

## Note sur la possibilité de transmutations nucléaires à basse énergie

**Michel Buxerolle et Jacques Kurdjian**

Avec le recul du temps, les expériences du Pr Focardi [ 1 ] apparaissent cruciales pour les excédents d'énergie observés lorsque certains métaux, et en particulier le nickel, sont confinés dans l'hydrogène gazeux sous température élevée.

Rappelons les résultats :

Expérience A : L'excédent de puissance évalué est :  $38,9 \pm 1,5$  W, pour une température d'environ 700 K ( $430^\circ\text{C}$ ), avec un barreau en acier inoxydable ( $\phi = 5$  mm,  $l = 90$  mm) recouvert d'une mince couche de nickel d'à peu près 0,1 mm d'épaisseur, par dépôt électrolytique. Avec une masse de nickel d'environ 1,3 gramme, la puissance massique est estimée à 30 W/g.

Expérience B : Un barreau de nickel de mêmes dimensions est utilisé dans des conditions similaires. L'excédent de puissance est moindre :  $23,0 \pm 1,3$  W, malgré une masse de nickel beaucoup plus importante.

De ces deux expériences, on peut déduire que les excédents d'énergie proviennent d'une couche mince, en surface des échantillons, et doivent être liés au rapport de charge, en nombre d'atomes,  $r_c = \text{H}/\text{Ni}$ , réalisé dans cette couche. Ce rapport de charge est vraisemblablement optimal dans l'expérience A, alors que dans l'expérience B, la diffusion de l'hydrogène dans la masse de nickel diminue le rapport de charge en surface du barreau.

Une puissance massique de 30 W/g, c'est-à-dire pour environ  $10^{22}$  atomes de Ni, ne peut pas provenir de phénomènes atomiques, ce qui amène à rechercher une origine nucléaire en faisant intervenir des LENR (Low Energy Nuclear Reaction). Les mesures de rayonnement autour des expériences n'ont jamais été significatives, il reste alors l'hypothèse de transmutation du nickel en cuivre, après capture d'un proton, elle a été avancée par le Pr Focardi et Rossi [ 2 ]. Cette transition est exo-énergétique mais se heurte à de fortes objections, la principale étant la répulsion Coulombienne. En effet, la barrière de Coulomb, de l'ordre de 6,7 MeV, apparaît infranchissable pour des protons dont l'énergie, due à l'agitation thermique dans le nickel solide est au plus de l'ordre de 0,2 eV.

Plusieurs hypothèses ont été envisagées pour le contournement de la barrière de Coulomb. Une des plus intéressantes est celle de Yeong Kim [ 3 ], elle fait intervenir des bosons qui, selon la statistique de Bose-Einstein peuvent s'associer, le principe d'exclusion de Pauli ne

s'appliquant plus. Les isotopes pairs du nickel ( $Z$  pair et  $A$  pair) sont des bosons composites :  $0^+$ , nombre de spin = 0 et parité paire.

Mais, au lieu de réunir comme Yeong Kim, des protons entre eux pour ensuite les associer avec les isotopes pairs du nickel, on va considérer que l'hydrogène neutre, c'est-à-dire le proton avec un électron sur l'orbite de Böhr, est un boson composite. Les spins  $\frac{1}{2}$  du proton et de l'électron ont deux possibilités d'association, soit antiparallèles avec  $s = 0$ , soit parallèles avec  $s = 1$ . Il existe donc une possibilité d'association des isotopes pairs du Ni,  $0^+$ , avec l'hydrogène neutre de nombre de spin  $s=0$ . Lorsque  $s = 1$ , l'énergie de l'électron est très légèrement supérieure à l'énergie de l'électron quand  $s = 0$ . La transition  $s = 1 \rightarrow s = 0$  est responsable de la raie à 21 cm de l'hydrogène (Harold Ewen, Franck Purcell).

Un réseau cristallin est vu comme un empilement de sphères représentant les atomes, les interstices entre les sphères peuvent être occupés par l'hydrogène sous forme d'ions. Ils ont des positions géométriquement définies, les sites octaédriques et tétraédriques, qui dépendent de l'arrangement du réseau cristallin : cubique à faces centrées comme le nickel, cubique centré, hexagonal compact, etc... Les sites octaédriques sont moins étroits que les sites tétraédriques, et leur occupation entraîne moins de contraintes mécaniques dans le réseau cristallin. On suppose qu'ils sont occupés en priorité et préférentiellement, par rapport aux sites tétraédriques. Dans l'éventualité où les sites octaédriques sont tous occupés, le rapport de charge H/Ni, en nombre d'atomes est égal à 1, c'est-à-dire qu'il y a équivalence entre le nombre d'ions et le nombre d'atomes de nickel. Lors de la diffusion de l'hydrogène, le déplacement des ions s'effectue par bonds, allant d'un site vers un autre site vacant. Les mouvements sont accélérés par l'agitation thermique consécutive à une élévation de température.

En supposant une émission sans direction préférentielle à partir des sites octaédriques occupés, les ions peuvent se diriger vers un atome du réseau. La reconstitution d'un atome d'hydrogène neutre grâce à un électron pris dans la bande de conduction permet la formation d'un boson qui, s'il est de spin = 0, n'a pas d'orientation dans l'espace. Il est comparable à une sphère de rayon égal au rayon de l'orbite de Böhr, soit  $r_B = 5,29 \cdot 10^{-11}$  m. Le boson de spin = 0, correspondant à un isotope pair du noyau de nickel, a les dimensions très restreintes du noyau, soit un rayon de  $4 \text{ à } 5 \cdot 10^{-15}$  m, négligeable devant le rayon  $r_B$  de l'orbite de Böhr. Deux bosons de spin 0 sont indépendants vis-à-vis des rotations dans l'espace et, par rapport au réseau cristallin, un changement de position entre un noyau de nickel et un atome d'hydrogène neutre devrait donc être sans conséquence. La section efficace d'association de ces deux bosons est alors équivalente à :  $\pi \cdot (r_B)^2$ .

Au moment de l'association des bosons, le proton est à la distance  $r_B$  du noyau de nickel et sa capture immédiate ne peut pas être envisagée. On arrive à une configuration où le noyau de nickel est en périphérie de l'entité représentée par l'atome d'hydrogène neutre. Le cortège

électronique du noyau de nickel n'est pas concerné par l'association des bosons mais l'électron constitutif du boson hydrogène neutre a un rôle à jouer. En effet, il n'apparaît pas impossible qu'il soit interposé pendant un temps très court entre le proton et le noyau de nickel. Compte tenu de la vitesse  $v_e$  de l'électron sur l'orbite de Böhr, ce temps est de l'ordre de  $2 \cdot R_N / v_e$ ,  $R_N$  est le rayon du noyau de nickel. Avec  $v_e = \alpha \cdot c$ ,  $c$  étant la vitesse de la lumière, et  $\alpha = 1 / 137,036$ , l'inverse de la constante de structure fine, on obtient la vitesse  $v_e = 2,188 \cdot 10^6 \text{ m. s}^{-1}$ , ce qui conduit à un temps d'interposition inférieur à  $10^{-20}$  seconde incompatible avec la puissance massique estimée.

Le boson hydrogène neutre est animé d'une vitesse fonction de l'agitation thermique. Cette vitesse, soit  $v_p$ , correspond à peu près à celle du proton qui détient l'essentiel de la masse. Un intervalle de temps, soit :  $\delta t = r_B / v_p$ , est donc nécessaire pour que le proton atteigne le noyau de nickel. On est amené à envisager qu'à la suite de l'association des bosons, la répulsion Coulombienne est neutralisée pendant le temps  $\delta t$ . Cette répulsion devrait pourtant être d'autant plus forte que la distance au noyau diminue, sauf si l'électron reste intercalé entre le proton et le noyau de nickel. La charge électrique positive du noyau de nickel peut freiner le mouvement de l'électron orbital. L'accord des phases entre l'onde de Louis de Broglie et les fréquences des constituants de l'hydrogène neutre n'est plus respecté. La contrainte de rester sur l'orbite de base avec le nombre quantique  $n = 1$  n'existe plus, l'électron et le proton deviennent des particules libres et forment un couple  $[p+e^-]$ . L'électron a tendance à rester au voisinage de la charge positive du noyau de nickel. Le proton, animé de la vitesse  $v_p$  peut s'approcher de l'électron en parcourant le rayon  $r_B$  pendant le temps  $\delta t$ .

Dans cette éventualité, le couple  $[p+e^-]$  se comporte comme un neutron bien qu'il ne puisse être un neutron puisqu'il existe un défaut de masse correspondant à 0,782 MeV. Pour donner une image, le couple  $[p+e^-]$  est comparable à un cheval de Troie. Il permet au proton de franchir la barrière de potentiel et ainsi de parvenir à portée des forces nucléaires du noyau de nickel. L'électron n'est pas une particule nucléaire, il est donc rejeté ou du moins, selon le principe d'indiscernabilité, un électron est expulsé par le noyau composé résultant de l'absorption du couple  $[p+e^-]$  pendant un court instant. Une transmutation, après capture du proton, permet de disposer d'un excédent d'énergie potentielle transférée à l'électron expulsé sous forme d'énergie cinétique. Dans ce processus, il existe un électron entrant et un électron sortant, le nombre leptonique est donc préservé.

A l'inverse, s'il n'y a pas interposition de l'électron, l'association des bosons se disloque et l'hydrogène neutre est diffusé. Cet événement représente sans doute la grande majorité des interactions.

Le processus envisagé pour la capture d'un proton passe par un enchaînement d'événements dont certains paraissent difficiles à réaliser. Chaque étape du processus est

conditionnée par la réalisation de l'évènement précédent auquel peut être attribué une probabilité. La réalisation du processus sera donc représentée par un produit de probabilités.

Dans un réseau cristallin, l'élément de base est la maille élémentaire pour laquelle on peut définir le nombre et la position des noyaux et des sites susceptibles d'héberger les ions hydrogène. Pour le nickel, avec un réseau cristallin cubique à faces centrées, la maille élémentaire dispose de 4 noyaux (8 aux angles du cube, comptant pour  $1/8$ , et 6 au centre des faces comptant pour  $1/2$ ), de 4 sites octaédriques, plus 8 sites tétraédriques. Seuls les 4 sites octaédriques sont pris en considération puisqu'ils sont censés être occupés de préférence aux sites tétraédriques. Il existe 1 site octaédrique au centre du cube et 12 sites sur les arêtes comptant pour  $1/4$ , soit au total 4 sites. Le rapport de charge optimal, en nombre d'atomes, est alors :  $H/Ni = r_c = 1$ .

Le calcul des probabilités est effectué pour une maille dont tous les sites octaédriques sont occupés, c'est-à-dire pour  $r_c = 1$ . C'est une configuration optimale qui semble difficile à assurer lors d'une expérience. Avec  $r_c < 1$ , il est possible de pondérer la probabilité de réaction résultante par  $r_c$ , mais ce procédé n'est pas toujours justifié parce que la répartition des sites occupés au sein d'un réseau de grandes dimensions est aléatoire avec la possibilité d'occupation de sites tétraédriques.

Pour chaque étape du processus, la probabilité élémentaire est détaillée ci-dessous :

1) –  $p_s$  : probabilité pour qu'un atome d'hydrogène neutre possède un nombre de spin = 0.

On retient l'hypothèse de l'équiprobabilité pour la réalisation de  $s = 0$  ou  $s=1$ , ce qui entraîne  $p_s = 1/2$ , bien que la configuration avec l'énergie la plus faible avec  $s = 0$ , soit sans doute légèrement plus probable

2) –  $p_G$  : probabilité géométrique.

C'est la probabilité pour qu'au départ d'un site octaédrique, le proton, après reconstitution de l'hydrogène neutre puisse atteindre un noyau de nickel. La section transversale de la cible est étendue à la dimension de l'orbite de Böhr pour l'association des bosons 0. La probabilité géométrique est la somme des angles solides fractionnels dans la maille élémentaire :

$p_G = \sum \pi \cdot (r_B)^2 \cdot f_i / ((d_i)^2 \cdot 4 \pi)$ , avec  $d_i$ , distance entre les sites octaédriques repérés par l'indice  $i$ , et les différents noyaux de nickel. Le facteur  $f_i$  caractérise la fraction de présence dans la maille des noyaux et des sites.

Pour un réseau cubique à faces centrées,  $p_G = (26/3) \cdot (r_B / a)^2$ , les distances  $d_i$  sont évaluées à partir de l'arête  $a$  de la maille qui est calculée par la relation :  $a^3 = n \cdot M / (\mathcal{N} \cdot \rho \cdot 10^6)$ , avec  $n$ , le nombre d'atomes présents dans la maille élémentaire,  $M$  le nombre de masse en g/mol,  $\rho$  la masse volumique en  $g.cm^{-3}$  et  $\mathcal{N}$  le nombre d'Avogadro.

3) –  $p_i$  : probabilité pour que l'électron soit intercalé entre le proton et le noyau, annulant ainsi la répulsion Coulombienne.

Le mouvement de l'électron sur l'orbite de Bohr se situe sur n'importe quelle circonférence de la sphère de rayon  $r_B$ . La zone efficace à la surface de cette sphère est approximativement  $\pi \cdot (R_N)^2$  avec  $R_N$ , rayon du noyau de nickel.

La probabilité  $p_i$  est donc :  $p_i = \pi \cdot (R_N)^2 / 4 \cdot \pi \cdot (r_B)^2 = (1/4) \cdot (R_N / r_B)^2$ .

Lorsque le processus est parvenu à cette étape, l'association des bosons est effective. Pour le nickel, on a :  $p_G \cdot p_i = (26/3) \cdot (r_B / a)^2 \cdot (1/4) \cdot (R_N / r_B)^2 = (13/6) \cdot (R_N / a)^2$ . Le produit  $p_G \cdot p_i$  est indépendant de  $r_B$ , ce qui semble montrer que l'association des bosons est caractéristique du réseau cristallin pour les noyaux considérés.

4) –  $p_t$  : probabilité temporelle.

C'est la probabilité pour que la durée d'interposition de l'électron soit suffisante malgré sa vitesse élevée  $v_e$  sur l'orbite de Bohr. La probabilité  $p_i$  tient compte de toutes les positions des orbites à la surface de la sphère de rayon  $r_B$  mais, sur une orbite particulière la position de l'électron n'est pas définie. La durée du passage de l'électron devant le noyau est approximativement :  $2 \cdot R_N / v_e$ , la durée totale du déplacement de l'électron sur une orbite est :  $2 \cdot \pi \cdot r_B / v_e$ . La probabilité temporelle est donc :  $p_t = R_N / \pi \cdot r_B$ .

5) –  $p_c$  : probabilité de capture du proton.

Avec l'hypothèse que le « cheval de Troie », c'est-à-dire le couple  $[p+e^-]$ , se comporte comme un neutron, la probabilité de capture est :  $p_c = \sigma_c / \sigma_t$ , avec  $\sigma_c$  section efficace de capture du neutron et  $\sigma_t$  section efficace totale d'interaction du neutron avec le noyau de nickel. Le domaine des énergies impliquées dans le processus est inférieur à 0,1 eV, c'est pour les neutrons le domaine des énergies thermiques représentées par la distribution de Maxwell-Boltzmann caractéristique de la température du milieu. Cette distribution est dissymétrique, l'énergie moyenne est :  $3/2 \cdot k \cdot T$ , ( $k$ , constante de Boltzmann et  $T$ , température absolue). L'énergie la plus probable, correspondant au maximum de la distribution de la vitesse des neutrons est :  $k \cdot T$ . A la température ordinaire, soit 20° C, la vitesse des neutrons est 2200 m. s<sup>-1</sup> et l'énergie correspondante, dite énergie thermique est 0,025 eV. La section efficace de capture est une propriété des particules et des noyaux en présence, on admet donc que la section efficace de capture  $\sigma_c$  reste à peu près identique à la valeur donnée pour l'énergie thermique. Par contre la valeur de la section efficace totale  $\sigma_t$  dépend de l'énergie et donc de la température, à cause de la diffusion des particules par les noyaux. Pour les faibles énergies, l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de Louis de Broglie se situe autour de 10<sup>-10</sup> m, valeur très supérieure à la dimension du noyau de nickel, de l'ordre de quelques 10<sup>-15</sup> m. Dans la décomposition de l'onde en ondes partielles, le paramètre d'impact est donc très supérieur à 10<sup>-15</sup> m, le seul nombre quantique à prendre en considération est :  $l = 0$ . Un neutron de faible énergie, ou encore le couple  $[p+e^-]$ , se comporte alors comme un projectile de rayon égal à :  $\lambda / 2$ .  $\sigma_t$  est donc tributaire de phénomènes ondulatoires. En particulier, la diffraction derrière l'obstacle du noyau double la surface apparente et la valeur de  $\sigma_t$  est :  $\sigma_t = 2 \cdot \pi(\lambda/2 \cdot \pi)^2 = \lambda^2/2 \cdot \pi$

Selon la théorie de Louis de Broglie,  $\lambda$  est égal à la constante de Planck divisée par la quantité de mouvement, on a donc pour le couple  $[p+e^-]$  :  $\lambda = h \cdot c / (2 \cdot m_E \cdot E)^{1/2}$  avec  $h$ ,

constante de Planck,  $c$ , vitesse de la lumière,  $m_E$ , équivalent en énergie de la masse du couple  $[p+e^-]$  peu différente de la masse du proton,  $E$  est l'énergie cinétique du couple. Pour l'énergie la plus probable, on a :  $E = k \cdot T$ . Finalement, la probabilité de capture du proton est :

$$p_c = 4 \cdot \pi \cdot m_E \cdot k \cdot T \cdot \sigma_c / h^2 \cdot c^2$$

La probabilité de réaction est le produit des probabilités élémentaires qui viennent d'être explicitées :

$$p_r = p_s \cdot (p_G \cdot p_i) \cdot p_t \cdot p_c = 0,5 \cdot ((13/6) \cdot (R_N / a)^2) \cdot (R_N / \pi \cdot r_B) \cdot 4 \cdot \pi \cdot m_E \cdot k \cdot T \cdot \sigma_c / h^2 \cdot c^2$$

$R_N$ , le rayon du noyau cible, est calculable par la relation approximative :  $R_N = R_0 \cdot A^{1/3}$  avec pour  $R_0$ , la valeur empirique :  $R_0 = 1,23 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ ,  $A$  étant le nombre de masse du noyau cible. Finalement, on obtient pour la probabilité de transmutation du nickel :

$$(1) \quad p_r = ((13/3) \cdot (R_0)^3 \cdot (m_E / r_B) \cdot A \cdot k \cdot T \cdot \sigma_c) / (a \cdot h \cdot c)^2$$

La relation (1) ci-dessus est établie pour une maille élémentaire prise dans un réseau cristallin à faces cubiques centrées. Elle concerne le nickel pour lequel on dispose de résultats expérimentaux permettant une vérification éventuelle. Mais à part le facteur de géométrie elle peut s'appliquer à tout réseau cristallin à condition de recalculer la probabilité géométrique  $p_G$ .

Pour le nickel, l'énergie potentielle de transmutation est :  $\Delta = {}^{2X}M_{Ni} + M_p - {}^{2X+1}M_{Cu}$ . Avec respectivement,  $M_{Ni}$ ,  $M_p$  et  $M_{Cu}$ , les masses /  $c^2$  exprimées en MeV du nickel, du proton et du cuivre. Les masses atomiques paires sont représentées par  $2X$ . Encore faut-il s'assurer que les transmutations soient réalisables. Les isotopes de Cu formés après capture d'un proton sont des fermions  $3/2$ , de parité impaire, on a bien :  $J' = 0 + \frac{1}{2} + l$ , avec  $l=1$ , nombre quantique orbital dans le modèle des couches, amenant le changement de parité par :  $(-1)^l$ .

Ce qui est possible avec le nickel ne l'est pas forcément avec d'autres éléments, par exemple le palladium pourtant capable d'absorber 900 fois son volume d'hydrogène. Le palladium possède des isotopes pairs  $0^+$  et un réseau cubique à faces centrées. La transmutation en argent n'est pas observée puisque dans les expériences d'électrolyse d'eau lourde une électrolyse d'eau légère est souvent utilisée comme témoin et aucun excédent d'énergie n'est enregistré. Dans la transmutation en argent, l'isotope  $^{103}\text{Ag}$  est de spin  $7/2$ , de parité paire, les autres isotopes sont de spin  $\frac{1}{2}$  et de parité impaire :  $J' = 0 + \frac{1}{2} + l$ ,  $l=3$  ou  $0$  et avec  $(-1)^l$  la conservation ou le changement de parité ne sont pas obtenus.

Lorsque l'isotope de Cu formé n'est pas stable, il faut tenir compte du niveau énergétique :  $Q$ , de cet isotope. Si  $\Delta$  est inférieur à  $Q$ , la transmutation ne peut pas être réalisée. A la suite de la capture d'un proton, la décroissance du  $^{61}\text{Cu}$  radioactif est leptonique, par capture électronique, avec la possibilité de l'émission de quelques positrons, l'énergie  $Q$  n'est pas récupérable, emportée presque en totalité par un neutrino.

Le tableau I ci-dessous, rassemble les transitions des isotopes pairs du nickel, après capture d'un proton, avec leur bilan énergétique.

Tableau I

| <u>Transition</u> | <u><math>\Delta</math> (MeV)</u> | <u>Q (MeV)</u> | <u><math>E_r</math> (MeV)</u>               |
|-------------------|----------------------------------|----------------|---------------------------------------------|
| 58Ni ----> 59Cu   | 2,90802                          | 4,7984         | $\Delta$ trop faible, transition impossible |
| 60Ni ----> 61Cu   | 4,28903                          | 2,2376         | 2,0514                                      |
| 62Ni ----> 63Cu   | 5,61176                          | 0              | 5,61176                                     |
| 64Ni ----> 65Cu   | 6,94286                          | 0              | 6,94286                                     |

L'énergie résiduelle  $E_r$  est transférée à l'électron sortant sous forme d'énergie cinétique. Il reste à définir, pour les électrons, les proportions d'émission qui dépendent du pourcentage isotopique de l'isotope de nickel impliqué dans la transmutation, et de la section efficace de capture pour cet isotope.

Le tableau II ci-dessous présente les pourcentages isotopiques du nickel ainsi que les sections efficaces correspondantes. Les valeurs sont obtenues à partir de la référence [ 4 ]. La dernière colonne donne la pondération de la section efficace de capture par les pourcentages isotopiques du nickel. Les isotopes n'aboutissant pas à une transmutation sont éliminés, ce qui conduit à une section efficace pondérée de seulement 1,302 barn.

Tableau II

| <u>Isotope</u>          | <u>% isotope</u> | <u><math>\sigma_c</math> (barn)</u> | <u>% i . <math>\sigma_c</math> / 100</u> |
|-------------------------|------------------|-------------------------------------|------------------------------------------|
| ----- ----- ----- ----- |                  |                                     |                                          |
| <sup>58</sup> Ni        | 68,077           | 4,5                                 | transition impossible                    |
| <sup>60</sup> Ni        | 26,223           | 2,9                                 | 0,760                                    |
| <sup>61</sup> Ni        | 1,140            | 2,5                                 | impair, non concerné                     |
| <sup>62</sup> Ni        | 3,635            | 14,5                                | 0,527                                    |
| <sup>64</sup> Ni        | 0,926            | 1,63                                | 0,015                                    |
|                         |                  |                                     | -----                                    |

Somme = 1,302 barn

Le tableau III ci-dessous donne l'énergie des électrons émis, la proportion d'émission soit :  $p_e = (\% i . \sigma_c / 100) / 1,302$ , ainsi que l'énergie moyenne pondérée.

Tableau III

| Transition      | $E_{e^-}$ (MeV) | $p_e$  | $E_{e^-} \cdot p_e$ (MeV) |
|-----------------|-----------------|--------|---------------------------|
| 60Ni ----> 61Cu | 2,0514          | 0,5838 | 1,1976                    |
| 62Ni ----> 63Cu | 5,61176         | 0,4046 | 2,2704                    |
| 64Ni ----> 65Cu | 6,94286         | 0,0116 | 0,0804                    |
| Somme =         |                 |        | 3,5484 MeV                |

L'énergie moyenne libérée par l'ensemble des isotopes pairs est : 3,548 MeV. La proportion d'émission  $p_e$  représente aussi la proportion de l'isotope de cuivre formé par transmutation. On a donc :  $^{63}\text{Cu}$  à 40,46 % et  $^{65}\text{Cu}$  à 1,16 %, avec pour  $^{61}\text{Ni}$ , une augmentation de 58,38% qui viennent s'ajouter aux 1,14 % de l'isotope naturel, après décroissance de  $^{61}\text{Cu}$ , (demi vie : 3,333 h), par capture électronique à 100 % et perte presque totale de l'énergie.

Avec une énergie moyenne de 3,548 MeV par transmutation, soit  $5,68 \cdot 10^{-13}$  joule, il faut  $5,28 \cdot 10^{13}$  transmutations par seconde et par gramme de nickel pour la puissance massique estimée de 30 W/g à 700 K.

Compte-tenu des proportions des isotopes produits, on peut se demander s'il est possible d'observer l'apparition du cuivre et la modification de la composition isotopique du nickel. En considérant par exemple un fonctionnement stable pendant 30 jours à 700 K, l'énergie produite est à peu près  $7,78 \cdot 10^7$  joules. Le nombre de noyaux produits par gramme est, pour le  $^{61}\text{Ni}$  :  $7,98 \cdot 10^{19}$  noyaux, après décroissance de  $^{61}\text{Cu}$ , pour le  $^{63}\text{Cu}$  :  $5,53 \cdot 10^{19}$  noyaux et pour le  $^{65}\text{Cu}$  :  $1,59 \cdot 10^{18}$  noyaux. Le  $^{61}\text{Ni}$  produit représente moins de 0,8% des atomes de Ni déjà présents et le cuivre moins de 0,6%. En fin d'expérience, il semble donc difficile d'observer des différences dans la composition isotopique sauf peut-être en procédant par voie chimique. En effet, dans le cuivre transmuté à partir du nickel, le rapport  $^{63}\text{Cu} / ^{65}\text{Cu}$  devrait être 34,88 au lieu de 2,44 dans le cuivre naturel.

Dans la relation ( 1 ) pour le calcul de  $p_r$ , les données caractéristiques du métal et de son réseau cristallin sont, d'une part le nombre de masse A et la section efficace de capture  $\sigma_c$  pour l'isotope considéré et d'autre part, le facteur de géométrie 13/3 ainsi que la longueur, a de l'arête de la maille. L'élément variable est la température absolue T, les autres éléments sont des constantes. Il est donc possible de calculer une valeur approximative de  $p_r$ , fonction de  $\sigma_c$  et de T en remplaçant A, nombre sans dimension par la valeur numérique de M, soit 58,6934. En utilisant les constantes suivantes :  $m_E = 9,38783 \cdot 10^8$  eV ;  $r_B = 5,29 \cdot 10^{-11}$  m ;  $k = 8,61734 \cdot 10^{-5}$  eV.K<sup>-1</sup> ;  $h = 4,13567 \cdot 10^{-15}$  eV.s ;  $c = 299792458$  m.s<sup>-1</sup> ;  $a = 3,52 \cdot 10^{-10}$  m, on

obtient la probabilité de réaction dans une maille du réseau cristallin et dans des conditions optimales, c'est-à-dire avec un rapport de charge égal à 1 ou au moins très voisin de l'unité.  $p_r = 3,8.10^3 \cdot \sigma_c \cdot T$ , avec  $\sigma_c$  en  $m^2$  et  $T$  en kelvin.

Il y a 4 atomes de Ni dans une maille élémentaire, pour un atome on a donc  $p_r / 4$ , et pour 1 gramme de nickel, soit à peu près  $1,026.10^{22}$  atomes, les possibilités de réaction sont données par le facteur  $f_p = 9,7473.10^{24} \cdot \sigma_c \cdot T$

A cause du parcours  $r_B$  que doit accomplir le proton, pour être à portée des forces nucléaires après association des bosons, le nombre de réactions possibles est limité par l'intervalle de temps,  $\delta t = r_B / v_p$ ,  $v_p$  est la vitesse du proton, assimilé à la vitesse du couple  $[p+e^-]$ ,  $v_p = c \cdot (2 \cdot k \cdot T / m_E)^{1/2} = c \cdot (2 \cdot k / m_E)^{1/2} \cdot T^{1/2}$ . Soit  $f_v$ , un facteur lié à la vitesse du proton sur le trajet  $r_B$ ,  $f_v = v_p / r_B = 2,4289.10^{12} \cdot T^{1/2}$ , dépend seulement de la température  $T$  et de l'hypothèse considérant l'hydrogène neutre comme un boson composite.

Le nombre de transmutations, par unité de temps et par gramme de nickel, est alors :  $N_t = f_p \cdot f_v = 9,7473.10^{24} \cdot 2,4289.10^{12} \cdot \sigma_c \cdot T^{3/2} = 2,3675.10^{37} \cdot \sigma_c \cdot T^{3/2}$  (transmutations par seconde et par gramme)

La valeur moyenne de  $\sigma_c$ , après pondération a été estimée à  $1,302.10^{-28} m^2$ . Pour la température absolue  $T$ , on a donc :

$$N_t = 3,08.10^9 \cdot T^{3/2} \text{ transmutations. } s^{-1} \cdot g^{-1}.$$

Chaque réaction libère en moyenne 3,548 MeV, soit  $E_t = 5,68.10^{-13} J$ , la puissance massique est alors :

$$P (W/g) = N_t \cdot E_t = 1,75.10^{-3} \cdot T^{3/2}$$

Pour la température de l'expérience A du Pr Focardi, soit environ 700 K, le calcul de la puissance massique donne 32 W/g à comparer aux 30 W/g estimés. L'accord est satisfaisant compte-tenu de l'incertitude sur la puissance mesurée mais surtout à cause de l'évaluation imprécise de la masse de nickel mise en jeu, déduite d'une épaisseur approximative du dépôt électrolytique.

On peut noter qu'avec les hypothèses énoncées ci-dessus, il n'y a pas de seuil en énergie pour les transmutations, pourtant le Pr Focardi évoque un « état excité avec une température critique ». Pour un rapport de charge donné, l'évaluation de la puissance dépend de la méthode utilisée, de la sensibilité du système de mesure avec son bruit de fond, ce qui peut donner l'apparence d'un seuil en énergie et donc d'une température critique. Cependant l'existence d'un seuil lié, pour une température donnée, au rapport de charge réalisé dans le nickel est tout à fait possible.

Avec le nickel, l'accord entre la valeur calculée et la valeur expérimentale est satisfaisant, mais on peut se demander, d'une part s'il y a éventuellement une coïncidence heureuse, et d'autre part si l'accord persiste avec d'autres métaux de numéro atomique pair. Seules des expériences peuvent lever les doutes, la méthode la plus immédiate consistant à

vérifier l'émission d'électrons et si possible la confirmer par la spectrométrie en énergie de ces électrons.

---

### **Bibliographie**

[ 1 ] S. Focardi, V. Gabbani, V. Montalbano, F. Piantelli and S. Veronesi. Large excess heat production in Ni-H systems. *Il nuovo cimento* , Vol. III. N. 11. November 1998.

[ 2 ] S. Focardi and A. Rossi. A new Energy Source from Nuclear fusion. Physics Department Bologna University and INFN Bologna Section – Leonardo Corp –USA) January 5 – 2010.

[ 3 ] Yeong E. Kim . Nuclear Reactions in Micro/Nano - Scale Metal Particles. Department of Physics. Purdue University West Lafayette, IN 47907( USA) . September 2011.

{ 4 ] S.F. Mughabghab. Thermal Neutron Sections Resonance Integrals and G-factor. Brookhaven National Laboratory . INDC International Nuclear Data Committee. (IAEA).