

PARTICULES ET NOYAUX (À COMPLÉTER)

Bibliographie

[1] cours persos

[2] Aslangul, Mécanique quantique I et II

[3] Basdevant et Dalibard, Mécanique quantique

[4] Dunod, Tout en un MPSI-PTSI, p651

[5] Électromagnétisme, Roux, p103

[6] http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve_tulloue/Meca/Charges/general.php

[7] https://cahier-de-prepa.fr/pc*-pasteur/download?id=1506

[8] Physique nucléaire appliquée, Frédéric Mayet, De Boeck

[9] Énergie nucléaire : Fission et fusion, Pierre Charles, ellipses

I Modèles de l'atome (voir [1], [2], [3])

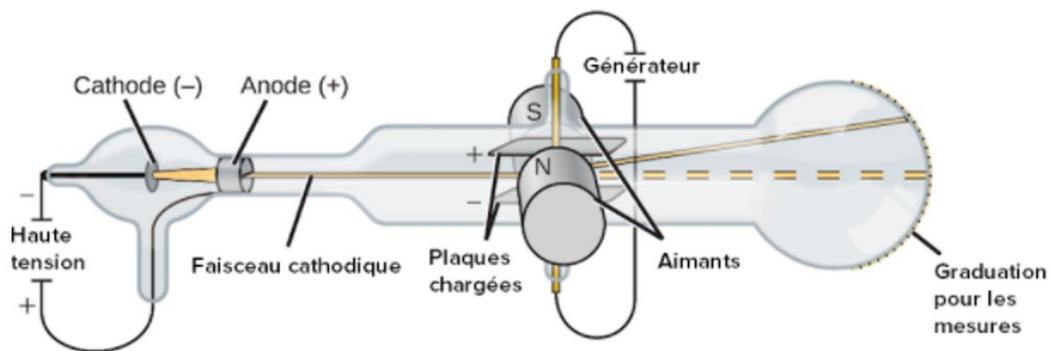
Aujourd'hui l'atome et ses propriétés, notamment son rôle dans les propriétés chimiques des espèces, sont bien connus. Mais ça n'a pas toujours été le cas et de nombreux points de vue et modèles de l'atome se sont succédé, c'est ce à quoi nous allons nous intéresser dans ce cours.

1) Modèles classiques de l'atome

a) Historique

Le mot « atome » vient du grec « atomos » qui signifie insécable. Dès l'Antiquité, les philosophes Leucippe et son disciple Démocrite soutiennent l'idée selon laquelle la matière est composée de « grains » indivisibles. Plus tard, les découvertes scientifiques leur donneront tort, les atomes étant constitués d'électrons (découverts par Thomson en 1897) et d'un noyau, lui-même constitué de protons et de neutrons, eux-mêmes constitués de quarks...

• Découverte de l'électron par Thompson (1897)



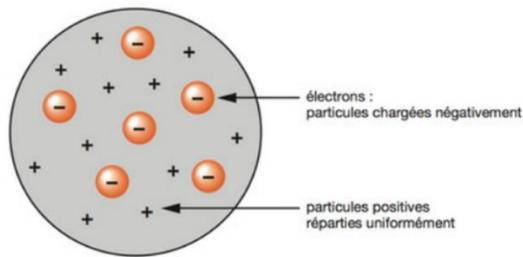
Le premier modèle atomique à base scientifique est le modèle de Dalton (1803-1807), basé sur plusieurs énoncés :

- La matière est constituée d'atomes insécables et indestructibles
- Les atomes d'un même élément sont égaux entre eux, ont la même masse, les mêmes dimensions, les mêmes propriétés. Les atomes de différents éléments ont des masses différentes
- Les atomes restent indivisibles, même lorsqu'ils se combinent lors de réactions chimiques
- Les atomes de différents éléments peuvent se combiner dans des proportions diverses pour former d'autres composés

Ce modèle comporte toutefois des lacunes : il ne peut expliquer les régularités périodiques des propriétés des éléments chimiques tel qu'elles apparaissent dans le tableau périodique des éléments, et les atomes ne sont finalement pas indivisibles (expérience rayons cathodiques).

En 1903, Thomson propose un modèle : les électrons sont plongés dans une « soupe » de charge positive dans laquelle ils sont libres de tourner. Peu avant le modèle de Thomson, en 1901, Perrin avait introduit un modèle planétaire de l'atome, d'abord écarté au profit du modèle de Thomson, puis repris par Rutherford en 1911.

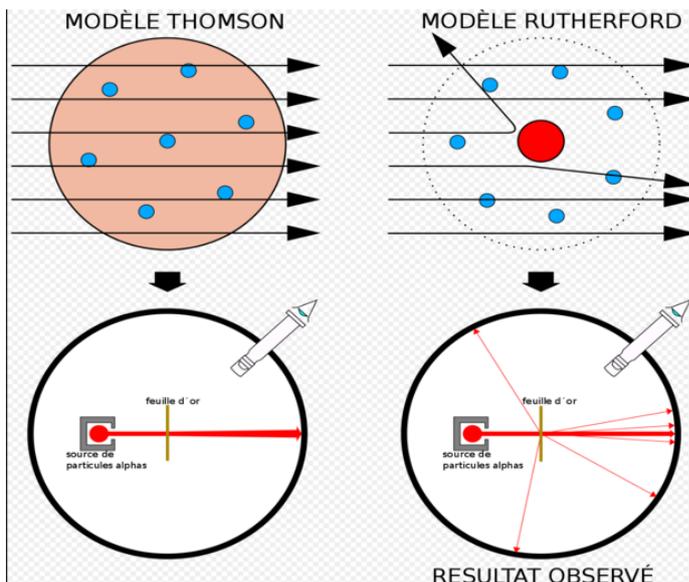
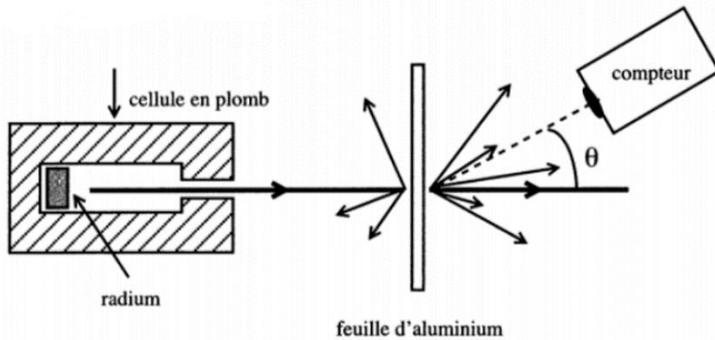
- Modèle atomique de Thomson (1903)

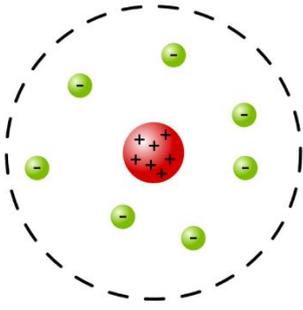


b) Modèle planétaire de l'atome (Perrin et Rutherford)

Dans ce modèle, proposé en 1911, les électrons gravitent autour du noyau comme les planètes gravitent autour d'une étoile.

En 1909, Rutherford mène une expérience : l'expérience de la feuille d'or. On bombarde une feuille d'or ultra fine avec des particules α et on observe que la majorité des particules traversent la feuille d'or sans déviation, ni absorption. Par contre certaines particules sont légèrement déviées et d'autres sont mêmes rejetées en arrière. Rutherford en a déduit que l'atome a un caractère lacunaire : la matière est essentiellement constituée de vide, c'est pour cela que la plupart des particules ne sont pas déviées. En fait, Rutherford a observé la diffusion inélastique, alors qu'il pensait observer la diffusion élastique.





Le modèle de Thomson est donc écarté au profit du modèle planétaire, avec une structure lacunaire avec la masse concentrée dans le noyau.

c) Instabilité électrodynamique de l'atome

La cohésion de l'édifice atomique résulte de la force de Coulomb, jouant pour l'atome le rôle de la force de gravitation dans un système planétaire.

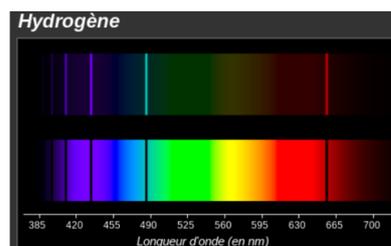
Ce modèle planétaire souffrait cependant d'une incohérence liée aux lois de l'électromagnétisme. En effet, les particules chargées en mouvement accéléré sont susceptibles d'émettre un rayonnement. Le mouvement de rotation d'un électron autour du noyau fait que le champ électrique créé par le dipôle que constituent les deux particules chargées varie au cours du temps : ce dipôle électron-proton change d'orientation au fur et à mesure que l'électron tourne autour du proton. L'atome crée alors un champ électrique oscillant, c'est-à-dire une onde électromagnétique, il perd alors continuellement de l'énergie sous forme électromagnétique. La conservation de l'énergie totale implique que l'énergie rayonnée correspond à une perte d'énergie mécanique de l'électron. Celui-ci perd alors de "l'altitude". Le terme inéluctable de sa trajectoire est la collision avec le noyau. La durée de vie calculée est de l'ordre de 10^{-8} seconde. La réalité est évidemment tout autre : les atomes sont stables et n'émettent pas spontanément de lumière.

- Modèles classiques : électrons accélérés
 - Physique classique : charge ponctuelle accélérée rayonne
 - Perte d'énergie, doivent s'écraser sur le noyau
- Ordre de grandeur durée de vie (modèle classique) :

$$\tau \approx 10^{-8} \text{ s}$$

→ l'atome ne devrait pas être stable

- Instabilité de l'atome
- Spectre de raie



Le modèle de Rutherford a ses limites, il fallait donc un autre modèle plus complet.

2) Modèle de Bohr

Comme on l'a vu, le modèle planétaire est limité. En 1913, Bohr reprend le modèle planétaire et établit le sien, cherchant à comprendre la constitution d'un atome et plus particulièrement celui de l'hydrogène et des ions hydrogénoïdes. Ce modèle explique de manière simple les raies spectrales des éléments hydrogénés tout en effectuant le rapprochement entre les premiers modèles de l'atome et la théorie des quanta. Dans ce modèle, les électrons ont une orbite circulaire, on observe une transition entre les orbites s'il y a émission ou absorption de photon d'énergie $h\nu$ (spectre de raies) et le moment cinétique est quantifié : $L = n\hbar$, $n > 0$.

En fait ce modèle ajoute au précédent la quantification des orbites, mais le modèle reste classique avec la notion de trajectoire -> reste l'instabilité, et la quantification sort de nulle part.

On considère un électron de masse m soumis à la force de Coulomb exercée par un noyau de charge Ze . On se place dans le référentiel terrestre, supposé galiléen, et on utilise les coordonnées polaires.

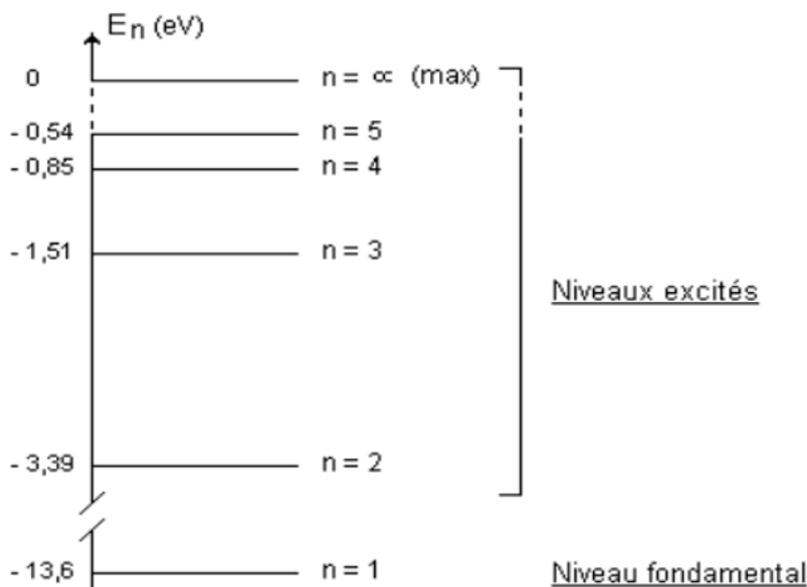
Le PFD s'écrit : $m\vec{a} = \frac{-Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{e}_r$

$$\text{Donc } mv^2 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

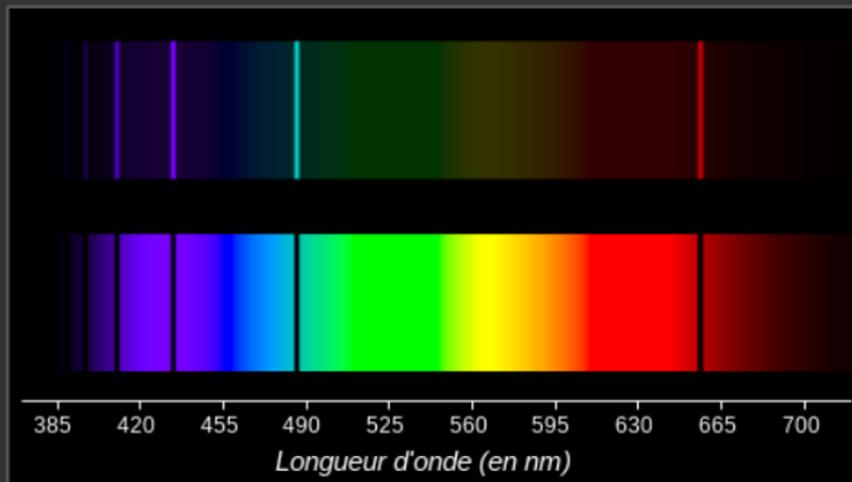
$$\text{Or, } L = mrv = n\hbar$$

$$\text{Donc } r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{Ze^2 m} = \frac{a_0 n^2}{Z}, \text{ } a_0 \text{ est le rayon de Bohr}$$

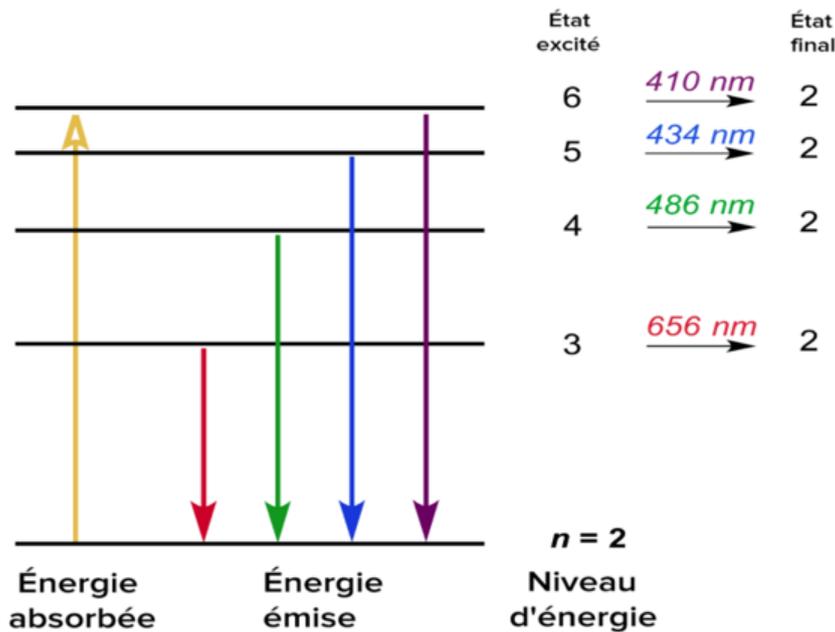
On en déduit la quantification des énergies et donc le spectre, $E_n = -13,6 \frac{Z^2}{n^2}$



Hydrogène



Absorption et émission



3) L'atome d'hydrogène (voir mécanique quantique)

On considère que le noyau est fixe.

- \hat{L} n'agit que sur les coordonnées angulaires
les autres termes que sur la coordonnée radiale
 \hat{H} commute avec \hat{L} donc avec \hat{L}^2 et \hat{L}_z
- base de fonctions propres commune à \hat{H} , \hat{L}^2 et \hat{L}_z
base commune à \hat{L}^2 et \hat{L}_z : harmoniques sphériques $Y_{l,m}(\theta, \varphi)$
dépendent que des coordonnées angulaires
on peut séparer les variables

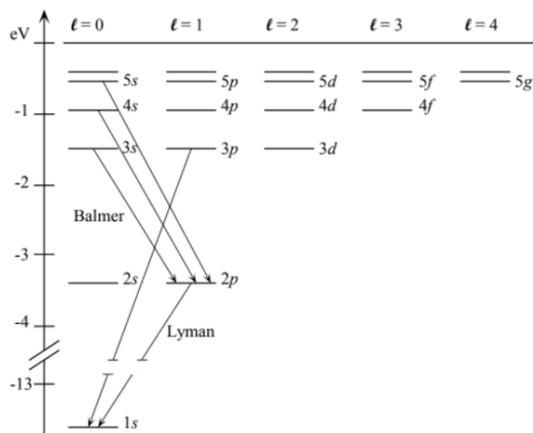
On néglige le spin de l'électron, le problème se réduit à celui d'une particule de masse m_e placée dans le potentiel coulombien du proton supposé infiniment lourd. On obtient alors l'équation stationnaire à laquelle obéit la partie radiale. On adimensionne cette équation à l'aide du rayon de Bohr et de l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène. La résolution de cette équation permet de retrouver les niveaux d'énergie du modèle de Bohr tout en obtenant la dégénérescence des niveaux énergétiques.

- adimensionne avec $\rho = \frac{r}{a_1}$, a_1 rayon de Bohr, $a_1 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2}$
et $\epsilon = -\frac{E}{E_I}$

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{d^2}{d\rho^2} \rho - \frac{l(l+1)}{\rho^2} + \frac{2}{\rho} - \epsilon \right) R_l(\rho) = 0$$

solutions donnent énergies $E = -\frac{E_I}{n^2}$, dégénérées n^2 fois

Les harmoniques sphériques renseignent sur la probabilité de présence de l'électron au sein d'une orbitale de rayon r , on obtient aussi la densité de probabilité radiale de présence à partir de la partie radiale de la fonction d'onde.



Hydrogénoïde : un hydrogénoïde est un atome ne possédant qu'un seul électron → concerne les atomes à Z protons et ionisés $Z - 1$ fois. On obtient des résultats similaires en adaptant le potentiel coulombien à celui du noyau de charge $+Z$.

Si la notion d'atome a été adoptée il y a bien longtemps, c'est une mauvaise définition qui a été retenue. Ce sont des expériences relativement récentes qui ont permis de montrer que l'atome est lui-même constitué de "briques" plus élémentaires et donc de réaliser des modèles plus fins de l'atome. On s'est restreint ici à l'atome d'hydrogène et aux atomes hydrogénoïdes mais une modélisation semblable des autres atomes est possible en introduisant la notion de charge effective dans le cadre du modèle de Slater, qui revient à considérer d'une part l'attraction du noyau sur les électrons et d'autre part la répulsion des électrons des couches inférieures.

II Accélérateurs de particules (voir [1], [4], [5], [6], [7])

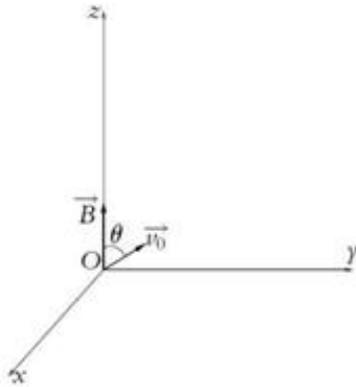
Un accélérateur de particules est un instrument qui utilise des champs électriques ou magnétiques pour amener des particules chargées électriquement à des vitesses élevées. En d'autres termes, il

communiqué de l'énergie aux particules. Un collisionneur est un type d'accélérateur de particules mettant en jeu des faisceaux dirigés de particules élémentaires. Les collisionneurs se répartissent en accélérateurs circulaires et accélérateurs linéaires. Ils sont nécessaires à l'étude de particules élémentaires telles que le boson de Higgs, mais aussi pour la recherche de particules qui pourraient former la matière noire, constituant plus que 25% de l'Univers observable.

1) Les cyclotrons

On se concentre uniquement sur le champ magnétique, on s'occupera du champ électrique dans le détail avec les synchrotrons (**voir plus bas**). On considère une particule de masse m , de charge q et de vitesse \vec{v} . On se place dans le référentiel terrestre, supposé galiléen, et on utilise les coordonnées cartésiennes. On néglige le poids, la particule n'est donc soumise qu'à la force de Lorentz. Le PFD s'écrit :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$$



Particule de masse m , charge q , vitesse initiale \vec{v}_0 ,
non relativiste

$$\vec{B} = B \vec{e}_z$$

$$\vec{v}_0 = v_0 (\cos \theta \vec{e}_x + \sin \theta \vec{e}_y)$$

Donc $\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{q}{m} \vec{B} \wedge \vec{v} = \vec{\Omega} \wedge \vec{v}$, $\Omega_c = \frac{|q|B}{m}$ est la pulsation cyclotron

Pour rappel, la partie magnétique de la force de Lorentz ne travaille pas, l'énergie cinétique d'une particule dans un champ magnétique est donc constante. On ne peut pas accélérer une particule avec un champ magnétique mais simplement dévier sa trajectoire.

En projetant le PFD, on obtient :

$$\begin{cases} m\ddot{x} = qB\dot{y} \\ m\ddot{y} = -qB\dot{x} \\ \ddot{z} = 0 \end{cases}$$

Donc : $v_z = \text{cste}$

On pose $u = x + iy$

$$\text{Ainsi, } \ddot{u} = \ddot{x} + i\ddot{y} = \frac{qB}{m}(\dot{y} - i\dot{x}) = -i\frac{qB}{m}\dot{u}$$

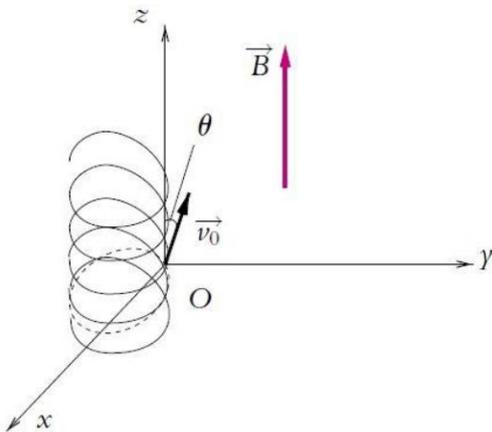
$$\text{Donc } \dot{u} = \dot{u}(0)e^{-i\Omega_c t} = iv_0 \sin(\theta)e^{-i\Omega_c t}$$

$$u = \frac{-v_0 \sin(\theta)}{\Omega_c} e^{-i\Omega_c t} + K, \text{ or } u(0) = 0, \text{ donc } u = \frac{-v_0 \sin(\theta)}{\Omega_c} (1 - e^{-i\Omega_c t})$$

$$\text{Par identification, } x(t) = \frac{-v_0 \sin(\theta)}{\Omega_c} (1 - \cos(\Omega_c t)) \text{ et } y(t) = \frac{v_0 \sin(\theta)}{\Omega_c} \sin(\Omega_c t)$$

$$\text{On a dans ce plan un cercle de rayon } R = \frac{v_0 \sin(\theta)}{\Omega_c} \text{ de centre } \left(\frac{v_0 \sin(\theta)}{\Omega_c}, 0\right)$$

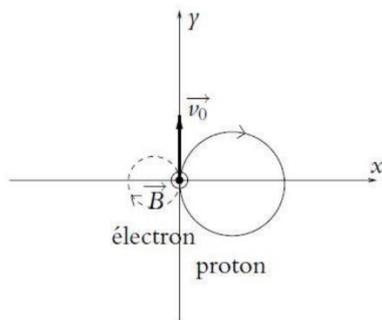
La trajectoire globale est donc une hélice : mouvement circulaire translaté selon z , avec un pas de $v_0 \cos(\theta) \frac{2\pi}{\Omega_c}$



Remarque : le signe de la charge de la particule modifie le sens de parcours de l'hélice.

Pour un électron, en prenant $B = 0,1 \text{ T}$, $\Omega_c = 1,8 \cdot 10^{10} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ et $R = 0,6 \text{ mm}$.

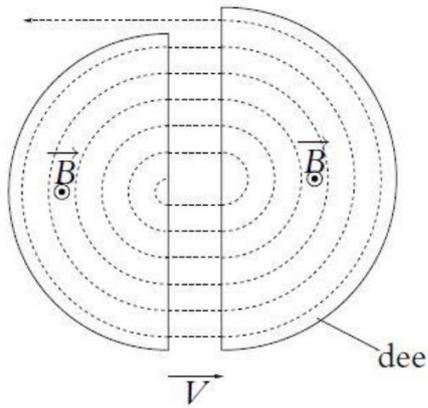
Pour un proton, $\Omega_c = 9,5 \cdot 10^6 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ et $R = 1 \text{ m}$.



Pour un électron, le rayon de gyration est plus petit et le sens de parcours est inversé.

Animation : jouer sur les valeurs du champ magnétique et de la vitesse pour montrer ce qui se passe (voir [6])

Dans un cyclotron, les particules subissent un champ électrique et un champ magnétique alternativement :



Dans chaque dee règne un champ magnétique uniforme. Une différence de potentiel accélère les électrons à chaque fois qu'ils passent entre les deux.

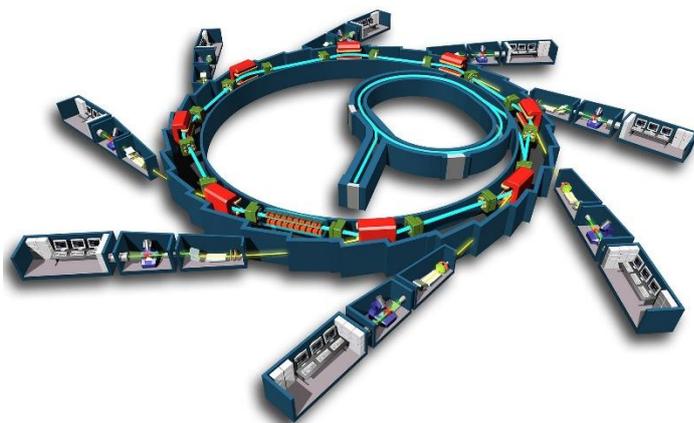
Pour éviter la décélération, la différence de potentiel s'inverse à chaque passage, elle est sinusoïdale de pulsation Ω_c . Ce dispositif présente deux avantages : on peut accélérer les électrons sans appliquer une énorme différence de potentiel (puisqu'ils repassent plusieurs fois entre les deux dees), le dispositif est compact.

Pour $B = 0,1 \text{ T}$ et $R = 1\text{m}$, $f_c = 1,5 \text{ MHz}$, $v = 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ (proton)

La différence à appliquer pour atteindre cette vitesse est : $U = \frac{mv^2}{2q} = 522\text{kV}$

2) Les synchrotrons

Dans un synchrotron, les particules acquièrent de l'énergie avant d'entrer en collision. Les particules sont accélérées après leur passage dans des cavités accélératrices par le biais d'une différence de potentiel, avant d'être soumises à un champ magnétique pour leur donner une trajectoire circulaire de rayon constant.



a) Historique

- 1919 : Ernest Rutherford transforme des atomes d'azote en atomes d'oxygène en les bombardant de particules α
- début des années 1930 : Ernest Lawrence invente le cyclotron

Le cyclotron perd de son efficacité quand on cherche à accélérer des protons au-delà de 10 à 20 MeV, en raison de la variation relativiste de la masse qui perturbe le fonctionnement.

- 1946 : construction du premier synchrocyclotron
- 1947 : premier synchrotron
- 2008 : construction du LHC (Grand Collisionneur de Hadrons), le plus grand accélérateur de type synchrotron au monde
- 2012 : découverte du boson de Higgs, dont l'existence a été prédite en 1964

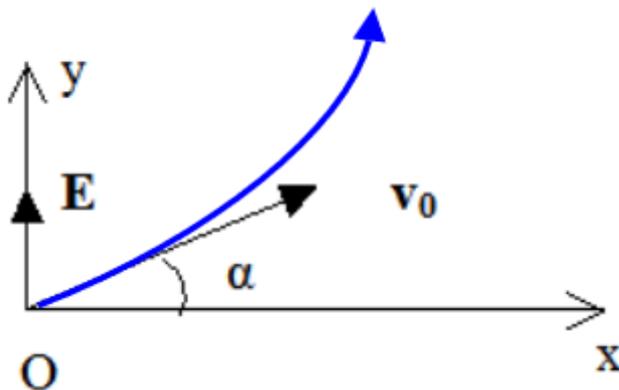
b) Particules dans un champ électrique (injecteur)

On considère une particule de masse m , de charge q et de vitesse \vec{v} en un point M dans un champ électrique supposé uniforme pour simplifier.

On se place dans le référentiel du laboratoire, supposé galiléen et on utilise les coordonnées cartésiennes. Bilan des forces : la particule subit le poids et la force de Lorentz.

$|\vec{P}| = mg \sim 10^{-29} N$ pour un électron, alors que $|q\vec{E}| \sim 10^{-15} N$ (pour un champ d'environ $10^4 V.m^{-1}$)

On peut donc raisonnablement négliger le poids.



Le principe fondamental de la dynamique s'écrit : $m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E}$

Ainsi, $\vec{v}(t) = \frac{q}{m}\vec{E}t + \vec{v}_0$ et $\overrightarrow{OM} = \frac{q}{2m}\vec{E}t^2 + \vec{v}_0t$ en considérant que la particule est en O à $t = 0$.

En projetant selon \vec{e}_x , et \vec{e}_y , on obtient :

$$\begin{cases} x(t) = v_0 t \cos(\alpha) \\ y(t) = \frac{qE}{2m} t^2 + v_0 t \sin(\alpha) \end{cases}$$

Remarque : on obtient des équations similaires à la chute libre.

Pour trouver la trajectoire de la particule, on élimine t : $t = \frac{x}{v_0 \cos(\alpha)}$

Ainsi, $y = \frac{qE}{2mv_0^2 \cos^2(\alpha)} x^2 + x \tan(\alpha)$ (parabole)

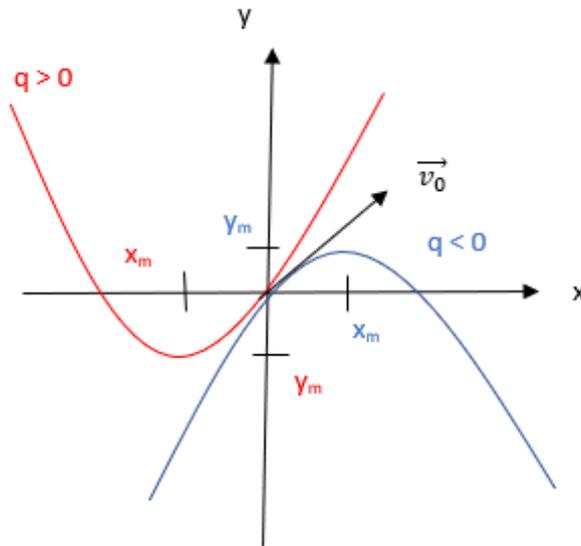
Pour accélérer une particule sans la dévier, il faut que \vec{v}_0 soit parallèle à \vec{E} , soit $\alpha = 90^\circ$

Ainsi, $y(t) = \frac{qE}{2m} t^2 + v_0 t$ (mouvement rectiligne accéléré)

(mouvement uniformément varié si l'angle entre \vec{v}_0 et \vec{E} est inférieur à 90° , si cet angle est supérieur à 90° la particule rebrousse chemin)

La trajectoire est caractérisée par un sommet qui correspond à un extrémum de y , on cherche donc des valeurs de x qui annulent $\frac{dy}{dx}$.

On trouve $x_m = -\frac{mv_0^2 \cos(\alpha) \sin(\alpha)}{qE}$ et $y_m = -\frac{mv_0^2 \sin^2(\alpha)}{2qE}$



Animation : jouer sur les valeurs du champ électrique et de la vitesse pour montrer ce qui se passe (voir [6])

D'après le théorème de l'énergie cinétique : $\frac{1}{2}mv^2 = eU$

Pour une différence de potentiel $U = 1 \text{ MV}$ et pour un électron, $v = 5,93 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1} > c$!

En fait, il faut se placer dans le cas relativiste : $\frac{1}{2}m(\gamma - 1)c^2 = eU$

On a donc : $v = c \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + \frac{2eU}{mc^2})^2}} = 2,94 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$

Un paquet d'électrons est d'abord accéléré dans un accélérateur linéaire (Linac) jusqu'à une vitesse très proche de celle de la lumière. Puis le faisceau d'électrons passe dans un accélérateur circulaire appelé anneau d'accélération : le but de cet anneau est d'augmenter l'énergie des électrons jusqu'à atteindre environ 2 GeV. Une fois que les électrons ont atteint l'énergie voulue, ils sont injectés dans l'anneau de stockage (beaucoup plus grand que l'anneau d'accélération, il atteint plusieurs centaines de mètres de circonférence), où ils vont faire des centaines de milliers de tours chaque seconde. Dans cet anneau de stockage, il règne un champ magnétique uniforme.

c) Particule dans un champ magnétique (anneau de stockage)

On considère une particule de masse m , de charge q et de vitesse \vec{v} (relativiste). On note γ le facteur de Lorentz, que l'on suppose constant. On se place dans le référentiel terrestre, supposé galiléen, et on utilise les coordonnées cartésiennes. On néglige le poids, la particule n'est donc soumise qu'à la force de Lorentz. Le PFD s'écrit : $\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$

Les calculs sont donc les mêmes qu'en mécanique classique. Par exemple si la vitesse initiale est orthogonale au champ magnétique, la trajectoire sera circulaire dans le plan orthogonal au champ magnétique, et la norme du vecteur vitesse sera constante. Le rayon de la trajectoire est $R = \frac{\gamma m_0 v}{qB}$, la pulsation est $\omega = \frac{qB}{\gamma m_0}$. Le rayon et la pulsation dépendent de γ , donc de v . Dans un synchrotron, le rayon est maintenu constant (le champ magnétique est variable). Pour maintenir le rayon de cette trajectoire constant, le champ magnétique doit être ajusté, puisqu'en effet, nous venons de voir que le rayon augmente quand la vitesse de la particule augmente.

L'énergie acquise par la particule dans un synchrotron peut actuellement atteindre le TeV, alors que dans un cyclotron, elle ne dépasse pas la centaine de MeV.

Dans un collisionneur, on accélère deux faisceaux l'un contre l'autre de façon à ce que les particules entrent en collision en venant de directions opposées.

3) Physique des collisions

a) Collision élastique

Effet Compton (**voir relativité restreinte**)

L'effet Compton inverse se produit lorsque des électrons très énergétiques sont freinés par les photons.

Lors de la collision d'une particule sur une cible fixe, une grande partie de l'énergie est perdue. Dans les collisionneurs, deux faisceaux de particules entrent en collision (le choc est « frontal »).

Parmi les propositions d'accélérateurs exotiques qui pourraient voir le jour dans un futur relativement proche, certains utilisent des faisceaux de photons pour les collisions : ce sont les collisionneurs $e\gamma$ ou $\gamma\gamma$. Mais nous allons plutôt nous intéresser à ce qui a pu se faire ou ce qui peut se faire aujourd'hui.

b) Collision inélastique

Un choc inélastique est une collision dans laquelle l'énergie cinétique totale des particules en collision avant la collision est supérieure à l'énergie cinétique totale des particules après la collision. Pendant l'impact, l'énergie cinétique est convertie en d'autres formes, telles que la chaleur.

- Annihilation électron-positron

On considère un électron et un positron qui entrent en collision dans un accélérateur de particules à basse énergie. Cette collision peut produire des photons (il existe aussi la diffusion Bhabha : électron + positron = électron + positron).

On a : $\vec{p}_{e^-} + \vec{p}_{e^+} = \vec{0}$, la production d'un seul photon est impossible puisqu'un photon possède toujours une impulsion. Cette annihilation peut produire 2 voire 3 photons, on considère le cas de 2 photons.

$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{0}$, les photons ont donc la même impulsion, et donc la même énergie.

D'après la conservation de l'énergie, $E_{e^-} + E_{e^+} = 2E_e = 2E_\gamma$

L'énergie des photons produits est donc $E_\gamma = 550 \text{ MeV}$ pour l'anneau de collisions d'Orsay. Ce collisionneur a mené des expériences impliquant des kaons et des muons notamment. Par la suite, il servait comme source de rayonnement synchrotron.

Le LHC (Grand Collisionneur de Hadrons) utilise les collisions entre protons. C'est grâce au LHC que l'existence du boson de Higgs a été confirmée.

- Collision entre protons

On considère la collision entre 2 protons d'énergie cinétique $T = 7 \text{ TeV}$: $p + p \rightarrow p + p + N + \bar{N}$

La réaction produit une particule N et son antiparticule. On définit la chaleur de réaction par :

$Q = \sum_i m_i c^2 - \sum_f m_f c^2$, avec m_i les masses des réactifs et m_f les masses des produits

- Si $Q = 0$, on parle de diffusion élastique
- Si $Q > 0$, la réaction est exothermique, donc spontanée
- Si $Q < 0$, la réaction est endothermique, donc nécessitant un apport d'énergie

Ici, on a donc : $Q = -2m_N c^2 < 0$, la réaction est possible par apport d'énergie cinétique, comme c'est le cas pour la réaction considérée.

On définit alors l'énergie cinétique seuil T_s , qui est l'énergie juste nécessaire pour créer les particules, au repos dans le centre de masse (sans qu'elles aient d'impulsion).

Dans le centre de masse, $\sum_i \vec{p}_i = \sum_f \vec{p}_f = \vec{0}$. De plus, à l'énergie cinétique seuil, tous les $\vec{p}_f = \vec{0}$

On peut donc simplement écrire : $\sum_i E_i = \sum_f E_f$, avec $E_i = T_i + m_i c^2$ et $T_f = m_f c^2$

$T_1 + T_2 + \sum_i m_i c^2 = \sum_f m_f c^2$, soit $T_s = |Q|$

Donc chaque faisceau de protons devra avoir une énergie cinétique minimale : $T_1 = T_2 = \frac{|Q|}{2}$

La masse maximale des particules N créées est donc de 7 TeV.

Et s'il s'agissait d'une expérience sur cible fixe ? Dans ce cas, on aurait : $(\sum_i \vec{P}_i)^2_{labo} = (\sum_f \vec{P}_f)^2_{cdm}$, soit : $(\sum_i E_i)^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2 c^2 = (\sum_i (T_i + m_i c^2))^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2 c^2 = (\sum_f m_f c^2)^2$

Ainsi, $(T_1 + m_1 c^2 + m_2 c^2)^2 - p_1^2 c^2$, or $E = T + mc^2$ et $E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2$

Donc, en posant $T_1 = T_s$, on obtient en simplifiant : $2T_s m_2 c^2 + (\sum_i m_i c^2)^2 = (\sum_f m_f c^2)^2$

Finalement, $T_s = \frac{|Q| \sum_f m_f c^2}{2 m_{cible}}$, $m_{cible} = m_2$

Pour la collision de protons, on obtient : $T_s = 100 \text{ PeV} = 10^{17} \text{ eV}$

Il apparaît clairement que l'énergie cinétique à fournir au faisceau est minimale dans le cas d'une collision dans le centre de masse. La différence avec l'énergie à fournir dans une collision sur cible fixe vient de l'énergie cinétique du centre de masse lui-même. On voit donc ici l'intérêt de l'utilisation de collisionneurs de particules.

Juste pour rigoler, le rayon de courbure de la trajectoire d'un proton qui aurait une telle énergie serait,

$$\text{pour un champ magnétique de } B = 5,4 \text{ T} : R = \frac{p}{qB} = \frac{pc}{qBc} \simeq \frac{T_s(\text{eV})}{Bc} \simeq 62000 \text{ km}$$

Pour le LHC, $R = 4,3 \text{ km}$

Bien que les collisionneurs de particules nous aient permis de faire de grandes avancées en physique des particules, de nombreuses questions restent sans réponse, concernant l'énergie noire, la disparition de l'antimatière...Ainsi, il est prévu la mise en service d'un nouveau collisionneur : le Futur Collisionneur Circulaire (FCC), avec un nouveau tunnel de 80 à 100 km.

Lorsque des particules chargées comme les électrons tournent dans un anneau de stockage, elles émettent un rayonnement électromagnétique, appelé rayonnement synchrotron, qui dépend entre autres de la vitesse de ces particules. Ce rayonnement possède diverses applications en biologie, en science des matériaux, en physique-chimie fondamentale, en médecine...mais également en astronomie. L'observation de ce rayonnement est essentielle en astrophysique, car de nombreux objets astrophysiques possèdent de puissants champs magnétiques. C'est à travers l'étude du rayonnement synchrotron qu'on peut par exemple comprendre la magnétosphère des pulsars.

III Réactions nucléaires (voir [1], [8], [9])

La physique nucléaire a toujours eu un impact important sur notre société que ce soit dans les domaines de la médecine, militaire ou bien sûr de la production d'énergie électrique (en France en 2019, 70% de l'énergie électrique a été produite par des centrales nucléaires). Dans ce cours, nous allons tout d'abord introduire les notions de base de la physique nucléaire afin d'étudier deux processus de production d'énergie : la fission et la fusion. Puis nous nous intéresserons à la radioactivité alpha et à la radioactivité bêta.

1) Eléments de la physique nucléaire

a) Le noyau

A_ZX , X est le noyau, Z est le nombre de protons (et d'électrons), A est le nombre de nucléons ($N = A - Z$ est le nombre de neutrons).

Rappels : interactions

- **Interaction gravitationnelle** : interaction attractive entre deux corps possédant une masse (négligeable en physique atomique devant les autres interactions)
- **Interaction électromagnétique** : interaction attractive ou répulsive entre deux corps possédant une charge électrique

L'interaction gravitationnelle est négligeable devant l'interaction électromagnétique car le rapport des forces gravitationnelle et électromagnétique est d'environ 10^{-37} pour un noyau. S'il n'y avait que ces deux interactions, le noyau serait instable car il y aurait répulsion entre les protons au sein du noyau.

Interaction forte : interaction attractive, indépendante de la charge, de très courte portée (10^{-15} m environ) et très intense (100 fois plus importante que l'interaction électromagnétique).

Mais ce n'est pas encore suffisant pour expliquer la stabilité du noyau car cela voudrait dire qu'avec ces trois interactions, des noyaux composés seulement de neutrons seraient très stables : or cela n'existe pas → il existe donc une autre interaction :

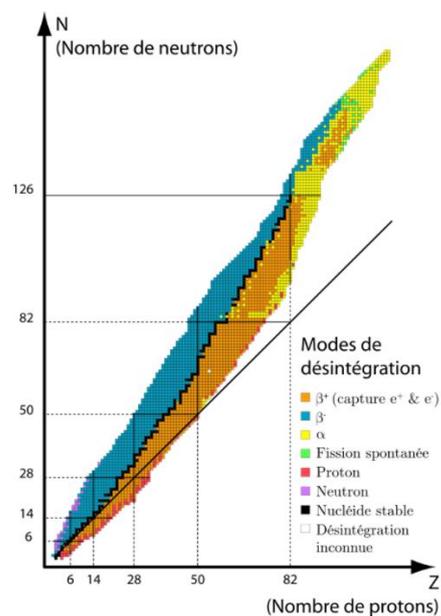
Interaction faible : intervient sur le nombre de protons et de neutrons dans un noyau stable, de très courte portée (environ 10^{-15} m) et peu intense (1000 fois plus faible que l'interaction électromagnétique).

Stabilité : un noyau est dit stable s'il ne se désintègre pas spontanément.

C'est la compétition entre les différentes interactions qui va permettre d'obtenir un noyau stable (seulement 266 noyaux stables sur environ 3135 noyaux connus) (voir Diagramme N-Z ou diagramme de Segré ci-dessous).

Diagramme N-Z

266 noyaux stables
sur plus de 3000
noyaux connus

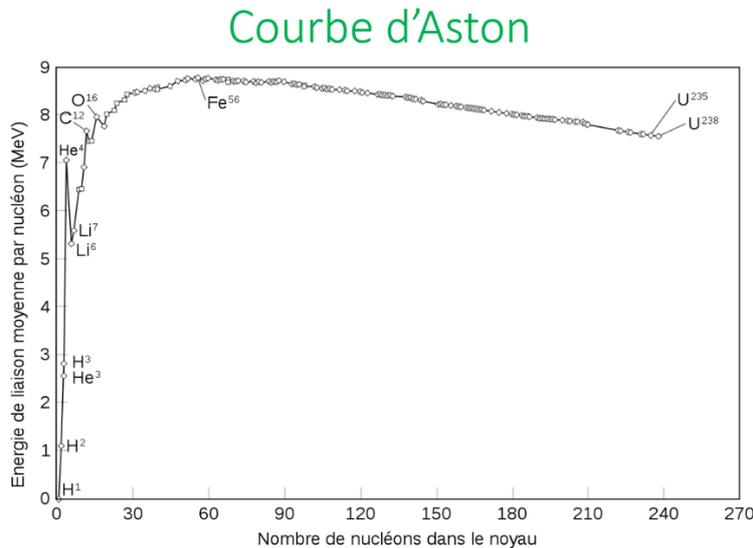


Énergie de liaison : $B\left(\frac{A}{Z}X\right) = Zm_p c^2 + Nm_n c^2 - m\left(\frac{A}{Z}X\right)c^2 > 0$, avec $m\left(\frac{A}{Z}X\right) = Zm_p + Nm_n - \Delta m$

Δm est le défaut de masse (> 0)

Cette énergie correspond à l'énergie à fournir pour passer du noyau à un système de nucléons libres.

On peut voir l'évolution de cette énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléons grâce à la courbe d'Aston :



On va maintenant essayer de se donner un modèle pour évaluer l'énergie de liaison pour chaque noyau.

b) Modèle de la goutte liquide

Le modèle de la goutte liquide est un modèle nucléaire simple où l'on considère le noyau comme une goutte liquide, c'est-à-dire que l'on considère que le noyau est une sphère homogène au sein de laquelle les particules interagissent très fortement entre elles -> analogie avec la tension de surface pour des gouttes liquides.

Ce modèle nous permet d'obtenir la formule semi-empirique suivante :

$B\left(\frac{A}{Z}X\right) = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta(A)$, avec a_v le terme de volume, a_s le terme de surface, a_a le terme asymétrique et $\delta(A)$ l'appariement.

Le terme semi-empirique signifie que les dépendances de chaque terme en A, Z et N ont été obtenus théoriquement mais que les constantes ont été obtenus expérimentalement.

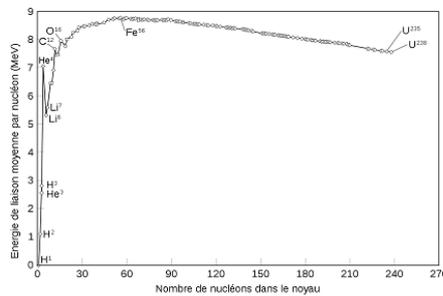
Explication des différents termes :

- Volume : en première approximation avec la courbe d'Aston on peut dire que l'énergie de liaison moyenne par nucléon B/A est une constante donc B est proportionnelle à A
- Surface : les nucléons à la surface du noyau ont moins de voisins que ceux à l'intérieur du noyau donc on retranche un terme proportionnel à la surface (rayon R proportionnelle à $A^{1/3}$) : analogie avec la tension de surface

- Coulombien : prise en compte de la répulsion des Z protons due à l'interaction électromagnétique (d'où le terme proportionnel à $\frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$)
- Asymétrique : terme qui tend à égaliser le nombre de protons et de neutrons pour les noyaux légers (Z < 30)
- Appariement : terme qui favorise l'appariement des fermions deux à deux pour former des paires : $\delta(A) = a_p A^{-3/4}$ pour Z et N pairs, $\delta(A) = 0$ pour Z ou N impair et $\delta(A) = -a_p A^{-3/4}$ pour Z et N impairs.

Formule de Bethe Weizsäcker

- Rayon d'un noyau : $R = R_0 A^{1/3}$
- Terme de volume : $a_v A$



Formule de Bethe Weizsäcker

- Rayon d'un noyau : $R = R_0 A^{1/3}$
- Terme de surface : $-a_s A^{2/3}$
analogue à la notion de tension de surface
- Terme coulombien : $-a_c Z(Z-1)/ A^{1/3}$
provient de la force de répulsion des protons

Formule de Bethe Weizsäcker

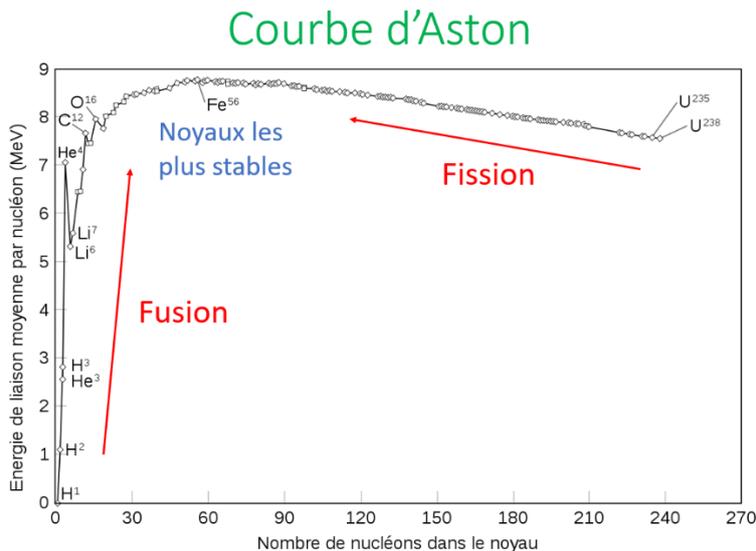
- Terme d'asymétrie : $-a_a (N-Z)^2 / A$
tend à égaliser le nombre de protons et de neutrons pour les noyaux légers (Z < 30)
- Terme d'appariement : terme qui favorise l'appariement des nucléons deux à deux pour former des paires

$$\delta(A) = \begin{cases} a_p A^{-3/4} & \text{pour Z et N pairs} \\ 0 & \text{pour Z ou N impair} \\ -a_p A^{-3/4} & \text{pour Z et N impairs} \end{cases}$$

Ce modèle est plutôt bon car il donne un comportement et des valeurs de B très proches de la courbe expérimentale d'Aston.

On peut observer sur la courbe d'Aston deux zones distinctes :

- Pour $A < 56$: si A augmente, l'énergie de liaison par nucléon augmente aussi (noyau plus stable), cela correspond au processus de fusion
- Pour $A > 56$: si A diminue, l'énergie de liaison par nucléon augmente (noyau plus stable), cela correspond au processus de fission



On va se focaliser dans un premier temps sur la fission.

2) La fission

Réaction de fission : ${}^A_Z X \rightarrow {}^{A_1}_{Z_1} X_1 + {}^{A_2}_{Z_2} X_2 + bn + Q$, avec b le nombre de neutrons échangés et Q l'énergie de fission libérée au cours de la réaction : $Q = B({}^{A_1}_{Z_1} X_1) + B({}^{A_2}_{Z_2} X_2) + B(bn) - B({}^A_Z X)$

Ordre de grandeur : Q vaut environ 200 MeV pour une réaction chimique

Il existe 2 types de fissions :

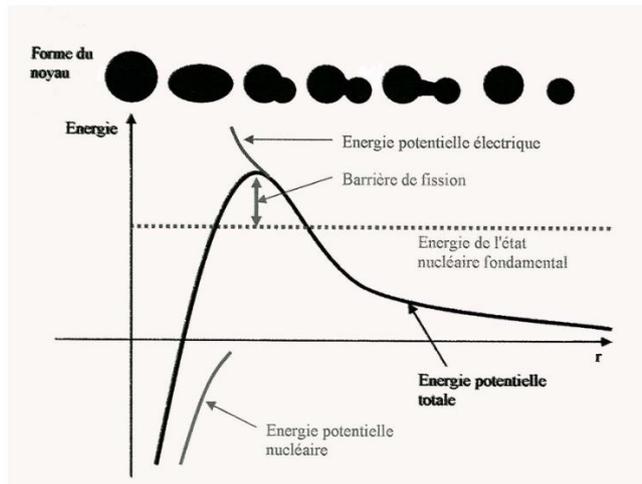
Deux types de fissions

- **Fission spontanée** : désintégration de noyau père sans absorption préalable d'un corpuscule, possible seulement avec des noyaux lourds comme : ${}^{235}\text{U}$ (processus radioactif de très grande période)
- **Fission induite** : noyau lourd capture une autre particule (généralement un neutron) et se désintègre en plusieurs fragments

- Fission induite :

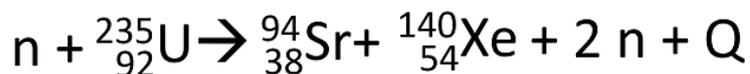
Energie d'activation E_a : énergie nécessaire pour franchir la barrière de potentiel de fission et que la réaction de fission induite ait lieu

Energie d'activation de la fission induite



Cette énergie est souvent apportée au noyau par un neutron (ou un photon) et comme la réaction de fission produit des neutrons, cela permet d'entretenir la réaction : réaction en chaîne.

Fission induite : exemple



Production de neutrons qui peuvent être utilisés pour entretenir la réaction de fission : **réaction en chaîne**

Remarque : il est possible de passer la barrière de potentiel par effet tunnel : fission spontanée

Exemple de bilan énergétique de capture d'un neutron :

Le système étudié est composé d'un neutron, qui va apporter l'énergie nécessaire pour activer la réaction, et du noyau.

- Le système avant la réaction est composé d'un neutron à grande distance du noyau avec une certaine énergie cinétique $E_{c,n}$ (en mouvement vers le noyau) et du noyau immobile :
 $E_{\text{tot}} = m({}_{Z}^AX)c^2 + m_n c^2 + E_{c,n} = (A+1-Z)m_n c^2 + Zm_p c^2 - B({}_{Z}^AX) + E_{c,n}$
- Energie de l'état fondamental du noyau avec un neutron supplémentaire est :
 $E_0({}_{Z}^{A+1}X) = (A+1-Z)m_n c^2 + Zm_p c^2 - B({}_{Z}^{A+1}X)$
- Donc l'énergie apportée par le neutron lors de la capture de celui-ci est :
 $\Delta E = E_{\text{tot}} - E_0({}_{Z}^{A+1}X) = B({}_{Z}^{A+1}X) - B({}_{Z}^AX) + E_{c,n}$

Or pour que la fission ait bien lieu, il faut que $\Delta E \geq E_a$ donc : $E_{c,n} \geq E_a - B(^{A+1}_Z X) + B(^A_Z X)$

Application numérique : pour l'uranium 235 $B = 7,591$ MeV, pour l'uranium 236 $B = 7,586$ MeV, E_a vaut environ 5 MeV donc $E_{c,n}$ vaut environ 5 MeV.

Une application concrète qui utilise des réactions de fission induite pour produire de l'énergie est le réacteur nucléaire.

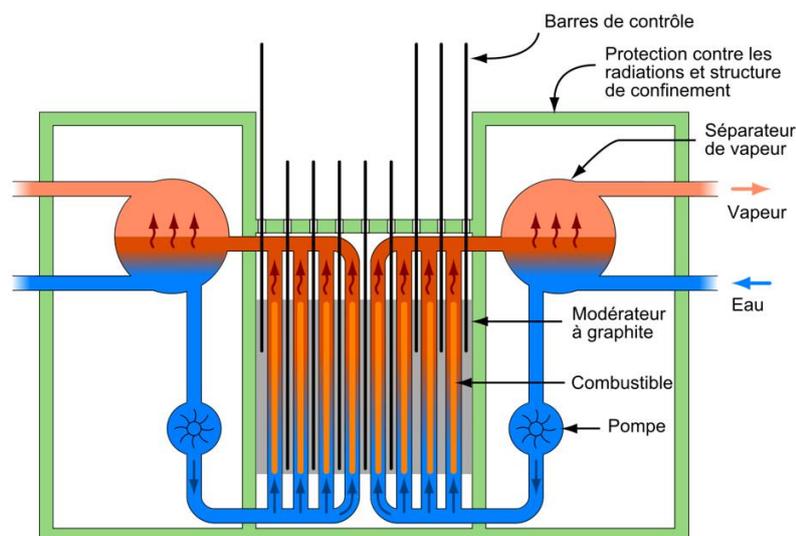
- Fission spontanée :

Un réacteur nucléaire est composé de différents composants :

Composants du cœur d'un réacteur nucléaire

- **Combustible** : noyau père de la réaction de fission
- **Barres de contrôle** : absorbent les neutrons pour ralentir fortement la réaction en cas de besoin (amovibles)
- **Caloporteur** : récupère l'énergie de la réaction sous forme de chaleur et la transporte hors du cœur
- **Modérateur** : ralentit la vitesse des neutrons pour éviter que le réacteur s'emballe

Schéma d'un réacteur à eau pressurisée (REP)



Ordre de grandeur : la fission d'une tonne d'uranium équivaut à la combustion de 15 000 tonnes de pétrole.

Comme on le sait, les réacteurs nucléaires comportent de gros risques et c'est pour cela que la recherche se tourne vers d'autres types de réaction qui pourraient produire autant d'énergie (voire plus) mais avec moins de risques : c'est le cas de la fusion.

3) La fusion

Réaction de fusion : ${}_{Z_1}^{A_1}X_1 + {}_{Z_2}^{A_2}X_2 \rightarrow {}_Z^AX + y + Q$, y : fragments tels que des neutrons ou des protons et $Q = B({}_Z^AX) + B(y) - B({}_{Z_1}^{A_1}X_1) - B({}_{Z_2}^{A_2}X_2) > 0$ est l'énergie de fusion libérée au cours de la réaction.

Remarque : l'énergie libérée par neutron est environ 4 fois plus élevée pour la fusion que la fission

Difficultés de la fusion : la répulsion coulombienne s'oppose à la fusion car les deux noyaux sont chargés positivement. Il faut donc confiner les deux noyaux pendant un temps suffisamment long et à une température suffisamment élevée ($T > 100$ millions de degrés) : on appelle cela des modes de confinement. Il en existe différents types :

Modes de confinement

- **Confinement gravitationnel** : celui qui est exercé dans les étoiles
- **Confinement magnétique** : utilisation de champs magnétiques afin de confiner le plasma de particules (le plus étudié à l'heure actuelle)
- **Confinement inertiel** : utilisation de lasers grandes puissances

Les applications les plus connues de la fusion sont les réactions nucléaires dans les étoiles.

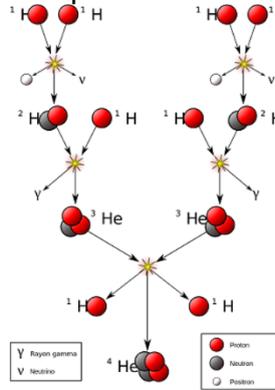
Modèle le plus simple de formation des étoiles :

- Formation à partir d'un amas d'hydrogène, sous l'effet de la gravitation : la densité et la température du gaz stellaire augmentent lentement jusqu'à ce qu'il devienne opaque à son propre rayonnement IR.
- Ensuite la température augmente plus rapidement jusqu'à environ 10^5 K, où l'énergie thermique suffit pour ioniser les atomes d'hydrogène (création d'un plasma d'ions et d'électrons).
- Enfin, la température augmente jusqu'à $15 \cdot 10^6$ K où la fusion commence à intervenir de manière notable avec la formation de deutérium puis d' ${}^3_2\text{He}$ et d' ${}^4_2\text{He}$ (fin du premier cycle) tout en libérant de l'énergie sous forme de rayonnement

Réactions nucléaires dans les étoiles

- Formation d'une étoile à partir d'un amas d'hydrogène qui, sous l'effet de la gravitation, va s'effondrer sur lui-même (augmentation de la densité et de la température : confinement gravitationnel)

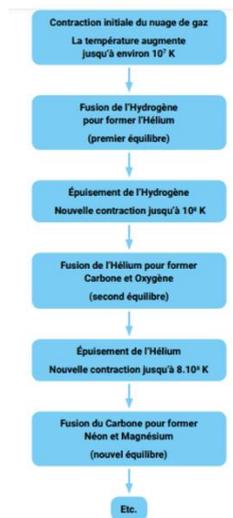
- A partir de $T=1,5 \cdot 10^7$ K, début de la fusion dans l'étoile :



Remarque : Le Soleil en est actuellement à la formation d' ${}^4_2\text{He}$.

Réactions nucléaires dans les étoiles

- Plus la masse d'une étoile est élevée et plus elle pourra créer des noyaux « lourds » (le Soleil ne pourra fusionner que jusqu'à l'oxygène)



En comparant les deux, on se rend compte que la fusion produit plus d'énergie par nucléon que la fission, c'est une énergie plus « propre » car elle ne produit pas de déchets nucléaires, les combustibles de la fusion sont universellement disponibles, et surtout le risque d'accidents est beaucoup plus faible car on peut arrêter la réaction instantanément ce qui n'est pas le cas d'un réacteur à fission. D'où le projet international ITER qui a pour but de montrer la viabilité d'un réacteur à fusion et donc de remplacer à long terme les centrales nucléaires basées sur la fission par des réacteurs à fusion.

4) Radioactivité alpha

La radioactivité alpha est le rayonnement provoqué par la désintégration alpha, une forme de désintégration radioactive où un noyau atomique X éjecte une particule α (He^{2+}) et se transforme en un noyau Y, possédant 2 protons et 2 neutrons de moins que X. En 1909, Rutherford a montré que la partie chargée positivement de la matière est concentrée en un espace de petit volume en bombardant une feuille d'or de particules α .

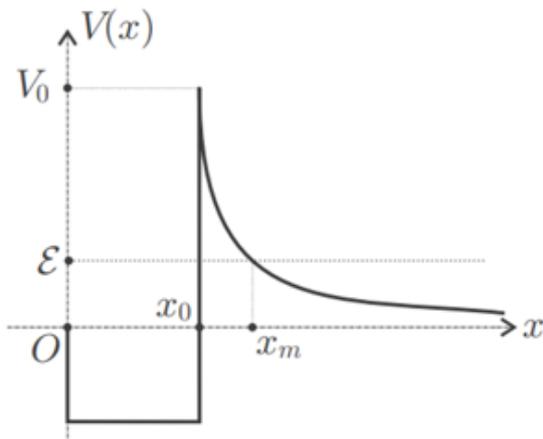
a) Effet tunnel

La radioactivité α consiste en l'émission d'un noyau d'hélium et d'un noyau fils à partir d'un noyau père : découvert au début du XXe siècle, elle reste inexplicable jusqu'en 1928. C'est Gamow qui parvient à l'expliquer en inventant à l'occasion l'effet tunnel. Pour cela, il fait l'hypothèse que la particule α et le noyau Y préexistent au sein du noyau père X. La particule α doit alors vaincre le potentiel coulombien d'interaction avec le noyau Y pour être émise. Classiquement, la particule α ne devrait pas être émise car la barrière de potentiel qu'elle doit passer est supérieure à l'énergie des particules α qui est mesurée.

L'effet tunnel (**voir mécanique quantique**) permet de définir le coefficient de transmission : $T = \frac{1}{1 + \frac{V_0^2}{4E(V_0 - E)} \text{sh}^2(qa)}$, avec V_0 la barrière de potentiel, $q = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar}$ et E l'énergie de la particule

On peut montrer que pour une barrière rectangulaire, $T \simeq \frac{16E(V_0 - E)}{E^2} e^{-2qa} \simeq e^{-2qa}$

Pour la radioactivité α , $V_0 = \frac{2(Z-2)e^2}{4\pi\epsilon_0 x_0} = 74 \text{ MeV}$ (Uranium, $x_0 = 3,5 \text{ fm}$, $Z = 92$), $E_\alpha = 4 \text{ MeV}$

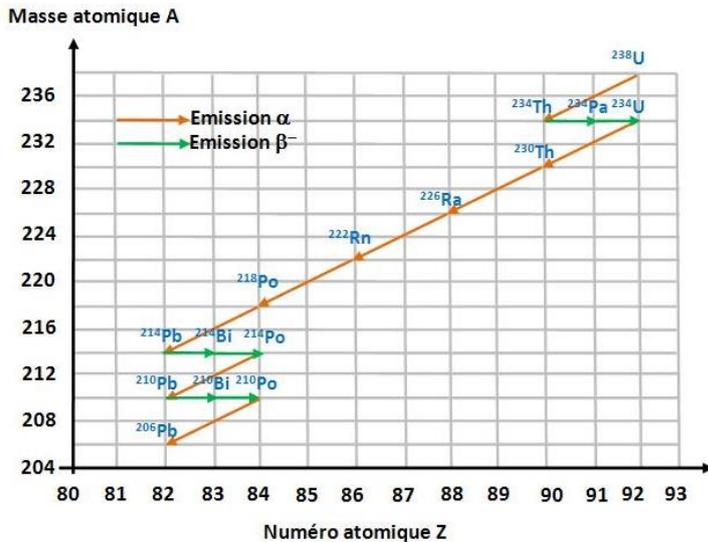


b) Datation à l'Uranium

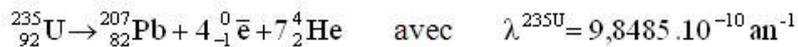
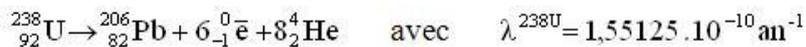
Si on note $M(t)$ le nombre de noyaux à l'instant t , on fait l'hypothèse que la variation dM du nombre de noyaux est proportionnelle au nombre de noyaux à l'instant t (autrement dit on fait l'hypothèse d'un ordre 1) : $dM = -\lambda M(t)dt$, ce qui conduit à $M(t) = M(0)e^{-\lambda t}$, λ est la constante de désintégration.

Le temps de demi-vie est donné par : $\tau_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}$ (comme en chimie pour une réaction d'ordre 1).

L'uranium possède 2 isotopes radioactifs de demi-vie importante : ^{235}U et ^{238}U . Chaque isotope se désintègre par étapes successives et est à l'origine de familles radioactives dont le dernier isotope stable est un isotope du plomb. On parle de chaîne de désintégration. Ainsi ^{235}U donne ^{207}Pb et ^{238}U donne ^{206}Pb .



En fait, tout se passe comme si il ne produisait qu'une seule réaction directe de désintégration pour chaque isotope :



En effet, on peut négliger les réactions intermédiaires car leurs demi-vie sont très faibles par rapport aux temps de demi-vie des réactions précédentes qui valent respectivement 4,47 Ga et 0,704 Ga. Pour information, ces constantes radioactives ont été déterminées en 1971 par Jeffrey et al.

On peut se servir de ce mécanisme pour la datation radioactive, typiquement en géologie. En 1921, Henry Russell suppose qu'une large portion de la croûte terrestre peut être traitée comme un réservoir unique et datée grâce au rapport entre parents radioactifs (uranium et thorium) et descendants stables (plomb) en supposant que la roche ne contient pas de plomb lors de sa formation. Il calcule un âge de la Terre compris entre 1 et 8 milliards d'années.

A la suite de l'étude des isotopes du plomb et au modèle proposé par Arthur Holmes et Fritz Houtermans en 1946, la connaissance de la chaîne de désintégration des isotopes naturels de longue demi-vie (de l'ordre du milliard d'années) et les instruments de mesure permettent aux chercheurs de déterminer l'âge de la Terre dans les années 1950. Comme la roche primordiale a été entièrement détruite par les mouvements de l'écorce terrestre et les processus sédimentaires, les tentatives de mesure directe de l'âge de la Terre sont vouées à l'échec. En 1956, Clair Patterson utilise la méthode de datation par l'uranium-plomb pour dater une météorite en supposant qu'elle vient d'une planète formée à peu près en même temps que la Terre et estime l'âge de la Terre à 4,55 milliards d'années à 70 millions d'années près

On considère que le plomb présent dans la roche actuellement est la somme du plomb présent à l'origine et du plomb produit par désintégration radioactive. De plus, on suppose que l'uranium 238 suit la loi de décroissance radioactive : ${}_{92}^{238}\text{U}(t) = {}_{92}^{238}\text{U}_0 e^{-\lambda_{238}t}$

$${}_{82}^{206}\text{Pb}(t) = {}_{82}^{206}\text{Pb}_0 + {}_{82}^{206}\text{Pb}^* \quad \text{avec} \quad {}_{82}^{206}\text{Pb}^* = {}_{92}^{238}\text{U}_0 - {}_{92}^{238}\text{U}(t)$$

$${}_{82}^{206}\text{Pb}^* = {}_{92}^{238}\text{U}(t)(e^{-\lambda_{238}t} - 1)$$

De même pour le plomb 207 et l'uranium 235 : ${}^{207}_{82}\text{Pb}^* = {}^{235}_{92}\text{U}(t)(e^{-\lambda_{235}t} - 1)$

En faisant le rapport des deux relations précédentes, on obtient : $\frac{{}^{207}_{82}\text{Pb}^*}{{}^{206}_{82}\text{Pb}^*} = \frac{{}^{235}_{92}\text{U}(t)(e^{-\lambda_{235}t} - 1)}{{}^{238}_{92}\text{U}(t)(e^{-\lambda_{238}t} - 1)}$

Par ailleurs, actuellement, $\frac{{}^{238}_{92}\text{U}(t)}{{}^{235}_{92}\text{U}(t)} = 137,79$

Ainsi, $\frac{{}^{207}_{82}\text{Pb}^*}{{}^{206}_{82}\text{Pb}^*} = \frac{e^{-\lambda_{235}t} - 1}{137,79(e^{-\lambda_{238}t} - 1)}$

En déterminant le rapport isotopique $\frac{{}^{207}_{82}\text{Pb}^*}{{}^{206}_{82}\text{Pb}^*}$, on peut donc estimer le temps écoulé depuis « l'origine ».

Pour déterminer un âge correspondant à un événement précis (comme la formation de la Terre par exemple), il faut pouvoir comparer entre eux différents systèmes (roches ou corps planétaires). On va donc normaliser la relation précédente par l'isotope 204 du plomb, qui est un isotope stable et peut donc servir de référence.

On mesure à l'aide d'un spectromètre de masse les rapports ${}^{206}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb}$ et ${}^{207}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb}$ actuels de divers échantillons. On choisit des roches provenant de milieux que l'on peut considérer comme clos et homogènes depuis leur formation. Il faut choisir des roches dont les compositions initiales sont différentes pour pouvoir mesurer des rapports isotopiques actuels différents. Par exemple, on pourra choisir des minéraux riches en uranium et très pauvres en plomb : la roche s'enrichira en plomb d'origine radiogénique et la quantité initiale de plomb deviendra négligeable. Ou bien, on pourra choisir des minéraux riches en plomb et très pauvres en uranium (comme les galènes par exemple) les rapports isotopiques du plomb y sont pratiquement restés inchangés.

On construit la représentation graphique des variations de $({}^{207}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb})_{\text{actuel}}$ en fonction de $({}^{206}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb})_{\text{actuel}}$. Pour chaque échantillon de roche, on aura donc un point. Si les échantillons ont le même âge (échantillons formés au même instant) et sont cogénétiques (rapport isotopiques initiaux $({}^{206}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb})_0$ et $({}^{207}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb})_0$ identiques pour chaque échantillon) alors ces points seront alignés sur une droite appelée isochrone. Sa pente permet de déterminer le temps écoulé depuis que le système est clos : l'âge du système. Ici la pente est : $\frac{e^{-\lambda_{235}t} - 1}{137,79(e^{-\lambda_{238}t} - 1)}$

Il existe d'autres types de radioactivité : la radioactivité β^+ et la radioactivité β^- . Tout comme avec la radioactivité α , on peut s'en servir pour la datation : exemple système Hf/W ou Al/Mg avec β^- qui permettent notamment de dater l'âge du Système Solaire.

5) Radioactivité bêta (À COMPLÉTER)

IV Symétries

V Classification des particules

VI Modèle des quarks