Une introduction à la physique des particules

par **Yehudi SIMON** Département de physique École normale supérieure (ENS) de Lyon - 69007 Lyon yehudi.simon@ens-lyon.fr

ANS CET ARTICLE, nous présentons des éléments de physique des particules à destination d'un public non spécialiste, en illustrant des lois de conservation fondamentales à travers plusieurs résultats expérimentaux majeurs. Sans introduire de formalisme plus complexe que le pseudo-produit scalaire en relativité restreinte, nous présentons les résultats de manière accessible aux étudiants de licence. Après un rappel sur les quadrivecteurs, nous explorons la zoologie des particules du Modèle Standard puis nous abordons l'expérience de Compton et mettons en évidence des lois de conservation. Nous examinons ensuite la désintégration bêta, qui a conduit à l'introduction des neutrinos, avant de montrer comment ces lois de conservation permettent de mieux comprendre des découvertes récentes, comme celle du boson de Higgs dans les grands collisionneurs.

1. INTRODUCTION: FORMALISME RELATIVISTE

1.1. Quadrivecteur énergie impulsion, la dynamique en relativité restreinte

Dès le lycée, l'étude des systèmes mécaniques est formulée dans le cadre newtonien. Dans un référentiel galiléen, la variation de la quantité de mouvement est associée aux forces subies par le système, c'est le fameux «Principe fondamental de la dynamique» :

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{p}}{\mathrm{d}t} = \mathbf{F}.\tag{1}$$

La notion de force permet ainsi d'appréhender les interactions entre divers systèmes, de manière effective ou plus fondamentale. Dans le cas d'un système isolé, dans un référentiel galiléen, on observe une conservation de l'impulsion. Cette loi de conservation se retrouve sous une forme légèrement différente en dynamique relativiste. Le principe de relativité stipule que les lois de la physique, y compris les équations de Maxwell qui régissent l'électromagnétisme, sont indépendantes du choix de référentiel galiléen. En effet, alors que l'approche newtonienne attribue un caractère absolu au temps, la conséquence la plus déroutante de la relativité réside dans le fait qu'elle place la coordonnée temporelle sur le même plan que les coordonnées spatiales. L'espacetemps résultant a donc bien quatre dimensions, ce qui impose de redéfinir les outils de la dynamique en quadrivecteurs. Ainsi, pour décrire une particule relativiste, on étend

la notion de quantité de mouvement pour parler de quadri-impulsion :

$$\mathbf{P}^{\mu} = \begin{pmatrix} E/c \\ \mathbf{p} \end{pmatrix}. \tag{2}$$

On a donc ajouté à la quantité de mouvement, une quatrième composante correspondant à l'énergie de la particule considérée. À dessein, les notations ne sont pas sans rappeler les équivalents en mécanique classique, mais il faut faire attention que les quantités sont bien relativistes. Ainsi, pour une particule de masse m:

$$\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}$$
 et $E = \gamma m c^2$ avec $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - v^2 / c^2}}$,

c étant la célérité de la lumière dans le vide. On remarquera que

$$E^{2}/c^{2} - p^{2} = m^{2}c^{2}\gamma^{2}(1 - v^{2}/c^{2}) = m^{2}c^{2},$$

$$E = \sqrt{p^{2}c^{2} + m^{2}c^{4}},$$

ou encore

ce qui se réduit à la formule bien connue $E = mc^2$ dans le cas (et seulement si) $\mathbf{p} = \mathbf{0}$, donc une particule massive au repos. Pour une particule de masse nulle, la relation devient simplement E = pc.

Sans vouloir entrer dans les détails des notions de co/contravariance, on peut simplement considérer que l'indice μ permet de se référer aux quatre coordonnées. Dans un repère cartésien on a alors $\mu \in \{t, x, y, z\}$ ou de manière plus conventionnelle $\mu \in \{0, 1, 2, 3\}$, par exemple $\mathbf{P}^0 = E/c$.

1.2. Pseudo-produit scalaire

Maintenant que nous avons défini les objets permettant de décrire la dynamique des particules relativistes, nous pouvons aborder la notion de (pseudo-)produit scalaire. Dans le cadre classique, le produit scalaire est défini comme la somme du produit des composantes sur chacune des trois directions d'espace :

$$\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2 = \sum_{i=1}^3 p_{1,i} p_{2,i}. \tag{3}$$

Dans le formalisme relativiste, on introduit une *métrique* permettant de contracter les composantes des quadrivecteurs. Dans le cadre de la relativité restreinte, la métrique de Minskowski s'exprime $donc^{(1)}$:

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix}
1 & 0 & 0 & 0 \\
0 & -1 & 0 & 0 \\
0 & 0 & -1 & 0 \\
0 & 0 & 0 & -1
\end{pmatrix}.$$
(4)

⁽¹⁾ On remarquera que le bloc inférieur droit correspond à l'espace euclidien usuel à trois dimensions (à un signe près), la structure diagonale est la traduction de la notion de distance en espace-temps plat à quatre dimensions.

La conséquence importante porte sur le produit scalaire puisque la métrique introduit un signe dans la partie spatiale (pour ce choix de signature) :

$$\mathbf{P}_{1} \cdot \mathbf{P}_{2} = \sum_{\mu,\nu=1}^{4} \mathbf{P}_{1}^{\mu} \mathbf{P}_{2}^{\nu} \eta_{\mu\nu} = \sum_{\mu=1}^{4} \mathbf{P}_{1}^{\mu} \mathbf{P}_{2\mu} = \frac{E_{1} E_{2}}{c^{2}} - \mathbf{p}_{1} \cdot \mathbf{p}_{2}$$
 (5)

où le produit scalaire dans la partie droite de l'équation doit être compris comme un produit scalaire usuel (euclidien) à trois dimensions. Cette opération n'est *a priori* pas définie positive. On parle alors de pseudo-produit scalaire, qui induit une pseudo-norme pouvant être positive (genre temps), négative (genre espace) ou nulle (genre lumière). En particulier, $(\mathbf{P}_1)^2 = 0$ n'implique pas que le vecteur \mathbf{P}_1 est nul.

1.3. Invariance, conservation et changement de référentiel

Il est également nécessaire de redéfinir les changements de référentiels puisque les transformations de Galilée sont caduques, on leur substitue les transformations de Lorentz. Contrairement au cas classique, ces dernières ne conservent ni les durées ni les longueurs par changement de référentiel, ce qui les rendent contre-intuitives. Ainsi, on peut avoir dilatation ou contraction des durées ou longueurs selon le référentiel choisi pour observer un phénomène. Les notions de simultanéité ou coïncidence, semblant si évidentes en mécanique classique, deviennent alors dépendantes de l'observateur, ce qui amène à d'apparents paradoxes⁽²⁾.

La quadri-impulsion, ainsi que ses composantes, dépendent donc du référentiel choisi comme c'était le cas dans le cas classique. Comment avoir une description adéquate de la dynamique de particules relativistes dans ces conditions ? Si toutes les quantités physiques prennent des valeurs différentes à chaque changement de référentiel, il semble difficile d'établir des lois générales (un comble quand on repense à l'hypothèse fondamentale qui a donné naissance à la relativité!). Comme souvent, la relativité nous invite à adapter les outils par lesquels nous analysons les phénomènes, en effet il existe bien des quantités qui ne dépendent pas du référentiel choisi.

Ces quantités dites invariantes de Lorentz ne dépendent pas du référentiel galiléen choisi. En particulier, le produit scalaire entre deux quadrivecteurs est invariant de Lorentz. Cela a pour implication que la (pseudo)-norme est elle aussi invariante de Lorentz, ce qui est cohérent avec l'invariance de la masse des particules. Par exemple, si l'on considère une particule de masse m, on peut écrire sa quadri-impulsion ainsi que la norme de cette dernière dans deux référentiels galiléens : R où la particule a une quantité de mouvement p, et R^* où la particule est au repos (référentiel propre) :

$$\mathbf{P}^{\mu} = (E/c, \mathbf{p}) \; ; \; (\mathbf{P})^2 = E^2/c^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 c^2 \; ; \; \mathbf{P}^{\star \mu} = (mc, \mathbf{0}) \; ; \; (\mathbf{P}^{\star})^2 = m^2 c^2.$$
 (6)

⁽²⁾ L'exemple canonique du paradoxe des jumeaux est, par exemple, traité dans le livre de José-Philippe Pérez et Éric Anterrieu [1].

On voit ici que le changement de référentiel a changé les valeurs de l'énergie et de la quantité de mouvement de manière à conserver la norme, et donc la masse. La masse n'est pas le seul invariant de Lorentz pertinent pour étudier la dynamique des particules relativistes, il peut être intéressant de revisiter la description classique des chocs entre particules pour en exhiber davantage.

1.4. Collisions relativistes

On considère un ensemble de $i \ge 1$ particules (massives ou non) qui constituent l'état initial et $f \ge 1$ particules dans l'état final (classiquement f = i). On suppose que dans les états initiaux et finaux les particules sont isolées les unes des autres, elles n'interagissent que pendant la collision dont on ne précise pas la nature (cf. figure 1).

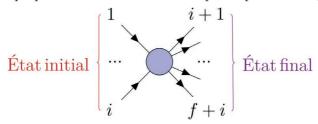


Figure 1 - Collision quelconque en dynamique relativiste.

Pour étudier une collision classique, on s'intéresserait aux quantités de mouvement respectives de chacune des particules ainsi que certaines quantités comme la somme des quantités de mouvement à l'état initial et final. En particulier, on pourrait distinguer les collisions élastiques qui conservent la quantité de mouvement totale avant et après le choc et les collisions inélastiques pour lesquelles on constate une dissipation d'énergie entraînant une réduction de la norme de la quantité de mouvement après le choc.

En revanche, dans le cas relativiste, pour des particules élémentaires ponctuelles ou quasi ponctuelles, il n'y a pas de source de dissipation : la conservation de l'énergie-impulsion est absolue. Ainsi, la somme des quadrivecteurs avant et après le choc est identique, et ce peu importe le référentiel choisi. On distingue encore les cas élastique et inélastique, mais le sens donné dans le cadre relativiste est différent. Une collision est dite élastique si la nature (et le nombre) de toutes les particules est conservée, et inélastique si ce n'est pas le cas. En effet, la contrainte de conservation d'énergie-impulsion est compatible avec des réactions de désintégration, création de particules ou annihilation. Toutes les réactions ne sont pas possibles, de nombreuses lois de conservation imposent des contraintes supplémentaires, mais il reste tout de même une pléthore de possibilités qui rendent la physique des particules si foisonnante.

Outre le référentiel galiléen lié au laboratoire, qui serait le choix naturel découlant

du cas classique, un autre référentiel d'intérêt est introduit pour étudier les collisions relativistes : le référentiel du centre de masse, souvent noté R^{\star} . On a déjà évoqué la conservation de l'énergie impulsion totale avant et après le choc, un choix particulièrement intéressant de référentiel est alors celui dans lequel ce quadrivecteur total présente une quantité de mouvement nulle, son énergie est alors notée \sqrt{s} (3) :

$$\mathbf{P}^{\star\mu} = \left(\sqrt{s} / c, \mathbf{0}\right). \tag{7}$$

L'énergie du centre de masse est également un invariant de Lorentz puisque $(\mathbf{P}^{\star})^2 c^2 = s$, c'est une quantité importante pour décrire la dynamique de la collision.

Après avoir rappelé ces éléments de formalisme et le cadre des collisions relativistes (cf. livre de José-Philippe Pérez et Éric Anterrieu [1] pour plus de détails), nous nous proposons de parcourir la zoologie de particules rencontrées dans le cadre du Modèle Standard⁽⁴⁾.

2. LES PARTICULES DU MODÈLE STANDARD

La zoologie de la physique des particules peut paraître foisonnante au premier abord, mais repose en réalité sur un nombre restreint de constituants élémentaires et de classes de particules bien définies. La figure 2 (cf. page ci-après) regroupe toutes les particules élémentaires connues à ce jour. On distingue quatre groupes : les six leptons dont fait partie l'électron par exemple, les six quarks qui entrent dans la composition du proton, les bosons qui véhiculent les trois interactions fondamentales (l'interaction électromagnétique est portée par le photon, par exemple), auxquels s'ajoute le boson de Higgs. On parle de boson pour une particule de spin entier (0 pour le Higgs, 1 pour le photon...), tandis qu'une particule de spin demi-entier sera qualifiée de fermion, c'est le cas des leptons et quarks qui ont un spin 1/2.

- ♦ Le <u>boson de Higgs</u> occupe une place particulière dans le Modèle Standard : c'est la dernière particule élémentaire à avoir été découverte, ce qui a valu le prix Nobel de physique à Peter Higgs et François Englert en 2013 [2] pour l'introduction de ce champ scalaire permettant à d'autres particules d'acquérir une masse. Nous aborderons plus en détail sa découverte dans le paragraphe 5.
- ♦ Si l'on s'intéresse au groupe des bosons vecteurs d'interactions, on peut dénombrer quatre particules. Le <u>photon</u> que nous avons déjà évoqué est sûrement le plus familier, sa charge électrique comme sa masse sont nulles. Les bosons Z et W[±] sont les

⁽³⁾ La variable a été introduite par Stanley Mandelstam en 1958 pour désigner le carré (square) de l'énergie du centre de masse.

⁽⁴⁾ Le Modèle Standard permet de rendre compte de l'immense majorité des observations réalisées à ce jour. Quelques phénomènes ne sont pas décrits (matière/énergie noire...) et des tensions expérimentales existent mais aucune observation n'est en contradiction directe.

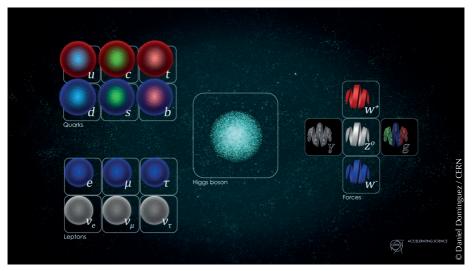


Figure 2 - Particules du Modèle standard.

médiateurs de l'interaction faible qui entre en jeu lors des désintégrations radioactives. Toutes les particules de matière (leptons et quarks) sont sensibles à l'interaction faible. Le boson W⁺ porte une charge électrique (de même que son antiparticule W⁻) tandis que le boson Z est neutre. La masse de ces médiateurs, de l'ordre de $m=90~{\rm GeV}/c^{2^{(5)}}$, explique pourquoi l'interaction faible est de courte portée puisque la distance typique d'interaction est inversement proportionnelle à la masse : $d\simeq \frac{\hbar}{mc}\simeq 10^{-18}~{\rm m}^{(6)}$. On retrouve le fait que l'interaction électromagnétique est de portée infinie puisque le photon est de masse nulle.

Enfin, le <u>gluon</u> est le médiateur de l'interaction forte responsable de la cohésion du proton et du noyau atomique. Ce boson n'est pas chargé électriquement et est de masse nulle, en revanche il porte une charge dite de «couleur» propre à l'interaction forte. Les quarks sont les seules autres particules colorées (représentées avec une boule rouge, verte ou bleue en figure 2), ce qui permet l'existence d'états liés malgré la répulsion coulombienne au sein du noyau par exemple. Le fait que le gluon soit chargé par rapport à sa propre interaction a des conséquences très importantes sur sa dynamique (confinement, portée finie, temps de désintégration courts…), l'étude de ces phénomènes est l'objet de la chromodynamique quantique.

⁽⁵⁾ L'électronvolt est une unité d'énergie : $1eV = e(C) \times 1(V) \simeq 1, 6 \times 10^{-19} \text{ J}$, on l'utilise souvent pour exprimer les masses des particules : $1eV/c^2 \simeq 1,78 \times 10^{-36} \text{ kg}$. Un boson Z ou W est donc environ deux cent mille fois plus lourd qu'un électron.

⁽⁶⁾ Comme les bosons échangés lors de l'interaction sont virtuels ils ne peuvent se propager que sur une distance typique provenant d'une inégalité d'indétermination de type Heisenberg,

- ♦ Les six quarks sont donc sensibles à l'interaction forte, ce qui va leur permettre de former des états liés comme les nucléons par exemple. Ainsi, un proton est constitué en moyenne de deux quarks u (pour up) et un quark d (pour down) tandis que le neutron contient deux d et un u. On remarque que les quarks sont organisés en lignes selon deux types: u pour la première ligne et d pour la seconde. Les quarks de type u portent une charge électrique fractionnaire +2e/3 alors que les types d ont une charge -e/3. De plus, les quarks sont organisés en colonnes sur trois familles, de gauche à droite, plus le numéro de la famille est élevé, plus la masse des quarks sera grande. Ainsi, le quark u a une masse de quelques MeV/c^2 tandis que le quark t (pour top) a une masse d'une centaine de GeV/c^2 !
- À notre échelle, les seules particules stables contenant des quarks sont les nucléons, mais d'autres <u>baryons</u> (combinaisons de trois quarks), peuvent exister sur des temps courts. Il est aussi possible d'avoir une combinaison d'un quark et d'un antiquark qui forment alors un méson, comme les pions π^0 , π^{\pm} .
- ♦ Enfin, les <u>leptons</u> sont également classés en trois familles et deux lignes avec les particules chargées (de charge -e) pour la première et leur neutrino respectif pour la seconde. Les masses des leptons chargés vont de $511 \,\text{keV}/c^2$ pour l'électron au $\,\text{GeV}/c^2$ pour le tauon. En revanche, les masses des neutrinos sont inconnues à ce jour, on sait qu'elles doivent être non nulles [3], mais leur valeur très faible échappe aux mesures.
- En outre, les quarks comme les leptons sont associés à des particules partenaires dont les caractéristiques sont en tout point similaires (même masse ou sensibilité aux interactions) excepté que toutes leurs charges sont opposées. On parle d'antimatière pour désigner ces «particules miroir»: anti-up, anti-neutrino, anti-électron (parfois aussi appelé positron)...

Après ces quelques rappels de relativité et l'introduction des particules élémentaires, nous allons pouvoir étudier quelques processus plus en détail afin d'illustrer d'importants résultats de la physique des particules.

3. FFFFT COMPTON

3.1. Description du processus

Des rayons X sont envoyés sur une cible fixe de faible épaisseur, située devant un détecteur sensible au rayonnement. On se place dans le référentiel propre de l'électron de la cible. Suite à la collision, l'électron est diffusé tandis que le photon émergent de la collision subit une déviation d'angle θ (cf. figure 3, page ci-après). L'observation qui a le plus marqué les contemporains d'Arthur Compton est le fait que la longueur d'onde du rayonnement émergent est différente de la longueur d'onde incidente, et qu'elle dépend de l'angle de déviation.

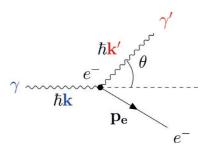


Figure 3 - Diffusion Compton.

L'étude de la collision se prête très bien au cadre de la dynamique relativiste établi au paragraphe 1. Un photon d'impulsion $\mathbf{p}_{\gamma} = \hbar \mathbf{k} = \frac{h}{\lambda} \mathbf{u}$, avec \mathbf{u} un vecteur unitaire selon \mathbf{k} , a une énergie $E_{\gamma} = \hbar kc$, sa masse étant nécessairement nulle. Avant la collision, l'électron a une impulsion nulle, son énergie correspond donc à son énergie de masse $E = m_e c^2$. Après la collision, le photon a une impulsion $\mathbf{p}'_{\gamma} = \hbar \mathbf{k}' = \frac{h}{\lambda'} \mathbf{u}'$ pour une énergie $E'_{\gamma} = \hbar k'c$ tandis que l'électron acquiert et une impulsion \mathbf{p}'_{ϵ} et l'énergie E'_{ϵ} correspondante. Pour prédire la longueur d'onde de sortie, nous allons tirer parti des lois de conservation et des invariances détaillées en introduction.

3.2. Loi de conservation

Pour commencer, on peut poser la conservation de la quadri-impulsion totale avant et après la collision :

$$\mathbf{P}_{tot}^{\mu} = \begin{pmatrix} \hbar k \\ \hbar \mathbf{k} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_e c \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hbar k' \\ \hbar \mathbf{k'} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E'_e / c \\ \mathbf{p}'_e \end{pmatrix}. \tag{8}$$

Nous pourrions extraire quatre équations scalaires de cette loi de conservation, ce qui nous permettrait de déterminer λ' en fonction de λ et des angles. Plutôt que d'aborder ce calcul de front, nous allons tirer profit des propriétés des quadrivecteurs afin d'arriver plus simplement au résultat. L'astuce réside dans l'isolement du quadrivecteur de l'électron émergent. En effet, le calcul de la pseudo-norme du quadrivecteur $\mathbf{P}^{\mu}_{tot} - \mathbf{P}'^{\mu}_{\gamma} = \mathbf{P}'^{\mu}_{c}$ nous permet ainsi de travailler avec une seule équation scalaire et de tirer parti de la condition de masse pour l'électron émergent.

$$\left(\mathbf{P}_{tot} - \mathbf{P}_{\gamma}^{\prime}\right)^{2} = \begin{pmatrix} \hbar \left(k - k^{\prime}\right) + m_{e}c \\ \hbar \left(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{\prime}\right) \end{pmatrix}^{2} = \hbar^{2} \left(k - k^{\prime}\right)^{2} + m_{e}^{2}c^{2} + 2m_{e}c\hbar \left(k - k^{\prime}\right) - \hbar^{2} \left(\mathbf{k} - \mathbf{k}^{\prime}\right)^{2} = \left(\mathbf{P}_{e}^{\prime}\right)^{2} = m_{e}^{2}c^{2}.$$

En simplifiant les termes de masse, et développant en terme des longueurs d'onde on obtient :

$$h\left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda'^2} - \frac{2}{\lambda\lambda'}\right) + 2m_e c \frac{(\lambda' - \lambda)}{\lambda\lambda'} - h\left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda'^2} - \frac{2\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}'}{\lambda\lambda'}\right) = 0.$$

Dans la paramétrisation choisie (cf. figure 3) $\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}' = \cos \theta$, après simplification des

termes en $1/\lambda^2$ le résultat apparaît : $\cos\theta - 1 + \frac{m_e c}{h}(\lambda' - \lambda) = 0$, qui est souvent écrit sous la forme :

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) = \lambda_C (1 - \cos \theta), \tag{9}$$

où l'on a introduit la longueur d'onde de Compton $\lambda_C = \frac{h}{m_e c} \simeq 2,4 \times 10^{-2} \text{ Å}.$

On retrouve bien la dépendance angulaire telle qu'évoquée plus haut. On peut également noter que la longueur d'onde émergente est plus grande que celle incidente, c'est bien cohérent avec la conservation de l'énergie (inversement proportionnelle à λ), l'énergie du photon est cédée à l'électron cible qui est alors éjecté. Cet exemple est idéal pour illustrer la distinction entre les définitions de collision (in)élastique dans les cadres classiques et relativistes. Bien que le photon change de longueur d'onde (inélastique classique), on voit bien que tout est bien élastique d'un point de vue relativiste, aucune particule n'est créée ou détruite. La variation d'énergie du photon est bien compatible avec la conservation de l'énergie-impulsion. Des extensions de ce processus sont activement étudiées de nos jours afin de mieux connaître les répartitions de particules élémentaires au sein d'états liés (comme les quarks dans le proton), on parle alors de diffusion profondément inélastique (DIS).

4. DÉSINTÉGRATION BÊTA: LES NEUTRINOS FANTÔMES

4.1. Une désintégration simpliste

L'étude de la désintégration β (cf. figure 4) remonte aux travaux d'Henri Becquerel à la fin du XIX° siècle, soit bien avant l'établissement du Modèle Standard. Ainsi, avec les observations accessibles à l'époque, la radioactivité β^- se résumait à la transformation d'un neutron en proton au sein d'un noyau atomique et de l'émission d'une particule β , identifiée dès 1900 par Henri Becquerel lui-même comme l'électron découvert par Joseph John Thomson quelques années plus tôt.

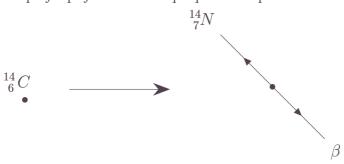


Figure 4 - Désintégration β du carbone 14 envisagée au début du xx^e siècle.

Cette réaction est spontanée pour certains éléments (comme l'isotope 14 du carbone ou le radium) ou peut être provoquée en soumettant des noyaux à un faisceau de positrons.

Bien qu'il ne s'agisse pas d'une collision à proprement parler, nous pouvons tout de même traiter la désintégration dans le cadre de la dynamique relativiste. On suppose donc que seule une particule $\boldsymbol{\beta}$ est émise et par souci de simplicité on considérera les nucléons libres bien qu'ils soient dans un noyau atomique. On se place dans le référentiel propre du neutron initial, après désintégration l'électron a une impulsion \mathbf{p} et une énergie $E_{\boldsymbol{\beta}}$ tandis que le proton a une impulsion $-\mathbf{p}$ et une énergie $E_{\boldsymbol{p}}$. La conservation du quadrivecteur s'écrit alors :

$$\mathbf{P}_{tot}^{\mu} = {m_n c \choose \mathbf{0}} = {E_{\beta}/c \choose \mathbf{p}} + {E_p/c \choose -\mathbf{p}}.$$
 (10)

La conservation de l'énergie contraint E_p et E_β : $m_n c^2 = E_\beta + E_p$. Les contraintes de masse s'appliquent également :

 $E_p^2 - p^2 c^2 = m_p^2 c^4$ et $E_\beta^2 - p^2 c^2 = m_\beta^2 c^4$.

La soustraction de ces deux égalités permet de s'affranchir de l'impulsion. On peut alors exprimer la différence d'énergie :

$$E_{p} - E_{\beta} = \frac{\left(m_{p}^{2} - m_{\beta}^{2}\right)c^{4}}{E_{p} + E_{\beta}} = \frac{\left(m_{p}^{2} - m_{\beta}^{2}\right)c^{2}}{m_{n}}.$$

Ainsi, il est aisé d'exprimer les énergies en fonction des masses, cependant pour simplifier d'avantage les expressions nous pouvons introduire

$$\delta m = m_n - m_v \simeq 1,3 \text{ MeV} / c^2 \ll m_v, m_u \simeq 940 \text{ MeV} / c^2.$$

Au vu des ordres de grandeur, on peut négliger cette différence ainsi que la masse de la particule $\beta \left(m_{\beta} = m_e \simeq 511 \,\mathrm{keV}/c^2\right)$ devant la masse des nucléons. On obtient alors des expressions simples pour les énergies :

$$E_p \simeq m_p c^2 \left(1 + O\left(\frac{\delta m^2}{m_p^2}\right) \right) \quad \text{et} \quad E_\beta \simeq \delta m c^2 \left(1 + O\left(\frac{\delta m}{m_p}\right) \right).$$
 (11)

On constate donc que le proton est presque au repos et que l'électron compense la perte d'énergie de masse. C'est une règle générale pour les collisions relativistes : les particules les moins massives emportent la plus grande portion d'énergie cinétique. L'autre fait remarquable est que l'énergie de l'électron est totalement fixée et devrait pouvoir être mesurée si la précision des appareils de mesure le permet.

4.2. Comparaison à l'expérience et introduction des neutrinos

On peut voir le spectre en énergie des particules β émises par le radium en figure 5 (cf page ci-contre), extrait de l'article de C.D. Ellis et W.A. Wooster de 1927 [4].

Article scientifique et pédagogique

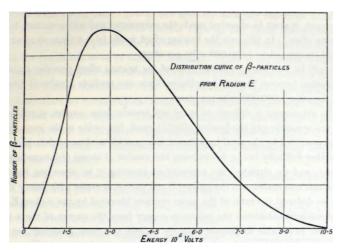


Figure 5 - Spectre d'énergie de la désintégration β [4].

On constate que le spectre énergétique des électrons est continu, non concentré en une unique valeur comme prédit plus haut. Cette observation semble invalider la conservation de l'énergie et c'est l'explication qui a été envisagée pour expliquer ce résultat [5]. Cependant, en 1931, le physicien autrichien Wolfgang Pauli propose une autre interprétation : puisque le spectre présente des énergies systématiquement plus basses que celle attendue, il doit y avoir une autre particule non détectée portant cette énergie manquante. Cette particule fantôme, ou neutrino, ne se dévoilera que vingtcinq ans plus tard et viendra enrichir la collection de particules élémentaires qui forment aujourd'hui le Modèle Standard. Aujourd'hui, on peut décrire la désintégration β d'un point de vue élémentaire : il s'agit en réalité de l'émission d'un boson W à partir d'un quark d qui devient un u, le W $^-$ se désintégrant ensuite en électron et antineutrino électronique, ce qui donne la réaction de la figure 6 pour le cas du carbone.

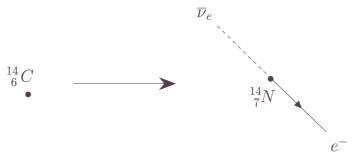


Figure 6 - Désintégration β du carbone 14.

5. DÉCOUVERTE DU BOSON DE HIGGS

On s'intéresse à présent à un résultat expérimental très médiatique : la découverte du boson de Higgs. Si le mécanisme de Higgs⁽⁷⁾ a été proposé dans les années 1960, aucune particule trace de ce «miracle» n'a été découverte avant 2012. Avec sa mise en évidence expérimentale par le CERN (Conseil européen pour la recherche nucléaire), la version actuelle du Modèle Standard a pu être complétée. L'étude du secteur du Higgs et des propriétés de ce dernier est un champ de recherche très actif en physique des particules encore aujourd'hui. Nous nous concentrerons sur un exemple simplifié pour mieux comprendre la dynamique des collisions qui ont permis de mettre en évidence le boson de Higgs.

Au grand collisionneur de hadrons (Large Hadron Collider (LHC)), la production de Higgs est possible grâce aux collisions à haute énergie de paquets de protons. L'énergie de centre de masse atteint 13,6 TeV et sera encore augmentée lors de la phase de haute luminosité prévue pour les décennies à venir. Les paquets de protons sont mis en interaction au niveau des expériences dont les détecteurs vont permettre de récupérer l'information concernant les particules produites lors de la collision. Les deux plus grands détecteurs généralistes que sont ATLAS et CMS sont les plus à même de détecter des événements mettant en jeu le boson de Higgs. La présentation détaillée des détecteurs mériterait seule un article entier, nous nous en tiendrons donc à l'information essentielle : les combinaisons de traqueurs et calorimètres permettent de déterminer la nature des particules au niveau des détecteurs. Il faut avoir en tête que seul un petit nombre de particules sont assez stables pour voyager des points d'interaction jusqu'aux détecteurs. Ainsi, on peut avoir accès à l'énergie cinétique d'électrons/positrons, photons, muons, quelques baryons et mésons légers. En revanche, les neutrinos restent invisibles pour les détecteurs auprès des collisionneurs bien qu'ils puissent être reconstruits a posteriori par l'impulsion manquante d'un événement.

On considère donc une collision de protons p_1 et p_2 produisant un Higgs unique au repos dans le référentiel du centre de masse, qui se désintègre ensuite en deux photons γ_1 et γ_2 . Ce ne sont pas les protons qui interagissent au niveau élémentaire, mais leurs constituants. Par souci de simplicité, on considérera que chaque proton apporte un gluon⁽⁸⁾ (g_1 et g_2) qui produisent ensuite le Higgs. On remarquera que l'énergie de chacun des gluons n'est pas fixée par l'expérience puisqu'ils portent une portion

⁽⁷⁾ Mécanisme permettant de conférer une masse aux autres particules du Modèle Standard par brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Plusieurs groupes ont proposé simultanément ce mécanisme de Brout-Englert-Higgs.

⁽⁸⁾ En vérité ce ne sont pas les gluons qui produisent directement le Higgs mais une boucle de quarks top. D'autres voies de productions sont possibles mais celle-ci est majoritaire et aisée à simplifier.

(contrainte, mais non déterminée) de l'énergie de leur proton de provenance. Ainsi :

$$g_{1} + g_{2} \longrightarrow H \longrightarrow \gamma_{1} + \gamma_{2}$$

$$\begin{pmatrix} E/c \\ \mathbf{p} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E/c \\ -\mathbf{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{H}c \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hbar k \\ \hbar \mathbf{k} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \hbar k \\ -\hbar \mathbf{k} \end{pmatrix}.$$
(12)

Les lois de conservation imposent des impulsions opposées pour les gluons initiaux d'une part et pour les photons finaux d'autre part. La conservation de l'énergie ainsi que les conditions sur les masses permettent de contraindre complètement les paramètres du problème : $E = pc = \hbar kc = \frac{m_H c^2}{2}$, seul l'angle $\cos \theta = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}}{pk}$ quelconque. Ainsi, si l'on capte une paire de photons diamétralement opposés provenant d'une telle résonance, on peut reconstruire la norme du quadrivecteur associé au système γγ. Cette quantité est appelée masse invariante puisqu'elle correspond à l'équivalent d'une masse si l'on considérait une unique particule. D'après notre étude, on a nécessairement $m_{yy} = m_H$, ce qui permet d'accéder à la masse du boson de Higgs. D'autres processus pourraient créer des paires de photons, c'est ce qui constitue le bruit de fond physique dont on cherche à extraire le signal. La figure 7 présente un résultat publié dans l'article [6] en juillet 2012 suite à une analyse de l'expérience ATLAS qui mesure un Higgs autour de $126 \text{ GeV}/c^2$, aujourd'hui $m_H = 125, 2 \pm 0, 1 \text{ GeV}/c^2$. Le comptage des événements en fonction de la masse invariante reconstruite pour la paire de photons permet de distinguer un surplus par rapport au bruit de fond. La largeur du signal d'intérêt est due à l'incertitude expérimentale et non la largeur intrinsèque

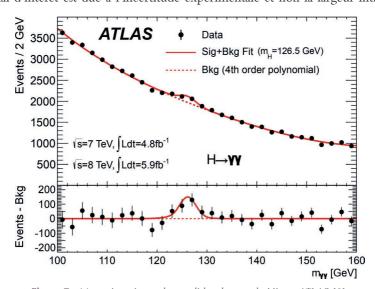


Figure 7 - Masse invariante de candidats boson de Higgs, ATLAS [6].

du Higgs qui est de l'ordre de quelques ${\rm MeV}/c^2$. La découverte d'un tel signal à de hauts niveaux de confiance a permis de déclarer la découverte directe du boson de Higgs au LHC.

CONCLUSION

À travers ces résultats expérimentaux, nous avons illustré l'importance des lois de conservation dans l'étude des collisions relativistes. Bien que cette approche puisse sembler technique et centrée sur l'établissement de prédictions analytiques, comme dans l'expérience de Compton, son impact va bien au-delà. Ces lois agissent comme une véritable boussole physique, orientant la conception d'expériences et d'analyses, comme celles ayant conduit à la découverte du boson de Higgs au CERN. Elles constituent également un outil puissant dans les situations où elles semblent être violées, menant ainsi à des découvertes majeures, telles que l'observation indirecte du neutrino dans la désintégration β . Bien que certains aspects de la physique des particules, comme la relativité, la mécanique quantique, la diversité des particules, ou encore les technologies des collisionneurs et détecteurs, puissent paraître complexes, ceux-ci reposent avant tout sur des principes fondamentaux simples et un vocabulaire relativement restreint. Ainsi, une culture basique en physique des particules est donc tout à fait accessible aux étudiants de niveau Licence et pas seulement aux étudiants des Masters orientés vers les hautes énergies. La discussion à ce sujet est loin d'avoir été épuisée par cet article, les lecteurs intéressés pourront se référer aux articles [7-9] pour plus de détails.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier mes amis et collègues de l'ENS de Lyon et d'ailleurs qui m'ont fait l'honneur de relire cet article, leur regard a été d'une grande aide pour enrichir cet article. Merci à Hugo Roussille, Camille Eloy, François Rondeau et Manon Ballu. Je ne peux pas terminer cet article sans mentionner le professeur Eli Ben-Haïm qui m'a introduit à la physique des particules et dont la vision imprègne profondément la démarche développée ici. Merci pour cet enseignement qui m'a marqué et engagé sur la voie si passionnante qui est la mienne aujourd'hui.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.-Ph. Pérez et E. Anterrieu, *Relativité : fondements et applications*, Paris : Dunod, 2023.
- [2] J. Orloff, «Prix Nobel de physique 2013», Reflets de la physique, n° 37, p. 30-31, décembre 2013-janvier 2014.

- [3] S. Lavignac et M. Zito, «Les neutrinos n'ont pas livré tous leurs secrets», Reflets de la physique, n° 50, p. 4-9, septembre 2016.
- [4] C.D. Ellis and W.A. Wooster, "The average energy of disintegration of radium E", *Proc. R. Soc. Lond.*, vol. 117, n° 776, p. 109-123, December 1927.
- [5] C. Jensen, Controversy and Consensus: Nuclear Beta Decay 1911-1934, Historical Studies, Springer, 2000.
- [6] Collaboration ATLAS, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, P.L.B, 2012
- [7] G. Guinier, «Photons et quantité de mouvement», *Bull. Un. Phys.*, vol. 73, n° 612 (1), p. 787-803, mars 1979.
- [8] H. Gié, «Les diagrammes énergie-quantité de mouvement en relativité restreinte », Bull. Un. Phys., vol. 75, n° 634, p. 1079-1094, mai 1981.
- [9] J. Haissinski et G. Unal, «Quelques avancées récentes en physique des particules et des astroparticules », *Bull. Un. Phys.*, vol. 97, n° 852, p. 397-421, mars 2003.



Yehudi SIMON
Agrégé préparateur
Département de physique
École normale supérieure (ENS) de Lyon
Lyon (Rhône)