Accumulations d'électrons et vide quantique

M. RAMBAUT

57H rue de La Hacquinière, 91440, Bures sur Yvette, France
m.rambaut@wanadoo.fr

.

RÉSUMÉ. Le rôle des accumulations transitoires d'électrons est apparu progressivement importante, durant les années 90, dans les expériences de production de réactions nucléaires, par mise en condition froide, en particulier dans les expériences de fusion. Ces accumulations sont la cause probable de l'abaissement de la barrière de Coulomb entre noyaux. Dans ce papier, il est d'abord effectué un rappel des éléments de base du problème, en particulier de la dimension fractale du milieu où se produisent les réactions nucléaires impliquant les mêmes noyaux. Ensuite il est fait l'analyse du rôle du vide quantique et de celui des accumulations d'électrons, dont une étude expérimentale plus précise pourrait fournir des informations sur la structure 3D de l'électron. Et enfin, il est montré que les accumulations d'électrons pourraient constituer un milieu de choix pour la réalisation d'expériences sur l'effet Casimir dynamique.

ABSTRACT. The role of electron transitory accumulations has been appearing progressively important, during the 90th, in nuclear reactions experiments, performed by putting the medium into cold condition, particularly in fusion experiments. Those accumulations can perform the lowering of the Coulomb barrier. In this paper, the basic elements of the problem are firstly recalled, particularly the fractal dimension of the medium where are occurring the nuclear reactions involving the same nuclei. The role of quantum vacuum and the one of electron accumulations are then analysed. Their experimental study could afford informations about the 3D structure of the electron. At last it is shown that electron accumulations could be a well suited medium for performing experiments about the dynamical Casimir effect.

1 Introduction

La réalité physique des accumulations transitoires d'électrons, pour des durées comprises, de façon typique, entre 10^{-10} seconde et 10^{-8} seconde, et pour un nombre d'électrons de 10^{10} à 10^{12}, a été reconnue, en Russie, dans la deuxième partie du siècle dernier. Dès 1966, en effet, G.A.Mesyats et ses collaborateurs ont découvert le phénomène de l'émission électronique explosive (EEE) qui s'est révélé par le suite comme un processus de choix pour obtenir des accumulations d'électrons.[1,2,3]. L'existence du phénomène d'accumulation transitoire d'électrons a été reconnue, aux Etats-Unis, dans les années 80, par l'équipe de Kenneth R. Shoulders qui ignorait, apparemment, les travaux de l'équipe russe. A part l'appellation de l'accumulation d'électrons, qui est différente des deux côtés, il s'agit bien du même objet, macroscopique de par ses dimensions, mais quantique, de par sa structure, qui est décrite en Russie d'une part, et aux USA de l'autre. Il n'est donné ici qu'une bibliographie succincte mais en principe suffisante pour fonder cet exposé, de ce qui a été publié sur les Ectons (Contraction de "Explosive Center") du côté russe, et sur les Electrum Validum (EV=Powerful Electron) du côté américain. Cependant, sans que soient connus les résultats expérimentaux sur les Ectons et les EV, l'idée nouvelle d'accumulation transitoire d'électrons comme objet quantique, a permis, durant les années 90, de construire une modélisation simple d'un processus particulier de fusion nucléaire par mise en condition froide, en accord avec les résultats expérimentaux [8-14]. Cette occurrence du concept d'accumulation d'électrons (AE) à partir de points de vues bien différents amène à se poser les questions d'une part de celle de la nature du processus maintenant l'objet quantique AE dans un état individualisé, pendant des durées de temps pouvant atteindre au moins des microsecondes et probablement davantage, et d'autre part celle du rôle que pourraient jouer ces AE dans des réactions nucléaires, ou dans des réactions impliquant le Vide Quantique. C'est une première tentative d'analyse générale du comportement d'un AE dans un plasma dense, et avec le vide quantique, qui est faite dans cet article.

2 Accumulations d'électrons et fusion non thermonucléaire

Dans le domaine des réactions de fusion nucléaire par mise en condition froide, l'hypothèse première pour comprendre le phénomène provenait d'une tentative d'évaluation de ce que pourrait être la barrière de Coulomb d'un deutéron entouré d'un nuage d'électrons. Beaucoup de tentatives ont été faites dans ce but, dans le début des années 90. G.V.Fedorovich [15] obtenait, par exemple, un effet d'abaissement de la barrière coulombienne, pour un nombre

d'électrons entourant le deutéron, mais ne faisait aucune hypothèse sur la provenance des électrons, pas plus que n'était posée la question de la possibilité de concentration d'un nombre important d'électrons, pour une durée de temps non négligeable.

Toutefois, il existait une voie pour tenir compte de l'aspect physique du problème, et qui s'est révélée en accord avec les réalités expérimentales. En effet, si l'on supposait 1) que les ions de deutérium (ou deutérons) étaient complètement ionisés, c'est à dire débarrassés de leur couches électroniques, 2) que la répartition spatiale 3D des deutérons était régie par la loi de Poisson, il était possible d'avoir une évaluation du nombre de sites de l'espace où se produisaient des collisions de deutérons. L'hypothèse de la loi de Poisson était justifiée par l'apparition d'un «Grand Système de Poincaré» (GSP) dans tout le milieu ionisé, selon les conceptions d'Ilya Prigogine [16]. Ce GSP, de par ses résonances pouvait être considéré comme rendant quasi-libres les ions d'un plasma. Avec cette hypothèse, pour un cube de côté δ, le site étant, pour simplifier, supposé de forme cubique, de volume $V=\delta^3$, la probabilité pour que le volume V contienne un seul deutéron, est proportionnelle au nombre n de deutérons par unité de volume:

$$P_1 = \mu\, e^{-\mu} = \delta^3 n \tag{1}$$

la probabilité pour qu'il y ait deux deutérons dans un tel volume est:

$$P_2 = \tfrac{1}{2}\, \mu^2\, e^{-\mu} \tag{2}$$

Les termes exponentiels peuvent être remplacés par l'unité, vu la petitesse de μ . Le nombre de sites de collisions entre deutérons, est alors:

$$N_\delta = \tfrac{1}{2}\, \delta^6 n^3 \tag{3}$$

Ensuite, il y a lieu de tenir compte de la grande mobilité des électrons par rapport à celle des ions, de telle sorte que tous les sites de collision sont entourés d'électrons. Ces électrons concentrés dans un site de collision proviennent de l'environnement immédiat de ces sites. On connaît même leur nombre ν. En effet le rapport entre le taux de remplissage des volumes V par un seul deutéron et le taux de remplissage par deux deutérons est:

$$\nu = 2/\mu \tag{4}$$

En d'autres termes, il y a ν fois plus de site contenant un seul deutéron que de sites en contenant deux: le nombre d'électrons se concentrant dans un site à deux nucléons est donc égal à ν. Par exemple, pour une densité de 10^{22} deutérons/cm^3, et pour un volume V dont la dimension typique est le rayon de Bohr (5.29×10^{-9} cm), le nombre ν d'électrons sur un site de collision, est, de façon typique:

$$\nu = 2\ 10^3$$

Cette façon de décrire le plasma apparaît comme justifiée par l'expérience, comme cela est montré plus loin. Il a d'autre part été montré que ce concept de dépopulation en électrons de l'environnement d'un site de collision faisait varier la valeur de référence du potentiel coulombien, de telle sorte que son effet était prépondérant en comparaison de celui créé par l'accumulation d'électrons sur le site de collision, telle qu'elle était décrite habituellement. Le comportement du deutéron incident était décrit par un paquet d'ondes satisfaisant à l'équation de Schrödinger, et dépendant du temps. Il était obtenu [9] un facteur de transmission de barrière F, dépendant du résultat du calcul de pénétration de barrière, et dépendant d'un potentiel U(r) de la forme:

$$V\ (r) = f(e/r - V_p) \tag{5}$$

V_p est le potentiel de référence, impliqué par la dépopulation en électrons de l'environnement du site de collision. D'autre part, le processus supposé était nettement différent de celui décrit par la relation dimensionnelle de Lawson, valable pour phénomène thermonucléaire. Le paramètre adapté au nouveau processus était le facteur de production de fusions nucléaires T, tel que:

$$T = (\sigma FL/\tau)\theta \tag{6}$$

σ étant la section efficace géométrique du deutéron, L la largeur moyenne de barrière, θ la durée de mise en condition du volume macroscopique, τ la durée de traversée de barrière (fournie par le calcul, avec le facteur de transmission de barrière F). Parmi les résultats des calculs, le plus intéressant, était que, pour un nombre d'électrons ν, supposés sur le site de collision, le facteur de production T, en fonction de l'énergie du deutéron incident E, suivait une relation linéaire, en échelle logarithmique, $p(\nu)$ étant la pente de la droite représentative de cette loi linéaire (voir figure 1):

$$\mathrm{Log}[(T-To)/(E-Eo)] = p(\nu) \tag{7}$$

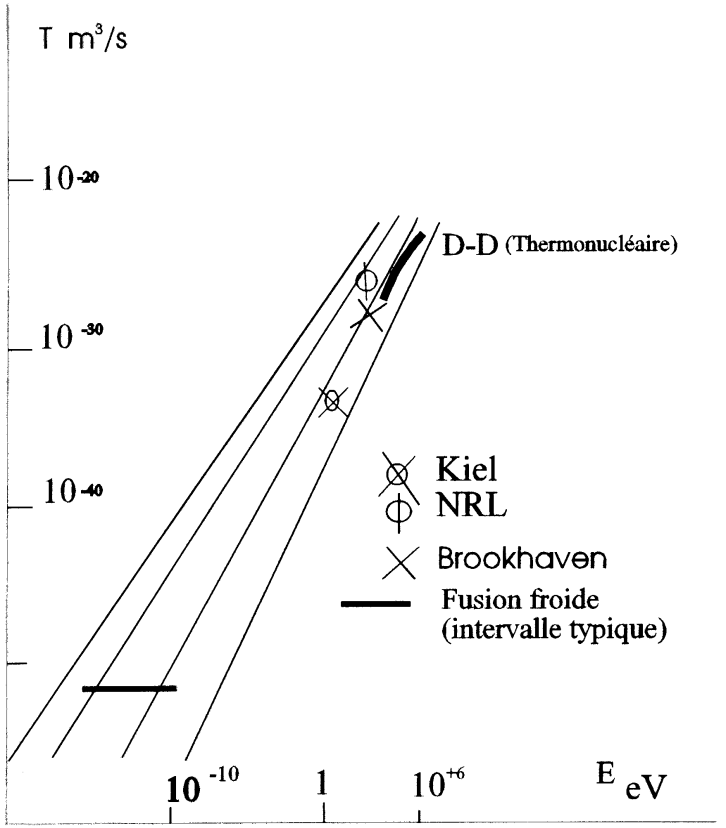

Figure 1: Points représentatifs d'expériences de fusion non thermonucléaire, obtenues en tenant compte du phénomène de résonance harmonique. Chacune des droites correspond à un nombre d'électrons ν constant, autour d'un site de collision.

Toutefois la nécessité de cette linéarité est une conséquence du point de vue fractal sur ce phénomène d'abaissement de la barrière de Coulomb. En effet, considérons le milieu constitué par les sites de collision. Pour évaluer sa dimension fractale, on peut utiliser l'algorithme de la "dimension du comptage de boîtes" ("Box counting dimension en anglais"). Cet algorithme est fondé sur une division de l'espace selon un réseau tridimensionnel, constitué

par des portions de plan rectangulaires. On peut utiliser celui qui a été considéré plus haut, constitué de cubes de côtés δ. La dimension fractale D est définie par la limite du rapport entre le logarithme du nombre de cellules N_δ contenant un élément du milieu, divisé par le logarithme de l'inverse du côté de la cellule $1/\delta$:

$$D = \frac{\text{Log } N_\delta}{\text{Log } 1/\delta} \quad \delta \to 0 \tag{8}$$

En utilisant la relation dimensionnelle de base (1), on obtient la valeur limite D_l de la dimension fractale D qui ne dépend que de la densité du milieu n et du nombre d'électrons ν par site de collision:

$$D_l = \frac{\text{Log } 2n/\nu^2}{1/3 \text{ Log } n\nu} \tag{9}$$

Or N_δ est, par définition, proportionnel à l'énergie dégagée par unité de volume, c'est à dire au facteur de production de réactions nucléaires T. D'autre part, la relation de Louis de Broglie pour des deutérons non relativistes,

$$\lambda = h/(2mE)^{1/2} \tag{10}$$

rappelle, qu'en échelle logarithmique, la longueur d'onde associée au deutéron incident est proportionnelle à son énergie. D'autre part, on peut choisir la longueur d'onde λ comme divisant l'espace, à la place de δ. On peut supposer que la valeur λ de δ correspond à une valeur de D, peu différente de la limite D_l . La dimension fractale est donc, d'après (9) la pente d'une droite, à ν constant, représentant le facteur de réactions nucléaires T, en fonction de l'énergie du deutéron incident: c'est ce qu'avait montré le calcul de traversée de barrière, sans qu'il soit possible d'en déduire une cause heuristique [9]. En d'autres termes, la concordance entre le point de vue fractal et le calcul de traversée de barrière valide les hypothèses faites, en particulier la dépopulation en électrons de l'environnement des sites de collision de Deutérons.

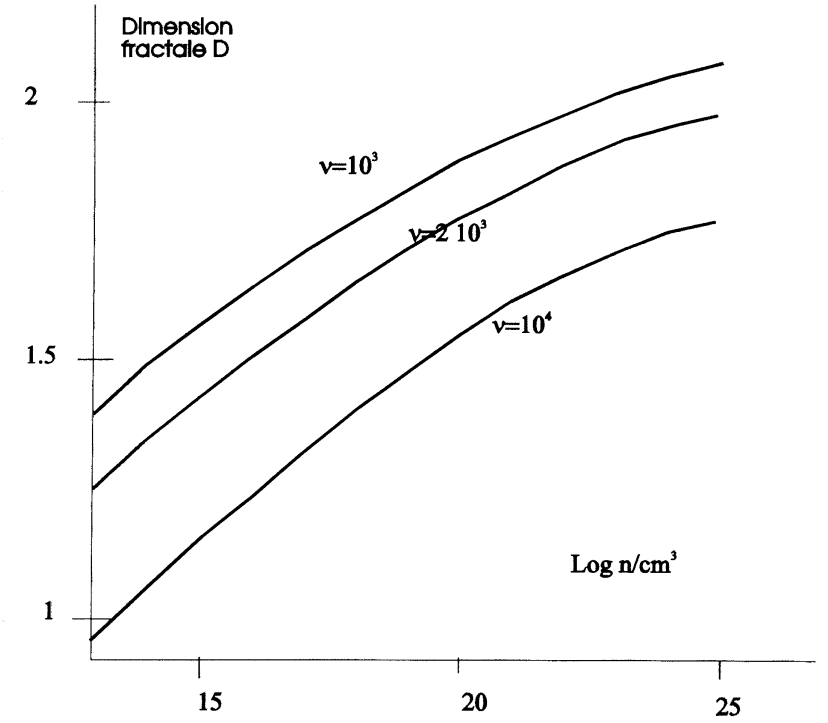

Figure 2: Dimension fractale d'un milieu fusible en fonction de la densité n de ce milieu pour trois valeurs du nombre d'électrons ν

Sur la figure (2) sont représentées quelques variations de la dimension fractale du milieu fusible, en fonction du nombre de deutérons par unité de volume, pour trois valeurs typique du nombre ν. Il y a accord entre les résultats de calcul du taux de franchissement de la barrière de Coulomb et l'expression (9). Par exemple, pour $n=10^{22}/cm^3$, $\nu=1.3x10^3$, les calculs de franchissement de barrière coulombienne donnent p=1.92, alors que la formule (9) donne D=1.94.

On peut essayer d'aller plus loin pour comparer le modèle ainsi bâti, et l'expérience. Concrètement, il faudrait connaître les variations du facteur de fusions nucléaires T, en fonction de l'énergie d'un deutéron, à nombre d'élec-

trons ν constant dans une accumulation. Pour cela, considérons, par exemple, le cas particulier de la mise en condition froide par passage d'un courant impulsionnel dans un milieu deutéré solide (contenant par exemple des noyaux de deutérium dans un composé solide, ou bien composé de deutérium gelé), ce qui est le cas des expériences faites à NRL, durant les année 80 du siècle dernier [18, 19].

Les seules particules détectées étaient des neutrons, alors qu'on a de bonnes raisons d'estimer que dans un tel processus, d'autre particules, principalement des noyaux d'Hélium 4, sont produites en grande quantité, comme cela a été mentionné plus haut [17]. La détection quantitative précise de ces noyaux, tels que ceux d'Hélium 4, pose des problèmes expérimentaux difficiles, ce qui explique la rareté de tels résultats expérimentaux dans les expériences de fusion nucléaire par mise en condition froide. Le rapport entre le nombre de noyaux d'Hélium 4 produits par impulsion de courant et celui des neutrons semble être de l'ordre de 10^5 à 10^6.

Ce qui a été mesuré dans ces expériences, ce sont des données macroscopiques: c'est le nombre de neutrons, c'est le courant de crête des impulsions de courant. On peut essayer, par des relations dimensionnelles, d'établir un domaine de comparaison entre modèle macroscopique et expérience, par une démarche purement classique et non quantique, pour les paramètres du courant I.

Tout d'abord il y a lieu de tenir compte de ce que la production de neutrons, témoin des réactions nucléaires, ne commence à se produire qu'au maximum de courant. Le courant traversant le milieu a un premier rôle: celui de chauffer le milieu deutéré. L'énergie dissipée à la crête de l'impulsion étant proportionnelle à I^2, on peut supposer, en première approximation, qu'elle est aussi proportionnelle au carré de la vitesse moyenne des ions v_0^2, v_0 étant la composante thermique de la vitesse moyenne des ions v_m au maximum de courant I. D'où une première proportionnalité entre I et la vitesse moyenne des deutérons. D'autre part, ces mêmes deutérons, sont soumis aux forces électromagnétiques. En se plaçant d'un point de vue macroscopique et non quantique, on peut utiliser les techniques de l'électrodynamique.

Pratiquement, le calcul de la vitesse moyenne des deutérons, tenant compte des forces électromagnétiques, passe par l'utilisation tridimensionnelle d'une expression de la force électromagnétique entre éléments de courant, en prenant comme valeur initiale v_0 la valeur de la vitesse thermique. L'expression donnant, après intégration, la vitesse moyenne des deutérons, contiendra donc en facteur le carré du courant I^2 et v_0. La vitesse moyenne v_m des deutérons au maximum de courant est donc proportionnelle à la puis-

sance trois de la valeur du courant de crête et leur énergie moyenne E_m est donc proportionnelle à la puissance six de la valeur du courant de crête:

$$E_m \approx I^6 \tag{11}$$

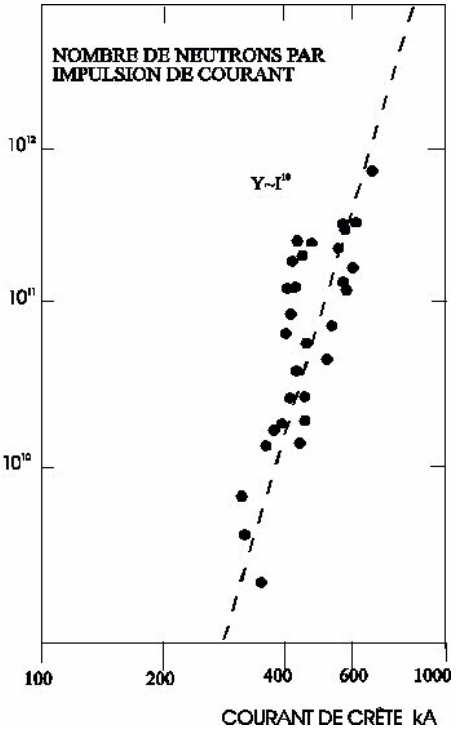

Figure 3: Croissance du flux de neutrons dans 4π, produits à partir de la crête du courant, en fonction de la valeur du courant de crête I. Les expérimentateurs revendiquaient une croissance proportionnelle à I^{10}.

En combinant (7) et (11), on obtient une expression du taux de production des réactions de fusion:

$$\text{Log } R'/R = 6p(\nu) \text{ Log } I'/I \tag{12}$$

Il faut remarquer que cette relation n'est valable que pour ce type d'expérience, avec un courant impulsionnel transitoire et un début de production d'évènements nucléaires au maximum de courant. La pente p(ν) est aussi la dimension fractale D du milieu caractérisé par ν électrons autour des sites de collision. Par exemple, pour ν=1350, D=1.92, selon les calculs de traversée de la barrière de Coulomb, on obtient la loi de variation:

$$R'/R = (I'/I)^{11.52} \tag{13}$$

Il avait été annoncé, par les expérimentateurs une loi selon la puissance dixième I^{10} (figure 3). On peut avancer que cette puissance I^{10} rend compte du résultat expérimental, dans la mesure où le milieu n'était que partiellement ionisé, et inhomogène en densité, et alors que les calculs menant à la relation (13) supposaient une ionisation complète ainsi qu'une densité constante dans tout le volume impliqué. Comme il est écrit plus haut, vu les données incomplètes sur les taux de production nucléaires, il faut se contenter de ce genre de concordance macroscopique entre le modèle et l'expérience, concordance qui apparaît comme ne démentant pas les hypothèses faites.

Plus récemment, avec des moyens beaucoup plus modestes que ceux de NRL, des résultats semblables ont été obtenus dans un laboratoire français par Yu.K. Kurilenkov et M. Skowronek [23]. Une poudre de Palladium dopé par du deutérium, provenant d'une cathode creuse était répandue dans l'espace entre cathode et anode pendant le passage d'une impulsion de courant de quelques nanosecondes, transportant une énergie de l'ordre du Joule, alors que l'énergie apportée dans le cas de NRL était mesurée en kilojoule. La production de neutrons, pour un Joule dans l'impulsion de courant était de l'ordre de $5x10^6 – 10^7$ dans 4π, ce qui est cohérent avec les expériences NRL. Dans ces expériences la détection de noyaux d'Hélium 4 n'a malheureusement pas été possible, tout comme dans celles de NRL. Mais il était montré, en outre, 1) que le milieu, dans lequel étaient détectés les neutrons, demeurait froid et n'était pas thermonucléaire, 2) qu'il y avait production d'ions énergétiques, de l'ordre du Mev, 3) et de rayons X durs, observations qui sont en accord avec le modèle macroscopique proposé.

3 Rôle sous-jacent du vide quantique dans les réactions nucléaires obtenues par mise en condition froide

Le fonctionnement du processus de mise en condition froide d'un milieu étant fondé sur la l'apparition dans ce milieu d'oscillateurs dipolaires, un autre élément est à souligner, c'est le rôle du vide quantique. Il a été reconnu, déjà depuis plusieurs dizaines d'années, quel rôle pour le maintien du fonctionne-

ment d'un oscillateur dipolaire [20], il pouvait jouer. Rappelons succinctement quels sont les éléments essentiels conduisant à la reconnaissance du rôle de l'énergie du vide quantique. L'Hamiltonien du système H est composé de celui de l'oscillateur plus celui du champ avec lequel il interagit H_F :

$$H = (1/2m)\,(\mathbf{p} - (e/c)\mathbf{A})^2 + (1/2)\, m\omega^2 x^2 + H_F \qquad (14)$$

H_F est de la forme:

$$H_F = \sum_{k\lambda} \hbar\Omega_k \,(a^{\dagger}_{k\lambda}\, a_{k\lambda} + \tfrac{1}{2}\hbar\nu) \qquad (15)$$

$a^{\dagger}_{k\lambda}$ est l'opérateur de création et $a_{k\lambda}$ celui d'annihilation, λ est la polarisation et k l'indice de sommation.

Rappelons que l'énergie de point zéro, qui est le scalaire $\tfrac{1}{2}\hbar\nu$, commute avec les opérateurs de création et d'annihilation du champ électromagnétique, bien qu'il apparaisse comme faisant partie des solutions des équations du champ. Cette particularité est due à la non commutativité de opérateurs de création et d'annihilation de l'oscillateur harmonique. Une particule chargée dans le vide sera toujours en présence du champ de point zéro, dont la densité en énergie est de façon formelle infinie, selon l'expression (14). On peut montrer que le champ de point zéro est nécessaire pour le maintien de la cohérence de la théorie de l'Electrodynamique quantique, en particulier pour la préservation des relations de commutation. Dans le cas de l'oscillateur dipolaire (15) on peut montrer que le mouvement du dipôle est décrit par l'équation du mouvement d'Heisenberg qui permet d'obtenir l'équation suivante entre opérateurs:

$$x'' + \omega_0^2\, x = (e/m)\, \mathbf{E}_0(t) + (e/m)\, \mathbf{E}_{RR}(t) \qquad (16)$$

$\mathbf{E}_0(t)$ est le champ de point zéro agissant sur le dipôle.
$\mathbf{E}_{RR}(t)$ est champ généré par le dipôle et agissant sur le dipôle.

Finalement en introduisant le terme d'amortissement $\tau = 2e^2/3mc^3$, l'approximation de faible amortissement: $x'' \cong -\omega_0^2\, x(t)$, $x''' \cong -\omega_0^2 x$,

$$x'' + \tau\omega_0^2\, x' + \omega_0^2\, x = (e/m)\, \mathbf{E}_0(t) \qquad (17)$$

Sans le champ de point zéro (e/m) $\mathbf{E}_0(t)$, l'opérateur x(t) serait amorti exponentiellement et les commutateurs approcheraient de zéro pour $t \gg (\tau\omega_0^2)^{-1}$. Le système de mise en condition froide pour la production de réactions nucléaires qui est fondé sur le fonctionnement d'oscillateurs dipolaires dans un plasma froid et dense, est donc possible grâce à l'existence du champ d'énergie de point zéro.

4 Approche d'une structure possible des accumulations d'électrons.

L'hypothèse des agrégats d'électrons dans les processus de fusion nucléaire par mise en condition froide, apparaît comme étant un élément essentiel. Toutefois ce point de vue est incomplet dans la mesure où il n'incite à poser aucune question sur l'origine de la cohésion des agrégats d'électrons, dont la durée de vie de l'ordre de quelques nanosecondes dans les processus menant à des réactions nucléaires, de façon typique, est grande devant celle des processus nucléaires. En fait la question ne semble pas avoir encore été posée nettement. Toutefois le problème des réactions nucléaires par mise en condition froide conduit à aborder cette question de façon quasi-explicite. Si l'on peut concevoir que les accumulations d'électrons semblent bien amorcées auprès de sites de collision de deutérons, comment peut-on concevoir que ces accumulations puissent se maintenir pendant des durées de temps bien supérieures aux durées des processus nucléaires, ou au moins durant le temps d'une traversée de barrière par un ion, alors que la mobilité d'un noyau, comme celle d'un deutéron, est bien plus faible que celle d'un électron.

Mais il faut mentionner, pour montrer encore mieux toute l'importance du rôle des agrégats d'électrons, qu'on peut étendre sans inconvénient le principe du modèle de fusion nucléaire à toute réaction nucléaire concevable. Il suffit de remplacer le plasma contenant des deutérons, par un plasma comportant d'autres noyaux. Les premières accumulations d'électrons se feront, comme dans le cas précédent, autour des ions en collision. On peut obtenir des réactions nucléaires très diverses, encore que ce processus ne fasse pas encore l'objet d'un consensus. On peut voir dans la référence [23] un exemple expérimental réalisé par L.I.Ouroutskoîev et Al, où le processus des réactions nucléaires, pendant le passage d'une impulsion de courant, semble fondé sur l'existence d'accumulations d'électrons, sans que cette cause puisse être, toutefois, considérée comme exclusive, bien au contraire. En effet, les processus expérimentaux observés pourraient avoir en partie leur origine dans la manifestation de monopoles magnétiques selon le modèle bâti par G.Lochak [28]. On peut peut-être conjecturer que la prédominance de l'un ou de l'autre des processus pourrait dépendre de la richesse en électrons du milieu constituant le plasma froid, durant l'impulsion de courant

Pour en venir plus précisément aux éléments de description des accumulations d'électrons (AE), selon P.Beckmann [6], les AE sont symétriques, avec un rayon de l'ordre de 1 μm. En d'autres termes, leur surface extérieure semble proche de celle d'une sphère. Par exemple, une AE de 3mμ de rayon, contient une charge de 2×10^{10} électrons, mais une quantité aussi grande que 3.5×10^{14} électrons a été observée dans des AE de 20 μm de rayon, si bien que la densité de charge dans une AE est proche de 6.6×10^{23} électrons/cm^3 (Proche du nombre d'Avogadro par cm^3). Cette densité correspond à un volume occupé par un électron, que l'on peut assimiler pour plus de simplicité à un cube dont l'arête mesure 1.148×10^{-10} m ce qui peut être aussi considéré approximativement comme la distance moyenne entre deux électrons, supposés ponctuels. Une AE contient aussi, de façon typique, un ion pour 10^5 à 10^6 électrons. Cette coexistence entre un très grand nombre d'électrons et un relativement faible nombre d'ions est probablement l'élément fondamental, à l'origine de possibilités nouvelles dans le domaine des réactions nucléaires par mise en condition froide.

Mais quel est le processus qui maintient un aussi grand nombre d'électrons en quasi contact? Un effet macroscopique n'est pas vraisemblable, si l'on tient compte de la densité d'une AE, mesurée en électrons par unité de volume, et qui ne semble pas dépendre de la "taille" de cette AE. L'effet microscopique étant pris comme hypothèse, il faut tenir compte de ce que:

1) Il doit contrebalancer la force de Coulomb.
2) Manifester une force attractive.
3) Décroître selon une puissance p supérieure au carré de la distance r entre deux électrons, afin que cette force soit très faible, et même négligeable devant la force de Coulomb, à grande distance:

$$1/r^2 >> 1/r^p \tag{18}$$

Cette force, comme la force de Coulomb, doit donc se manifester à l'échelle atomique. Ses propriétés sont proches de celle de Van der Waals (ou de Casimir-Polder), qui elle-même est due de façon nette, aux fluctuations du vide quantique. En fait cette force d'interaction entre électrons est la conséquence de l'interaction entre les dipôles magnétiques de deux particules de spin ½. Cette force a été prise en compte dès les débuts du développement de la mécanique quantique, pour rendre compte du dédoublement des fréquences de Bohr. Le but est ici différent: il s'agit de comparer la force qui découle de l'existence des spins avec la force de Coulomb entre électrons. Rappelons succinctement la forme de l'hamiltonien d'interaction de deux particules de

spin ½. Tout d'abord l'Hamiltonien W_M d'interaction du moment magnétique $\mathbf{M}_2$ avec le champ créé par le moment magnétique $\mathbf{M}_1$ [21]:

$$W_M = \frac{\mu_0}{4\pi} \gamma_1\gamma_2 \frac{1}{r^3} [\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 - 3(\mathbf{S}_1 . \mathbf{n})(\mathbf{S}_2 \mathbf{n})] \tag{19}$$

Ici $\mathbf{S}_1$ et $\mathbf{S}_2$ sont les spins des électrons (1) et (2), γ_1 et γ_2 étant les rapports gyromagnétiques, tels que,

$$\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma = 2\ \mu_B / \hbar \tag{20}$$

μ_B étant le magnéton de Bohr.

$$\mathbf{M}_1 = \gamma\ \mathbf{S}_1 \qquad\qquad \mathbf{M}_2 = \gamma\ \mathbf{S}_2 \tag{21}$$

Vu la symétrie de l'expression (19), il suffit de multiplier W_M par 2 pour avoir l'Hamiltonien d'interaction total W_S, entre les deux spins:

$$W_S = 2\ W_M \tag{22}$$

Rappelons que W peut s'écrire sous la forme d'une somme de termes dont chacun est le produit d'une fonction de θ et de φ, proportionnelle à un harmonique sphérique d'ordre 2 par un opérateur agissant uniquement sur les degrés de liberté de spin ($\varepsilon_1 = \pm$, $\varepsilon_2 = \pm$). Si l'on suppose que les deux électrons sont fixes dans l'espace, on constate que seul un élément diagonal de W_S est différent de zéro, θ étant l'un des angles polaires définissant la direction du vecteur unitaire joignant les deux électrons, supposés ponctuels comme dans le modèle standard, et les paramètres ε_1 et ε_2 étant, pour cet élément de matrice, invariables sous l'action de l'opérateur agissant sur les degrés de liberté de spin

$$<\varepsilon_1 , \varepsilon_2| W_S | \varepsilon_1 , \varepsilon_2 > = - 2 \frac{\mu_0}{4\pi} \gamma^2 \frac{1}{r^3} (3 \cos^2\theta - 1) \frac{\varepsilon_1\varepsilon_2 \hbar}{4} \tag{23}$$

Il est nécessaire en outre de considérer la moyenne du terme dépendant de l'angle θ, entre zéro et π. On est ramené, en fait à un cas semi classique. L'élément de matrice se réduit à l'expression:

$$\frac{\mu_0}{8} \frac{1}{r^3} \mu_B^2 \qquad (24)$$

Quant à la force d'attraction F_B entre les deux électrons:

$$F_B = \frac{3\,\mu_0}{8} \frac{1}{r^4} \mu_B^2 \qquad (25)$$

Le rayon r_0, "mesuré" depuis le centre d'un électron, où la force d'attraction due aux spins, compense la force de Coulomb, est donné par la simple égalité:

$$r_0^2 = \frac{(3\,\mu_0 / 8)\,\mu_B^2}{q^2/(4\pi\varepsilon_0)} \qquad (26)$$

$\mu_0 = 4\pi\ 10^{-7}$ henry par mètre
$\varepsilon_0 = 10^{-9}/36\ \pi$ farad par mètre$\mu_B = -9.27408 \times 10^{-24}$ Joule/Tesla
$q = -\ 1.602189 \times 10^{-19}$ coulomb

r_0 est très proche de la longueur d'onde de Compton λ_c de l'électron:
$r_0 = 7.423 \times 10^{-13}$ m $\qquad \lambda_c == h/m_e c = 2.426 \times 10^{-12}$ m

Donc la valeur typique expérimentale de la distance entre électrons (1.148×10^{-10} m), déduite des densités électroniques typiques, est égale à $1.546 \times 10^2\ r_0$. Si l'on veut être cohérent avec l'évaluation du volume occupé par un électron quasi libre, fourni par les évaluations expérimentales, le volume "occupé" par un électron au contact avec un autre électron est $8r_0^3$. Ce sont là des valeurs indicatives mais il n'y a aucune raison pour qu'elles soient très différentes de ce que donnerait un modèle 3D de l'électron. Il y a lieu de mentionner au passage que la longueur qui correspond à l'annulation de la force entre électrons est proche de celle, la longueur d'onde de Compton, qui caractérise le Zitterbewegung, ce qui bannit toute tentation de supposer qu'il puisse exister un état statique des AE. En outre, ce résultat numérique indique que la structure des accumulations d'électrons qui ont été observées est beaucoup moins compacte qu'on aurait pu le supposer a priori. Les électrons apparaissent comme quasi libres. Cela ne signifie pas qu'il n'existerait pas de structures plus "serrées". La distance moyenne d'éloignement entre électrons

devrait dépendre du mode de création de l'accumulation. On en est réduit à des conjectures, tant qu'on n'a pas simulé un tel processus de création. Toutefois on peut avancer, à ce stade de réflexion, que les accumulations d'électrons autour de deux ions en collision, qui semblent, selon ce qui a été exposé plus haut, être la clef des réactions nucléaires par mise en condition froide, pourraient avoir une structure plus "serrée" que celle correspondant à des grands agrégats. En effet, les accumulations se produisant de façon préférentielle typiquement autour de deux ions en collision, les électrons peuvent être supposés "piégés" dans le puit de potentiel, et en contact à une distance de leur centre égale à la longueur d'onde de Compton. La présence d'un ion isolé doit aussi pouvoir créer une accumulation d'électrons, probablement moins compacte que dans le cas de deux ions en collision. En fait une accumulation d'électrons apparaît comme un objet complexe dans lequel la notion de densité moyenne d'électrons n'a pas beaucoup de signification physique, dans la mesure où il peut se créer transitoirement des sous structures d'accumulation, plus compactes, c'est à dire avec un plus grand nombre d'électrons par unité de volume. Toutefois il est probable que la pression à l'intérieur du plasma où se crée une accumulation d'électrons joue un rôle fondamental sur la compacité de l'accumulation. Il existe vraisemblablement une notion sous jacente "d'équation d'état" d'un gaz d'électrons qui mériterait d'être étudiée plus avant, à la fois expérimentalement et théoriquement. Entre le volume occupé par une accumulation d'électrons quasi libres, à la pression atmosphérique et celui occupé au contact à la distance de la longueur de Compton, il y a un facteur approximatif égal à $(½ \times 1.546\times10^{2})^{3}$, comme cela a été vu plus haut. Vu la valeur de ce facteur (4.62×10^{5}), il est possible de conjecturer que si les électrons sont en contact à une distance égale à la longueur d'onde de Compton de l'électron, la pression à l'intérieur du plasma est de l'ordre de quelques centaines de kilobars. Il y a là une voie pouvant peut-être mener à une physique particulière des accumulations compactes d'électrons sous haute pression.

5 Rôle possible des accumulations d'électrons pourla création de l'effet Casimir dynamique.

Une autre utilisation des AE est concevable dans le cadre d'expériences en Electrodynamique quantique, pour faire des expériences de production de particules grâce à l'effet Casimir dynamique [24] [25] [26]. L'effet Casimir statique décrit la réponse du vide de champs quantifiés causé par le changement de l'énergie de point zéro d'un champ quantique du à la présence de conditions aux limites géométriques et statiques [27]. Mais le concept d'effet Casimir recouvre en fait toutes les circonstances où il y a une réponse du vide

de champs quantifiés en interaction avec des conditions dites "externes", c'est à dire des conditions sur lesquelles le vide de champs quantifiés n'a aucune action.

Plus généralement on considère que l'effet Casimir dynamique, c'est à dire la production de particules à partir du vide, et due à la présence de conditions "externes" spatio-temporelles qui varient. Ces conditions peuvent être des champs classiques de base ou bien des conditions géométriques aux limites. Les études théoriques consistent, par exemple à considérer un certain domaine G(t) avec des conditions de Dirichlet aux limites et qui subit de faibles changements durant le tems (0,T):

$$G(t<0) = G(t>T) = G_0 \tag{27}$$

Les dispositifs expérimentaux macrocospiques habituels ne semblent pas d'une mise en œuvre aisée par suite de la nécessité, par exemple, de pouvoir faire déplacer un miroir avec une vitesse suffisante. En revanche, une AE donne un grand nombre de possibilités expérimentales . En effet, si l'on accepte l'hypothèse énoncée plus haut d'une AE non compacte, mais constituée de AE plus petites, et formées de façon préférentielle autour des ions, dans un plasma dense et froid, on en déduit qu'il existe autant de cavités qu'il y a d'ions contenus dans l'accumulation d'électrons totale total. Les parois de ces cavités de forme quelconque, peuvent être supposées constituées par des électrons assez proches les uns des autres à des distances au plus égale à deux fois la longueur d'onde de Compton. On peut conjecturer que chacune des cavités a un nombre de modes d'oscillation réduit par rapport à celui du vide quantique, chaque pulsation Ω variant en fonction du temps et de la forme ainsi que des dimensions de la cavité. Ces pulsations peuvent être considérées comme caractérisant aussi un Grand Système de Poincaré, pour une cavité. Les calculs théoriques considèrent à part l'effet d'accélération des parois d'une cavité et l'effet de compression du champ (squeezing effect). Mais il y aurait lieu, dans une modélisation de l'effet, de tenir compte du mouvement permanent des électrons, au niveau de la longueur d'onde de Compton.

Références

[1] Gennady.A.Mesyats, Ectons, 3 volumes, in Russian, Ekaterinburg Nauka Oural Publisher, 1993.

[2] Gennady.A.Mesyats, Explosive Electron Emission, in English, Ekaterinburg, URO-Press, 1998.

[3] Gennady.A.Mesyats, Cathode Phenomena in aVacuum Discharge, in English, Moscow Nauka Publishers, 2000.

[4] K.R, Shoulders EV- A Tale of discovery, Austin, TX,1987. A historical sketc of early EV work. Available from the author (PO Box 243, Bodega, CA 9492 Email krscfs@svn.net.).
[5] K.R. Shoulders, U.S. Patent, 5 018 180 (1991), 5 054 046 (1991), 5 054 047 (1991), 5 123 039 (1992), 5 148 461 (1992).
[6] Petr Beckmann, Electron Clusters, Galilean Electrodynamics Sept/Oct 1990, Vol 1, N°5 pp.55-58.
[7] Ken Shoulders & Steve Shoulders, Observation on the Role of Charge Clusters in Nuclear Cluster Reactions, Journal of New Energy, Vol.1, N°3, 1996.
[8] M.Rambaut, Physics Letters A 163 (1992), 335-342, 30 March 1992, "Capillary fusion through Coulomb barrier screening in turbulent processes generated by high intensity current pulses".
[9] M.Rambaut, Physics Letters A 164 (1992), 155-163, 13 April 1992, "Double screened Coulomb barrier accounts for neutrons production in cluster and other fusion experiments".
[10] M.Rambaut, Frontiers of Cold Fusion, ICCF3, Nagoya, October 21-25, 1993, Universal Academic Press,Inc, pages 601-604, "Lawson Criterion made obsolete by Cold Fusion through the Double Screening Process".
[11] M.Rambaut, Proceedings: Fourth International Conference on Cold Fusion ICCF4, Volume 4, 24-1 24-17, edited by EPRI, July 1994, "Account of Cold Fusion by screening and harmonic oscillator resonance".
[12] M.Rambaut, Transactions of Fusion Technology, volume 26, Number 4T, 486-492, December 1994, "Account of Cold Fusion by screening and harmonic oscillator resonance".
[13] M.Rambaut, Proceedings of the 5th International Conference on Cold Fusion (ICCF5), p 623, 9-13 Avril 1995, Monte-Carlo, Monaco, "Experimental Evidences for the Harmonic Oscillator Resonance and Electron Accumulation Model of Cold Fusion".
[14] M.Rambaut, Fusion non-thermonucléaire dans un milieu deutéré, hors substrat. Paramétrisation d'une expérience à l'échelle macroscopique, Juin 1996, non publié.
[15] G.V.Fedorovitch, Physics Letters A 164 (1992), 335-342, 30th March 1992
[16] Ilya Prigogine, Chaos, Solitons & Fractals Vol. 4, N°3 pp 311-359, 1994.
T.Petrovsky & I.Prigogine, "Alternative Formulation of Classical and Quantum Dynamics for Non-integrable systems", Physica 175A (1991), p146.
T.Petrovsky & I.Prigogine, "Poincaré resonances and the extension of classical dynamics", Chaos Solitons and Fractals, vol.5, 1995.
T.Petrovsky & I.Prigogine, "Quantum Chaos, Complex Spectral Representations and Time-Symmetry Breaking", Chaos Solitons and Fractals, vol.4, 1994, p311.
[17] Melvin H.Miles, Benjamin F.Bush, and Kendall B.Johnson, Anomalous effects in Deuterated Systems, NAWCWPNS TP 8302, Naval Air Warfare Center Weapons Division, September 1996.

[18] J.D.Sethian, A.E.Robson, K.A.Gerber, and A.W.DeSilva, Physical Review Letters, Volume 59, Number 8, 24 August 1987, 892-895.
[19] D.Sethian, A.E.Robson, K.A.Gerber and A.W.DeSilva, Evolution of a deuterium Fiber Z-Pinch driven by a long current pulse, Workshop on Alternative confinement scheme, Varenna, Italy, October 1990.
[20] Peter W. Millonni, The Quantum Vaccum, Academic Press Inc. 1994.
[21] Voir par exemple Claude Cohen Tannnoudji et Al, Mécanique Quantique, Hermann, 1980.
[22] L.I.Ouroutskoïev, V.I.Liksonov, V.G.Tsinoïev, Observation expérimentale d'un rayonnement «étrange» et transmutation d'éléments chimiques, Journal de radioélectronique, N°3, 2000 (En russe).
[23] Yu.K. Kurilenkov & M.Skowronek.
Third workshop on magneto-plasma aerodynamics in aerospace applications, Institut for high temperatures, Moscow, April 2001, proceedings, pp 423-433.
Euroconference on hypersonic and aerothermic flows and shocks, and lasers, 23-27 avril 2001, Observatoire de Paris
[24] Ralph Schützhold, Günther Plunien, and Gerhard Soff, Trembling cavities in the canonical approach, Physical Review A, Vol 57, Number 4, 2311, April 1998.
[25] Ralph Schützhold, Günther Plunien, and Gerhard Soff, Quantum radiation in external background fields, Physical Review A, Vol 58, Number3, 1783, September 1998.
[26] Ralph Schützhold, Günther Plunien, and Gerhard Soff, Dynamical Casimir Effect at finite Temperature, Physical Review A Letters, Vol 84, Number 9,1882, 28 February 2000.
[27] The Casimir effect 50 years later, World Scientific, 1999
[28] G.Lochak, The symmetry between Electricity and Magnetism and the problem of the existence of a Magnetic Monopole. Advanced Electromagnetism, foundations, theory and applications, Editors: Terence Barret &Dale M.Grimes, World Scientific, 1995.

Manuscrit reçu le 6 Janvier 2003.