

Collisionneurs de particules

Leçon de Physique pour la préparation à l'agrégation de Strasbourg

Arnaud Dupont

11 novembre 2021

Depuis le début du XX^{ème} siècle, la majorité des scientifiques conçoivent la structure de la matière comme étant constituée d'un arrangement d'atomes. Ces atomes sont eux-mêmes constitués de particules de plus petites tailles (expérience de Rutherford), dont les interactions déjouent les pronostics qu'une intuition, guidée par des observations à l'échelle macroscopique, nous pousserait à faire (interaction forte et faible, effets quantiques, relativistes, etc.). La physique de l'infiniment petit est encore un objet de recherche très important aujourd'hui en raison, entre autres, de la difficulté qui est la nôtre d'accéder à des informations sur le comportement et la structure de la matière à des échelles très en-dessous de celles avec lesquelles nous envisageons le monde tous les jours. C'est notre compréhension des interactions les plus fondamentales de l'Univers qui est en jeu.

Les collisionneurs permettent de recueillir de telles informations. Nous allons dans cette leçon aborder certains aspects de leur fonctionnement.

Prérequis :

- Electromagnétisme
- Postulat de De Broglie et dualité onde-corpuscule
- Dynamique relativiste
- Particules du modèle standard

1 Accélération

1.1 Pourquoi ?

Le but de beaucoup d'appareils de recherche est de permettre l'observation de ce qui n'est pas accessible à l'œil humain car trop petit ou trop éloigné, en tout cas incompatible avec les échelles pour lesquelles il est fait. L'atome est un édifice dont la taille caractéristique est l'angström, le noyau atomique a quant-à-lui une taille caractéristique de l'ordre du femtomètre.

La résolution des instruments d'observation est cependant limitée par certains phénomènes tels que la diffraction. Par exemple, un objet circulaire de petite taille (rayon d), éclairé par un rayonnement monochromatique de longueur d'onde λ , donne pour image au travers d'un microscope optique une tache de diffraction dont l'angle est donné par $\theta \approx 1,22 \frac{\lambda}{d}$. Ceci conditionne la résolution de l'instrument via le critère de Rayleigh. C'est pourquoi on cherchera à employer des longueurs d'onde très courtes pour maximiser le pouvoir de résolution de l'instrument. Le caractère ondulatoire de la lumière se généralise via le postulat de De Broglie sur les ondes de matière. A toute particule affectée d'une quantité de mouvement p est associée une onde dont la longueur d'onde est donnée par :

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

En conséquence, on comprend qualitativement comment augmenter la quantité de mouvement de la particule permet de diminuer la longueur d'onde de l'onde associée, ce qui permet de sonder la matière avec une meilleure résolution¹.

De plus, accélérer la particule permet de tester les limites des modèles que l'on peut concevoir en testant leur applicabilité dans des conditions extrêmes de haute énergie.

1.2 Comment ?

Une fois la nécessité d'accélérer les particules exposée, intéressons-nous à la mise en œuvre d'un accélérateur.

1. On pourra discuter à ce sujet de l'intérêt du microscope électronique par rapport au microscope optique.

1.2.1 Particules chargées

Une particule de charge q placée dans un champ électrique \vec{E} créé par un gradient de potentiel ΔV subit la force $q\vec{E}$ ce qui augmente son énergie d'une quantité $\Delta\varepsilon$ telle que $\Delta\varepsilon = q\Delta V$.

On peut donc imaginer des dispositifs permettant simplement de créer des champs électriques dans l'espace pour accélérer les particules.

Le plus simple que l'on puisse concevoir est l'accélérateur linéaire (parfois appelé via l'anglicisme abrégé Linac).

Cavités radiofréquence. Un Linac est constitué d'une succession de cavités radiofréquence. Ces cavités sont faites d'un conducteur creux porté à un potentiel variable dans le temps. La particule passe dans le creux du conducteur. Les conducteurs sont alimentés en alternatif, avec chaque cavité portée à un potentiel de signe opposé à celui de ses deux voisines. Ceci permet d'accélérer des particules chargées en ligne droite. La fréquence d'oscillation du potentiel est ajustée pour que la particule se trouve toujours dans une région où le champ électrique qu'elle subit a le même sens.

Cependant, pour accéder à des vitesses plus élevées, on doit soit : augmenter la tension, soit augmenter la longueur du parcours. Dans ce cas, l'accélérateur linéaire pose problème car pour avoir une accélération conséquente et suffisante pour une expérience de physique des particules il doit mesurer plusieurs kilomètres de long (Stanford Linear Accelerator Center, 50GeV pour des électrons après un parcours de 3km).

Une astuce consiste à replier la trajectoire sur un cercle pour réduire l'encombrement. C'est l'idée qui gouverne la conception du cyclotron.

Le cyclotron. Le cyclotron rentre dans la catégorie des accélérateurs de particules à courant alternatif (comme les cavités radiofréquence). On peut s'en servir pour accélérer des particules réagissant à une force de Lorentz (c'est-à-dire des particules portant une charge électrique).

Il se présente sous la forme d'une enceinte circulaire (cylindre très aplati) dans laquelle règne un vide poussé. Les deux moitiés de cette enceinte sont occupées par deux structures en demi-lune symétriques, appelés Dés (de par leur forme rappelant la lettre D). Un champ magnétique uniforme, orthogonal aux Dés, règne dans l'ensemble, de par la présence d'un grand aimant qui enserme le tout. Un champ électrique alternatif est créé dans l'interstice entre les deux Dés, il est dirigé d'un Dé vers l'autre (normal à la barre du D).

On trouve entre les Dés un dispositif permettant de produire une particule chargée. Celle-ci va être ensuite accélérée par l'action du cyclotron, que l'on va étudier dès maintenant.

Lors du passage entre les Dés, la norme de la vitesse est augmentée par l'action du champ électrique. Dans les Dés, la particule est soumise au champ magnétique créé par l'aimant : elle subit donc la force

$$\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$$

Qui est donc orthogonale à tout moment à la vitesse, on se retrouve alors avec un mouvement circulaire uniforme dans chacun des Dés.

La trajectoire en spirale n'est obtenue que grâce à l'accélération par la force de Coulomb entre les deux Dés qui permet l'augmentation de la norme de la vitesse. On voit l'importance d'avoir une tension alternative ajustée car la particule va alternativement dans un sens puis dans l'autre et on veut toujours avoir la force dans le sens de déplacement de la particule.

De par le fait que le mouvement soit circulaire et uniforme dans les Dés, on peut facilement revenir à l'expression de la vitesse le long du parcours :

$$\begin{aligned} m\|\vec{a}\| &= qvB \Leftrightarrow m\frac{v^2}{r} = qvB \\ \Rightarrow v &= \frac{rqB}{m} \end{aligned}$$

Cette expression permet de trouver la vitesse en fin de parcours en remplaçant r par R , le rayon du Dé. Pour $R = 30\text{cm}$ et $B = 1\text{T}$, on a pour un proton : $v \approx 3 \times 10^7$.

On trouve la « pulsation cyclotron », la pulsation d'oscillation du champ, via le fait que la vitesse d'une particule sur une trajectoire circulaire de rayon r est $r\omega$:

$$r\omega_c = \frac{rqB}{m} \Leftrightarrow \omega_c = \frac{qB}{m}$$

Pour le proton de tout-à-l'heure, elle vaut environ $9,6 \times 10^7\text{s}^{-1}$.

On notera que dans le modèle qu'on utilise (classique), elle ne dépend pas du rayon de la trajectoire (et est donc constante lors de toute l'accélération, ce qui est très pratique), cependant !

1.2.2 Considérations relativistes

En 1964, William Bertozzi réalise une expérience simple (sur le principe). Il accélère des électrons pour leur faire percuter une cible métallique, au terme d'un parcours rectiligne d'une longueur connue contenu dans un tube à vide. Les électrons incidents ont une énergie cinétique prévisible de par le comportement de l'accélérateur. Au début et à la fin du parcours, deux anneaux enserrant le tube à vide, afin de pouvoir mesurer le temps de vol de l'électron en détectant un signal à son passage.

Les résultats montrent clairement le comportement relativiste de la vitesse des électrons. Etant donné qu'on va accélérer des particules à une vitesse très proche de c ($0,999999991c$ pour des protons au LHC par exemple), il y a nécessité absolue de tenir compte des effets relativistes.

Par exemple, pour le cyclotron décrit ci-dessus, le modèle classique est insuffisant. On doit tenir compte des effets liés entre autres à la dilatation des durées. Pour accéder à des vitesses très élevées, cela conduit à des ajustements sur le fonctionnement, donnant naissance à un nouvel appareil qu'on appellera «*synchrocyclotron*».

Synchrocyclotron. Dans le domaine relativiste, le principe fondamental de la dynamique appliqué à la particule dans le Dé devient :

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

Ce qui donne finalement :

$$\omega_{sc} = \frac{qB}{\gamma m}$$

La vitesse n'étant pas constante (elle augmente entre les Dés de par l'action du champ électrique), γ varie plusieurs fois au cours de l'accélération. Il faut adapter la fréquence de variation du champ électrique en conséquence.

La nécessité de cette adaptation de la fréquence entraîne un corollaire : il n'est pas possible d'adapter la fréquence du champ à deux particules se situant en des endroits éloignés du synchro-cyclotron (elles n'ont pas la même vitesse). Le synchro-cyclotron ne permet donc pas la production d'un flux de particules accélérées constant. Il produit donc des salves de particules. C'est ainsi que le synchrocyclotron d'Orsay produit des paquets de protons pendant 20 microsecondes, toutes les 2 millisecondes environ.

Pour donner un ordre de grandeur des accélérations possibles, le LEP II était capable, en 1996, d'accélérer des électrons à 100GeV ($\gamma \approx 200000!$).

1.3 Particules non chargées

En général, on va devoir utiliser une réaction nucléaire et espérer que l'énergie dégagée soit transmise sous forme d'énergie cinétique à la particule que l'on souhaite produire. On peut employer une source radioactive; les particules (neutrons, par exemple) portent une certaine énergie cinétique résultant du dégagement d'énergie dû à la désintégration. Il est possible, avec des collimateurs, de filtrer les particules ainsi émises pour garder uniquement un faisceau de particules dont la direction et la vitesse sont assez bien définies.

2 Collision

Accélérer des particules n'est intéressant que si l'on peut faire quelque chose de la particule accélérée. En général, le but de la manœuvre est de produire des réactions nucléaires dont on va étudier les produits. Pour-ce-faire, les collisionneurs de particules vont faire se rencontrer des faisceaux de particules accélérées avec une cible, qui peut être un autre faisceau de particules accélérées dans l'autre sens, ou une pièce de matière fixe sur laquelle va réagir le faisceau incident.

Certains événements particuliers (des réactions) peuvent alors se produire. Les faisceaux accélérés peuvent constituer un flux de particules d'une certaine densité (qu'on caractérisera par la « luminosité » qui s'exprime en $m^{-2}.s^{-1}$ et qu'on notera \mathcal{L}); lors d'une collision chaque événement a une certaine probabilité de se produire, qu'on estime grâce à sa « section efficace » (notée σ). Le nombre d'itérations d'un certain événement se produisant entre les dates T_1 et T_2 est alors donné par :

$$N = \sigma \int_{T_1}^{T_2} \mathcal{L}(t) dt$$

2.1 Considérations relativistes liées à l'énergie

Une intuition classique pourrait nous faire penser que les deux situations (collision sur cible fixe ou collision sur un second faisceau de particules

accélérées) n'ont pas grande différence. Pourtant au regard de la relativité restreinte, elles ne sont pas équivalentes.

2.1.1 Energie seuil

En général pour engendrer l'occurrence d'une réaction entre particules il ne suffit pas de prendre deux particules et de les mettre dans la même pièce. En effet une réaction peut être exothermique ou endothermique ; dans le premier cas elle aura tendance à se faire spontanément, dans le second il faudra vaincre des barrières énergétiques en amenant de l'énergie depuis l'extérieur.

Pour que la réaction se produise, il faut *a minima* apporter une certaine quantité d'énergie telle que l'énergie totale du système soit égale à la somme des énergies de masse des particules finales (énergie totale de ces particules quand elles sont au repos). Si on se trouve dans le référentiel du centre de masse (celui dans lequel les particules finales peuvent se trouver au repos à l'issue de la transformation) on a donc :

$$\varepsilon^* \geq \sum_n m_{n,f} c^2$$

où ε^* désigne l'énergie minimale à laquelle porter l'ensemble des particules de départ, $m_{n,f}$ la masse de la particule n de l'état final après la réaction.

Attention. Cette énergie fait bien figure de minimum. Nous n'avons jusque-là absolument pas considéré la possibilité d'interactions entre les deux particules avant la collision, qui pourrait engendrer l'apparition d'une *barrière de potentiel* qu'il faudrait vaincre pour mettre les particules au contact. C'est notamment le cas si les particules sont chargées du fait de la répulsion due à la force de Coulomb (on parle de *barrière coulombienne*). Il est cependant ardu de prévoir la barrière en question étant donné la nécessité de prendre en compte plusieurs interactions aux portées et effets variés. Par exemple, l'interaction forte tend à rapprocher deux protons mais reste de courte portée, tandis que l'interaction électromagnétique tend à les faire se repousser et domine lorsqu'ils sont plus éloignés.

Remarque importante. Cette relation exprime aussi le fait qu'en accélérant des particules et en engendrant des collisions, on puisse en créer des plus

lourdes. C'est une bonne illustration de l'équivalence masse-énergie en relativité. Par exemple on a besoin d'un accélérateur très puissant pour pouvoir créer le boson de Higgs en raison de son énergie de masse très élevée (125 GeV).

2.1.2 Cas où la cible est fixe

Considérons une réaction où une particule A_1 interagit avec une particule A_2 . On considère tout-d'abord que la particule A_2 est une cible fixe sur laquelle est projetée la particule A_1 .

La norme du quadrivecteur énergie-impulsion est un invariant relativiste, ce qui signifie que :

$$\varepsilon^2 - p_1^2 c^2 = \varepsilon^{*2}$$

avec ε l'énergie totale du système (particules A_1 et A_2 dans le référentiel considéré). On développe :

$$(\varepsilon_1 + m_2 c^2)^2 - p_1^2 c^2 = \varepsilon^{*2}$$

avec ε_1 l'énergie totale de la particule A_1 (énergie de masse + énergie cinétique notée T_1).

On en déduit la condition sur l'énergie cinétique à apporter à la particule A_1 :

$$T_1 \geq \frac{(\sum_n m_{n,f} c^2)^2 - (m_1^2 + m_2^2) c^4}{2m_2 c^2} - m_1 c^2$$

2.1.3 Anneau de collision

Considérons maintenant que les deux particules entrant en collision sont en mouvement dans le référentiel du laboratoire. On utilise les invariants relativistes, la condition sur l'énergie à apporter au système dans le centre de masse est toujours la même.

$$\begin{aligned} \varepsilon^{*2} &= \varepsilon^2 - P^2 c^2 = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 c^2 \geq \left(\sum_n m_{n,f} \right)^2 c^4 \\ \Rightarrow m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4 + 2\varepsilon_1 \varepsilon_2 - 2p_1 p_2 c^2 \cos \theta &\geq \left(\sum_n m_{n,f} \right)^2 c^4 \end{aligned}$$

Appliquons ce résultat à la réaction suivante :

$$p^+ + p^+ = p^+ + p^+ + (p^- + p^+)$$

réaction qui a permis la découverte de l'anti-proton en 1955.

Si les deux particules arrivent en se faisant face on a $\theta = \pi$. On considèrera pour simplifier que les particules sont de même nature et accélérées de la même manière et sont donc portées à la même énergie (même masse m_p et même impulsion p_p , l'énergie sera notée ε_p). On peut identifier de nouvelles occurrences de l'énergie ε_p dans le membre de gauche :

$$\begin{aligned} 2\varepsilon_p^2 + 2m_p^2c^4 + 2p^2c^2 &\geq \left(\sum_n m_{n,f} \right)^2 c^4 \\ 4\varepsilon_p^2 &\geq \left(\sum_n m_{n,f} \right)^2 c^4 \\ \varepsilon &\geq \frac{1}{2} \left(\sum_n m_{n,f} \right) c^2 \end{aligned}$$

D'où, en extrayant l'énergie cinétique par soustraction de l'énergie de masse :

$$T \geq \frac{1}{2} \left(\sum_n m_{n,f} \right) c^2 - m_p c^2$$

On retrouve la situation du centre de masse, où chacune des deux particules (identiques) doit porter au minimum la moitié de l'énergie de masse du système final. Cela n'a rien d'étonnant vu la situation dans laquelle nous nous sommes placés, mais on peut comparer les énergies dans chacun des cas par application numérique.

Calculons les énergies minimales pour les deux cas. Cible fixe (un proton est fixe et l'autre est accéléré) : $T_{min,f} = \frac{(4m_p c^2)^2 - 2m_p^2 c^4}{2m_p c^2}$ ce qui avec $m_p = 1,67 \times 10^{-27}$ kg donne $T_{min,f} \approx 6,56 GeV$; tandis que dans l'anneau de collision : $T_{min,a} = \frac{1}{2} \times (4m_p c^2) - m_p c^2 \approx 0,937 GeV$ (on a besoin d'accélérer les deux protons donc l'énergie utilisée sera le double, donc $1,87 GeV$ ce qui est toujours très en-deçà de l'énergie requise pour engendrer cette réaction en cible fixe!).

3 Interprétation

Une fois que les particules se sont jetées les unes contre les autres, de nouvelles particules peuvent être créées. Mais construire des dispositifs gargantuesques pour faire s'entrechoquer ces particules serait sans intérêt si nous n'avions aucun moyen d'étudier les produits des réactions nucléaires ainsi réalisées. On se contentera ici de présenter deux types de détecteurs.

3.1 Les chambres à bulles

Il s'agit d'une cavité remplie de dihydrogène qu'on va, au moyen d'un piston, faire passer dans un état surchauffé (métastable). A l'état liquide au départ, il est alors susceptible de passer à l'état gazeux au passage d'une particule. Une particule chargée traversant la chambre va interagir avec le dihydrogène présent qui passe à l'état gazeux sur sa trajectoire, formant ainsi des bulles, qui seront visibles sur un cliché photographique de la chambre. Ces bulles dessinent la trajectoire empruntée par la particule. La chambre est en général plongée dans un champ magnétique très intense, qui courbe la trajectoire des particules chargées et permet ainsi leur identification.

3.2 Les calorimètres

Les calorimètres sont des cavités remplies de matière (solide, gazeuse... Il y en a de plusieurs types). Lorsqu'une particule arrive dans la cavité, elle peut réagir avec les atomes du milieu. Une réaction nucléaire a lieu : elle dégage de l'énergie et produit d'autres particules, qui vont pouvoir elles-mêmes réagir par la suite, et ainsi de suite ; au final, une seule particule incidente pourra produire une gerbe de particules secondaires. Il est possible de capter les rayonnements émis pour reconstituer la gerbe ; son étude permettra l'identification de certaines propriétés de la particule incidente (notamment son énergie initiale qui se perd au cours des réactions successives).

4 Conclusion

Les collisionneurs de particules sont des instruments de haute technologie. Leurs dimensions sont le prix à payer pour espérer assister à la formation de certaines particules exotiques, et tester la validité des modèles et théories

que l'on peut construire pour expliquer les propriétés étranges de l'infiniment petit. Aux échelles considérées, les effets relativistes peuvent être impressionnants.

Citons également une application de ces instruments qui, à des tailles plus modestes, peuvent tout-de-même être accessibles à tous : la production d'isotopes instables, qui directement dans les hôpitaux, permet de créer des traceurs, propices à l'analyse médicale par scintigraphie.

5 Bibliographie

- Schaeffer, M. (1985). *Quelques aspects expérimentaux de la physique des particules*. *Bulletin de l'Union des Professeurs de Physique et de Chimie*, (677), 35-96.
http://bupdoc.udppc.asso.fr/consultation/article-bup.php?ID_fiche=6983
- http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve_tulloue/Meca/Charges/cyclotron.html
- Zitoun, R. (2000). *Introduction à la physique des particules*. 2ème édition. Dunod.
- Husson, D. (2000). *Les Quarks : Histoire d'une découverte*. Ellipses, collection *L'esprit des sciences*.
- Le Sech, C., Ngô, C. (2014). *Physique nucléaire : des quarks aux applications*. 2ème édition. Dunod.
- Pérez, J.-P. (2017). *Relativité : Fondements et applications*. 3ème édition. Dunod.