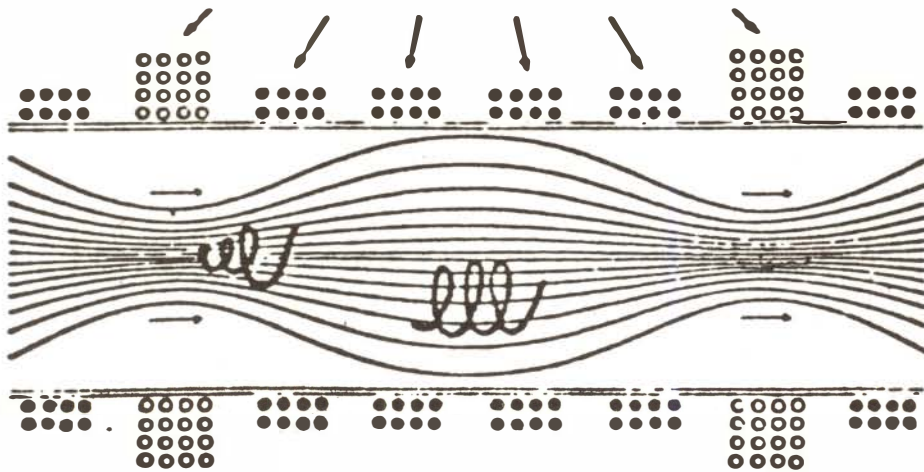
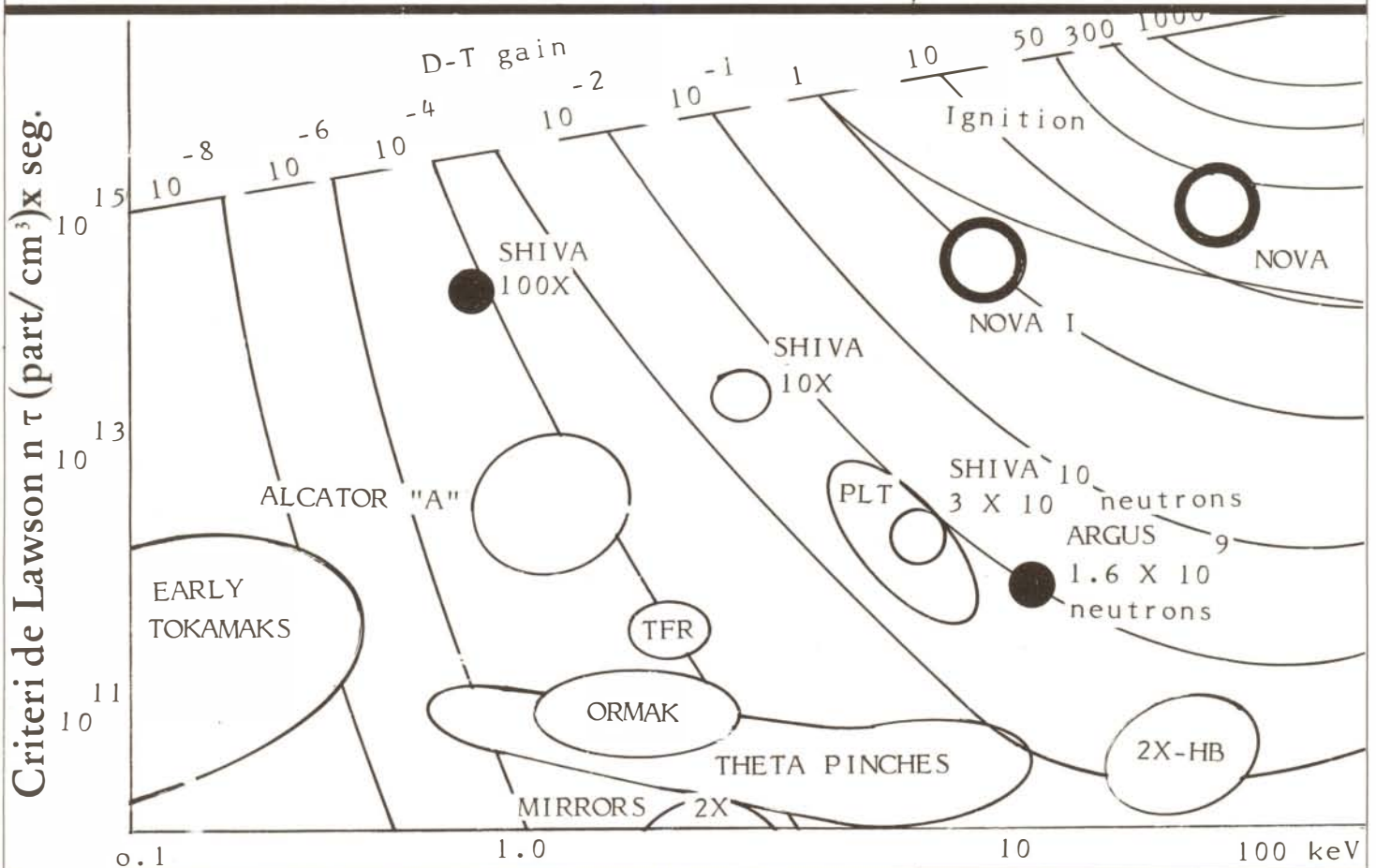


Fig. 10
Efecte de mirall magnètic en una botella magnètica. El camp magnètic creixent en els extrems modifica les trajectòries de les partícules que s'aproximen obligant-les a girar en cercles cada vegada més tancats i més propers fins que cessa el seu moviment de translació i es reflecten.

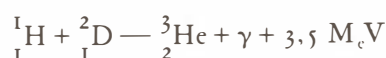
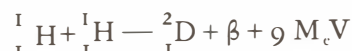
Taula 3
Resultats obtinguts pels principals aparells en funció de la temperatura dels ions i del criteri de Lawson. L'extrem superior dret és el domini de balanç energètic positiu.



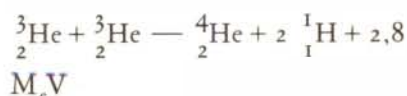
reaccions. Els processos de síntesi a partir del nucli d'hidrogen a partir del nucli d'hidrogen (H) i dels seus isòtops pesants, el deuteri (D) i el triti (T), pel fenomen de fusió nuclear, constitueix la font d'energia més abundant de la naturalesa. La fusió de dos nuclis de deuteri genera un nucli d'heli, que és un dels més estables que es coneixen, i evita en aquest cas el perill de radioactivitat. Les reaccions de fusió són fortament exotèrmiques (Taula 2). Fins ara l'home les ha produït en els artefactes explosius: bomba d'hidrogen utilitzant la bomba A com a incentiu. El control de l'energia de fusió és un dels objectius més interes-

sants per resoldre la problemàtica energètica.

La principal font de calor de les estrelles és deguda a les reaccions de fusió de l'hidrogen:



que acaben el cicle amb la reacció:



La primera d'aquestes reaccions és molt lenta i ens assegura una llarga vida del Sol i de les estrelles. Aquestes reaccions, possibles en els astres de grans dimensions, són pràcticament impossibles a l'escala humana. No obstant això, l'hidrogen de la Terra conté una proporció de 1/6.500 de deuteri que s'ha degut formar per la primera reacció. Si s'extreu el deuteri de l'aigua, i el triti, que és encara més escàs, es poden fer les reaccions de fusió de la Taula 2 que són molt més ràpides. L'energia que s'allibera és molt gran. Un gram de deuteri pot desprendre 80.000 milions de calories i per extreure aquest gram es necessi-

debanat primari
d'escalfament òhmic

debanat corrector

entrada de
feixos neutres

plasma

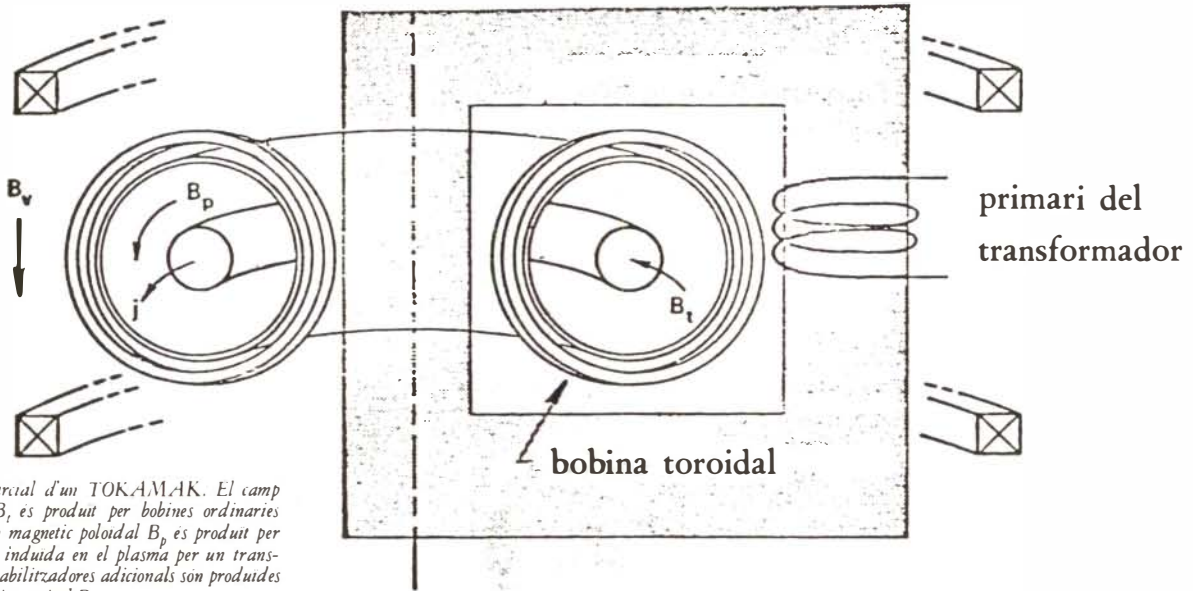
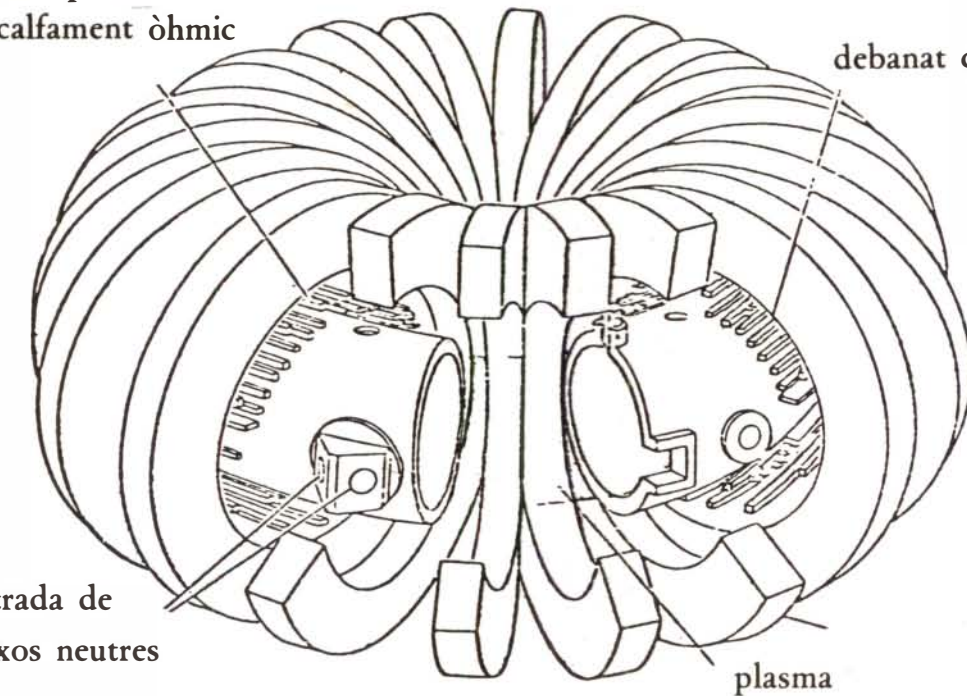


Fig. 11
Esquemes total i parcial d'un TOKAMAK. El camp magnètic toroidal B_t es produït per bobines ordinàries mentre que el camp magnètic poloidal B_p és produït per una corrent intensa induïda en el plasma per un transformador. Forces estabilitzadores addicionals són produïdes per un camp magnètic vertical B_v .

ten 30 litres d'aigua. Si ho comparem amb l'energia produïda per la combustió d'un litre de gasolina que no dóna més que 10 milions de calories, podem dir que *energèticament* 1 litre d'aigua = 300 litres de gasolina. Les reserves són, doncs, inesgotables.

El problema principal és fer fusionar aquests nuclis que estan carregats positivament i tendeixen a repel·lir-se electrostàticament. Han d'aproximar-se els uns als altres a gran velocitat per tal de vèncer la repulsió electrostàtica i guanyar la força d'atracció nuclear, que té un radi d'acció molt petit, per assegurar la cohesió del nou nucli. El problema és, doncs, comunicar als

nuclis una gran energia cinètica perquè tinguin una gran probabilitat de salvar la barrera de potencial electrostàtica:

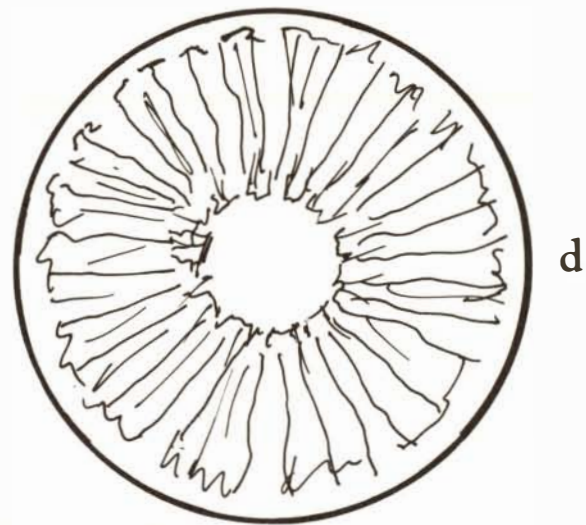
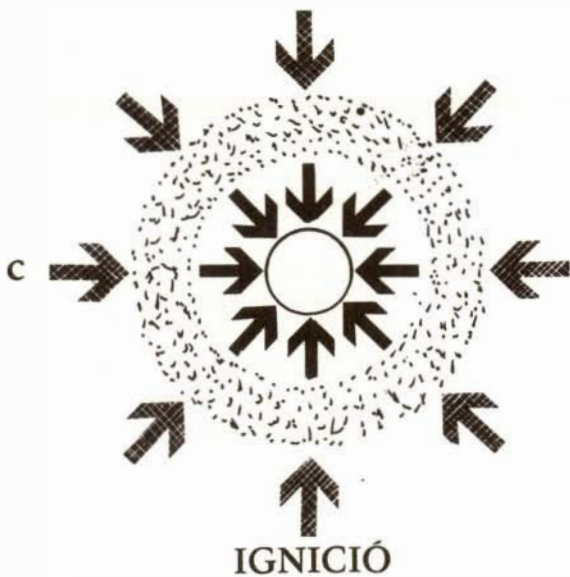
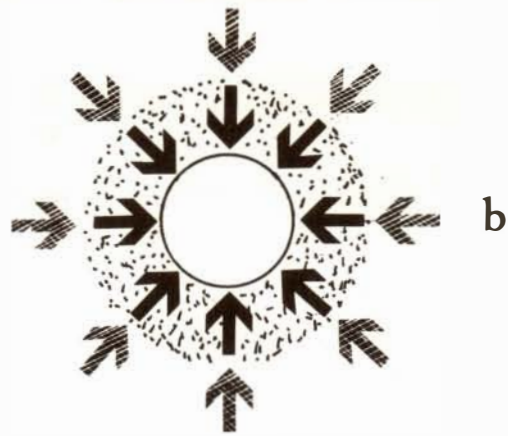
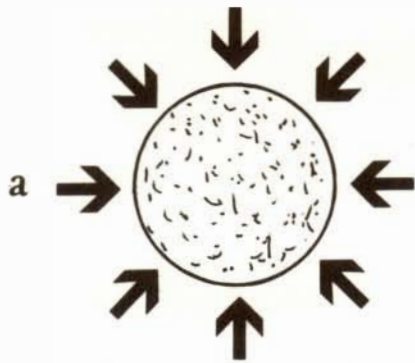
$$E = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_0}$$

on Z_1 i Z_2 són els nombres atòmics dels nuclis que interaccionen i R_0 , el radi nuclear. La secció eficaç de reacció σ mesura aquesta probabilitat i és molt més gran en la primera reacció de la taula 2, reacció (D-T) on $\sigma = 11$ barns, que en la segona, reacció (D-D)

on $\sigma = 0,14$ barns. Aquestes reaccions s'han pogut fer en els grans acceleradors de partícules, on els ions de deuteri accelerats es fan col·lidir amb un blanc d'aigua pesada o de deuteri líquid. La major part de l'energia s'usa per ionitzar el material que travessa la partícula. El balanç d'energia és francament negatiu. Cal que el blanc sigui un medi ionitzat, és a dir *un plasma*.

Si el plasma de deuteri és molt calent, de l'ordre de 100 milions de graus Kelvin, l'energia cinètica de les partícules és suficient perquè les *col·lisions desordenades entre els ions produeixin reaccions de fusió*. Aquesta és la raó que es denominin *reaccions termo-*

COMPRESSIÓ



COMBUSTIÓ TERMONUCLEAR

Fig. 12

a) Laser o feixos de partícules escalfen ràpidament la superfície formant una funda de plasma.

b) Compensió del combustible per expansió de la funda de plasma.

c) Ignició. El nucli aconsegueix de 1000 a 10000 vegades la densitat del sòlid i entra en ignició a 100 milions de °C.

d) Combustió termonuclear del combustible D-T que allibera molta més energia que l'energia invertida en la compressió.

ENERGIA LASER →

ENERGIA TÈRMICA →

nuclears. És important que tot el plasma termonuclear sigui calent. Les reaccions de fusió no són prou freqüents, és a dir, el balanç d'energia és negatiu, si l'energia mitjana dels ions no és prou elevada. Calen temperatures de 80 milions de graus (7 KeV) per a la reacció (D, T) i 600 milions de graus (50 KeV) per a la reacció (D-D). Els electrons també tenen un paper important en el transferiment de l'energia i les condicions ideals de funcionament són plasmes en equilibri termodinàmic.

La condició de balanç energètic positiu de les reaccions de fusió en un plasma que ha assolit la temperatura d'ignició (temperatura a la qual l'energia produïda per les reaccions de fusió compensa les pèrdues degudes a l'emissió de la radiació de frenada), sol ésser definida mitjançant un criteri anomenat de Lawson, que expressa un

compromís entre la densitat de plasma n i el temps de confinament τ .

Així, per a la reacció (D-T) a la temperatura de 7 KeV el criteri de Lawson ens indica que el producte $n\tau$ ha d'ésser:

$$n\tau \geq 10^{14} (\text{partícules/cm}^3) \times \text{segon},$$

i per a la reacció (D-D) a la temperatura de 50 KeV.

$$n\tau \geq 5 \times 10^{15} (\text{part./cm}^3) \times \text{segon}.$$

Ara per ara només és interessant la primera reacció de fusió. Així, en els plasmes de confinament magnètic convé confinar un plasma de 7 KeV de temperatura i de densitat 10^{14} ions/cm³ durant 1 segon, i en les implosions per làsers on els impulsos duren 10^{-9} seg. cal comprimir el com-

bustible a densitats superiors a mil vegades la densitat del sòlid! (Fig. 12). La taula 3 resumeix els resultats obtinguts.

Per comprendre millor els problemes inherents a l'obtenció de l'energia de fusió termonuclear, podeu llegir l'article recent d'Antoni Llovet "L'esdevenidor de l'energia nuclear de fusió" (Ciència, núm. 14 pp. 22 a 28, març 1982).

Carles Montes