LP07 : Dynamique relativiste

Niveau

Commentaires du jury

— 2017 :il ne faut pas se limiter à une suite de formules et de calculs. L'utilisation des quadrivecteurs peut être judicieuse. Des illustrations de physique moderne et/ou des situations réelles devraient être décrites et analysées.
— 2015 : La leçon doit souligner l'intérêt du formalisme quadrivectoriel.
— 2010 : La forme plus complexe des lois de la dynamique peuvent rendre les exemples choisis très techniques.Il convient de choisir des illustrations simples où les effets relativistes apparaissent rapidement. L'étude des collisions peut bien évidemment entrer dans le cadre de cette leçon. Ne pas oublier que les lois de conservation sont également un outil de découverte de particules nouvelles, indétectables directement.
— 2009 : le jury attend que le candidat choisisse un nombre d'exemples limité, mais qu'il les analyse en profondeur.
— 2004 : Le référentiel du centre de masse est toujours introduit, mais l'intérêt qu'il présente n'est pas suffisamment souligné, en particulier dans la détermination du seuil énergétique d'une collision inélastique. Il faut savoir faire la différence entre invariance et conservation .

Bibliographie

— J'avoue j'ai recopié le cours de Camille Eloy.

pré-requis

— Cinématique relativiste
— Transformée de Lorentz
— Intervalle d'espace-temps
— Champs électromagnétiques

Expériences

—

Table des matières

1 Grandeurs dynamiques relativistes **2**
1.1 Temps propre . . . 2
1.2 Quadrivecteur vitesse . . . 2
1.3 Quadrivecteur énergie-impulsion . . . 3

2 Collision de particules **4**
2.1 Collision élastique : effet Compton . . . 4
2.2 Collision inélastique : énergie de seuil . . . 5

3 Relation fondamentale de la dynamique **6**
3.1 Quadrivecteur force, PFD 6
3.2 Mouvement d'une particule relativiste chargée 7
3.3 Application : les accélérateurs de particules ? 9

Introduction

Dans le cours précédent sur la cinématique relativiste, nous avons posé un cadre à l'étude du mouvement pour des vitesses comparables à celles de la lumière. Aujourd'hui, nous allons nous intéresser à ce qui peut causer le mouvement : les forces. Plus généralement, on va d'abord définir les grandeurs adaptées à l'étude d'un problème dynamique. Ensuite, nous les utiliserons en premier lieu dans le cas de collisions de particules, puis nous verrons comment écrire l'équivalent relativiste de la loi qui régit le mouvement en mécanique : la deuxième loi de Newton.

On se rappelle que dans le cadre de ce cours, les grandeurs que l'on utilise doivent avoir le bon goût d'être invariantes sous transformée de Lorentz, et redonner les lois de la mécanique classique dans la limite non relativiste.

C'est un sujet assez théorique à présenter et il n'y a pas d'expérience.... Il faut absolument faire beaucoup d'applications et d'ordre de grandeur...

1 Grandeurs dynamiques relativistes

L'étude dynamique contient par essence l'étude de l'évolution temporelle d'un système. Or, on l'a vu, le temps n'est pas une grandeur adaptée pour travailler en relativité restreinte, puisqu'il dépend du référentiel. Pour se passer de cela, on introduit la notion de temps propre.

1.1 Temps propre

1.1 et 1.2 dans une partie ensemble, c'est pas le coeur ?

Soit une particule de masse m, de position $\vec{r}$, en mouvement dans $\mathcal{R}$. Lors d'un mouvement infinitésimal entre t et $t + \mathrm{d}t$, la particule décrit un intervalle d'espace-temps $\mathrm{d}s^2 = c^2\mathrm{d}t^2 - \mathrm{d}\vec{r}^2 = \mathrm{d}t^2\big(c^2 - v^2\big)$.

On définit alors le temps propre de cette particule à partir de sa variation élémentaire : $\mathrm{d}\tau^2 = \frac{\mathrm{d}s^2}{c^2} = \frac{\mathrm{d}t^2}{\gamma^2}$. En choisissant τ s'écoulant dans le même sens que t, on a :

$$\boxed{\mathrm{d}\tau = \frac{\mathrm{d}t}{\gamma}}$$

Par définition, $\mathrm{d}\tau$ est un invariant de Lorentz : $\mathrm{d}s^2$ et c en sont. A chaque instant, on se place dans le **référentiel propre** $\mathcal{R}_0$ de la particule : celui dans lequel elle est au repos.

Ce référentiel est assimilable à chaque instant à un référentiel inertiel. On a donc : $\mathrm{d}s^2 = c^2\mathrm{d}t_0^2$ car $\mathrm{d}\vec{r_0} = 0$ dans ce référentiel. Alors $\tau = t_0$: c'est le temps dans le référentiel propre de la particule.

1.2 Quadrivecteur vitesse

En relativité restreinte, un événement est représenté par un quadrivecteur $X^\mu \in \mathbb{R}^4$, s'écrivant $X^\mu = (ct, \vec{r})$.

La norme de X^μ est donnée par la norme de Minkovski :

$$|X^\mu| = X^\mu \eta_{\mu\nu} X^\nu = X^{0^2} - \vec{X}\cdot\vec{X} \qquad \eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

La matrice $\eta_{\mu\nu}$ appelée métrique de Minkovski et s'écrit dans le cadre de la relativité restreinte : $\eta_{\mu\nu} = diag(1, -1, -1, -1)$.

A partir d'un événement et du temps, on définit le quadrivecteur vitesse :

$$\boxed{U^\mu = \frac{\mathrm{d}X^\mu}{\mathrm{d}\tau}}$$

Ou plus explicitement, avec les composantes :

$$U^\mu = \left(c\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau}, \frac{\mathrm{d}\vec{r}}{\mathrm{d}\tau}\right) = \gamma(\vec{v})\Big(c, v(\vec{t})\Big)$$

D'où la norme de Minkovski du quadrivecteur vitesse :

$$U^\mu \eta_{\mu\nu} U^\nu = U^2 = \gamma(v)^2\big(c^2 - v^2\big) = c^2$$

Ceci est valable quelque soit le référentiel.

De manière générale, la norme de Minkovski est invariante par transformée de Lorentz pour tout quadrivecteur ! C'est l'intérêt du formalisme quadrivectoriel.

On remarque que τ est invariant de Lorentz, donc U^μ se comporte comme X^μ sous transformation de Lorentz. Cela permet de retrouver la composition des vitesses juste en multipliant U^μ par le tenseur de la transformée de Lorentz.

1.3 Quadrivecteur énergie-impulsion

Vu le titre, on se dit que ca ne va pas être simple. Partons tout de même de la définition intuitive : on a envie d'écrire

$$P^\mu = mU^\mu$$

C'est déja bien un quadrivecteur, car m est un invariant de Lorentz.

Il contient 2 types de composantes :

— Les composantes spatiales : $P^{i\in\{1,2,3\}} = m\gamma(\vec{v})v^i$

On appelle impulsion le vecteur $\vec{M} = \gamma(\vec{v})m\vec{v}$. Cette partie correspond à l'idée intuitive de l'impulsion, on a juste corrigé la vitesse avec le facteur de Lorentz.

Conseil de S. Dago : ne pas noter ce vecteur $\vec{p}$, parce qu'on s'y perd, surtout si on écrit pas bien. Je choisis M comme Momentum mais c'est arbitraire.

— La composante temporelle : $P^0 = \gamma(\vec{v})mc$. Dans la limite $v \ll c$, on a $P^0 \approx mc\Big(1 + \frac{v^2}{2c^2}\Big) \implies P^0 \times c \approx mc^2 + \underbrace{\frac{1}{2}mv^2}_{E_c \text{newtonienne}}$. Sur la base de ce constat, on interprète P^0 comme E/c avec E l'énergie de la particule.

Ainsi, en décrivant les composantes,

$$P^\mu = \left(\frac{E}{c}, \gamma(\vec{v})m\vec{v}\right)$$

Attention ! contrairement au cas non relativiste, l'énergie de la particule est non nulle au repos : l'énergie au repos est appelée énergie de masse (puisqu'elle ne dépend que de m). Cette énergie est gigantesque : pour une personne de 60kg, elle vaut $5.4 \times 10^{18}\,\mathrm{J}$!!

ODG : électron 511 keV, proton 938 MeV, neutron 940 MeV. Notion d'énergie de masse peut être illustrée, avec le défaut de masse des noyaux atomiques. Dans une réaction de fission d'uranium (induite par capture de neutron) :

$${}^{235}_{92}U + {}^{1}_{0}\,n \longrightarrow {}^{92}_{36}\,Kr + {}^{141}_{56}\,Ba + 3{}^{1}_{0}n$$

200 MeV par réaction. On récupère autant d'énergie avec 1 tonne de pétrole qu'avec 2g d'uranium. En effet,les réactions chimiques mettent en jeu des énergies de l'ordre du eV, d'où un facteur 106. L'énergie de fission Qf estlibérée sous forme d'énergie cinétique pour les produits. Elle peut être récupérée sous forme de chaleur.

On définit l'énergie cinétique relativiste par :

$$T(\vec{v}) = E(\vec{v}) - E(0) = (\gamma - 1)mc^2$$

Or, $U^2 = c^2$, donc $P^2 = m^2c^2$. De plus,

$$P^\mu \eta_{\mu\nu} P^\nu = \frac{E^2}{c^2} - \vec{M}^2 = m^2c^2$$

Cela nous permet de réécrire l'énergie de la particule :

$$\boxed{E^2 = \vec{M}^2c^2 + m^2c^4}$$

En relativité restreinte, on n'a plus conservation de la masse, seulement conservation de l'énergie du fait de cette équivalence masse-énergie. Par exemple, combustion du dihydrogène : $\Delta E = -241 J/mol$, donc $\Delta m = \Delta E/c^2 = -2.68 \times 10^{-12}$ kg/mol. Soit pour une mole d'eau formée (m=18g), on a $\Delta m/m = 10 \times 10^{-10}$. Cette variation est trop faible pour pour être mesurée, c'est pourquoi en pratique on considère quand même la conservation de la masse comme vérifiée. Si on veut aller plus vite, on dit qu'une réaction chimique met en jeu les électrons donc l'énergie typique est de l'ordre de l'eV, soit $m \simeq 10 \times 10^{-36}$ kg $\simeq 10 \times 10^{-9} m_{atome}$ donc on ne peut pas mesurer la différence avec les balances du laboratoire de chimie.

Remarque : particules de masses nulles : Les photons

$E = \gamma(\vec{v})mc^2$ et $\vec{M} = \gamma(\vec{v})m\vec{v}$ donc $E\vec{v} = \vec{M}c^2$. Si $|\vec{v}| = c$, on a $E = \left|\vec{M}\right| \times c \implies m = 0$! Donc

Seules les particules de masse nulle se déplacent à c.

Il faut changer la définition de l'impulsion pour des particules de masse nulle : $P^\mu = \left(\frac{\hbar\omega}{c}, \hbar\vec{k}\right)$. Mais c'est pas le sujet. Un peu si, on les utilise après pour la diffusion...

Avec la notion de quadrivecteur énergie-impulsion, on va étudier les chocs entre particules.

2 Collision de particules

On étudie le chocs entre 2 particules. On se place dans le cadre suivant : les collisions sont brèves. Pendant la collision, le système considéré n'interagit pas avec son environnement. On le considère comme isolé. Ainsi, son énergie et son impulsion sont conservées. On rappelle les définitions suivantes :

Collision élastique : le nombre et la nature des particules sont conservées.

Collision inélastique : le nombre et la nature des particules sont conservées.

2.1 Collision élastique : effet Compton

On considère un photon qui percute un électron. *On parle de diffusion de photons sur des électrons.* L'équation bilan s'écrit :

$$\gamma + e^- \to \gamma + e^-$$

On se place dans le référentiel du laboratoire où l'électron est initialement au repos. Les vecteurs quadri-impulsion avant et après chocs sont notés : $P_\gamma, P_e, P'_\gamma, P'_e$.

Dans le référentiel du labo :

$$P_\gamma^\mu = \begin{pmatrix} E_\gamma/c \\ \vec{M} \end{pmatrix}; P_e^\mu = \begin{pmatrix} m_e c \\ \vec{0} \end{pmatrix}; P_\gamma^{\mu'} = \begin{pmatrix} E'_\gamma/c \\ \vec{M}' \end{pmatrix}; P_e^{\mu'} = \begin{pmatrix} E'_e/c \\ \vec{q} \end{pmatrix}$$

Conservation de l'énergie impulsion :

$$P_\gamma^\mu + P_e^\mu = P_\gamma^{\mu'} + P_e^{\mu'}$$

On élève au carré en utilisant le produit scalaire au sens de Minkovski :

$$P_e^{'2} = P_e^2 + P_\gamma^2 + P_\gamma^{'2} + 2P_e \cdot \left(P_\gamma - P'_\gamma\right) - 2P_\gamma \cdot P'_\gamma$$

Or, par invariance de la norme,

$$P_e^2 = m_e^2 c^2 = P_e^{'2} \text{ et } P_\gamma^2 = P_\gamma^{'2}$$

Ce qui mène à la simplification :

$$P_e \cdot \left(P_\gamma - P'_\gamma\right) = P_\gamma \cdot P'_\gamma$$
$$\implies m_e c\left(\frac{E_\gamma}{c} - \frac{E'_\gamma}{c}\right) = \frac{E_\gamma E'_\gamma}{c^2} - \vec{M}' \cdot \vec{M}$$

Or, comme $E^2 = \vec{M}^2 c^2 + m^2 c^4$, $E_\gamma = \left|\vec{M}\right| c$:

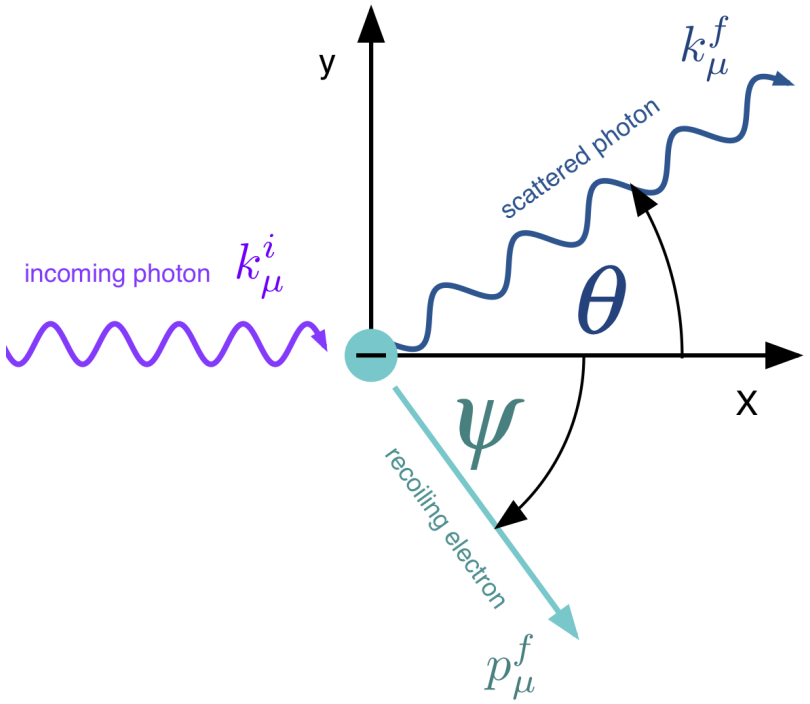

FIGURE 1 – *Schéma et notations pour la diffusion Compton (juste pour les agnles).*

$$m_e c\left(\left|\vec{M}\right| - \left|\vec{M}\right|'\right) = \left|\vec{M}\right|\left|\vec{M}\right|'(1-\cos\theta)$$

On écrit enfin : $\left|\vec{M}\right| = \hbar\left|\vec{k}\right| = \frac{h}{\lambda}$, ce qui mène à :

$$\lambda' - \lambda = \frac{2h}{m_e c}\sin^2(\theta/2)$$

Ainsi, la longueur d'onde du photon après le choc dépend de l'angle de diffusion. Ce fait a été prédit et vérifié par A. Compton en 1923, lui valant le prix Nobel de physique de 1927 car sa découverte valide le formalisme de la relativité restreinte. Il envoit des rayon X $\lambda \simeq 7e-11m$ et il mesure $\Delta\lambda = \lambda_c(1-\cos(\theta))$ avec ${}_c = \frac{h}{m_e c} = 2.5\,\text{pm}$

Le même travail est faisable pour des chocs inélastiques.

2.2 Collision inélastique : énergie de seuil

On observe une collision entre a_1 et a_2, dans le référentiel du labo $\mathcal{R}$ où a_2 est au repos. On cherche à savoir si la réaction

$$a_1 + a_2 \to b_1 + b_2 + ...$$

est possible, et à quelle condition sur E_{a1}.

Conservation de l'énergie dans $\mathcal{R}$:

$$\begin{aligned} E_{a1} + m_{a2}c^2 &= \sum_i E_{bi} \\ &= \sum_i \sqrt{\vec{M}_{bi}^2 + m_{bi}^2 c^4} \\ \implies E_{a1} + m_{a2}c^2 &> c^2\left(\sum_i m_{bi}\right) \end{aligned}$$

L'inégalité est stricte car les $\vec{M}_{bi} \neq \vec{\mathbf{0}}$ par conservation de l'impulsion. Les b_i ont forcément une énergie de recul. POur affiner le résultat, on se place dans le référentiel du centre de masse, $\mathcal{R}^*$, où $\sum_i \vec{M}^*_{bi} = \vec{0}$. *Ce référentiel existe et est inertiel.*

Dans ce référentiel, après le choc, le vecteur quadri-impulsion total s'écrit : $P^*_{fin} = \left(E^*/c, \vec{0}\right)$, avec $E^* \geq \sum_i m_{bi}c^2$.

Avant la collision, dans $\mathcal{R}'$, ce quadrivecteur s'écrit : $P^\mu_{init} = \left(\frac{E_{a1}}{c} + ma_2 c, \vec{M}_{a1}\right)$, car seule la particule a_1 bouge.

Conservation de l'énergie impulsion : $P_{init} = P_{fin}$. Invariance de la norme : $P^{*2}_{fin} = P^2_{fin}$. D'où :

$$\begin{aligned} & P^2_{init} = P^{*2}_{fin} \\ \Longrightarrow & \left(\frac{E_{a1}}{c} + m_{a2}c^2\right)^2 - \vec{M}^2_{a1} = \frac{E^*}{c^2} \geq \left(\sum_i m_{bi}\right)^2 c^2 \\ \Longrightarrow & \frac{E^2_{a1}}{c^2} - \vec{M}^2_{a2} + m^2_{a2}c^2 + 2E_{a1}m_{a2} \geq \left(\sum_i m_{bi}\right)^2 c^2 \end{aligned}$$

Or, l'énergie de la particule a_1 s'écrit : $E^2_{a1} = \left|\vec{M}_{a1}\right|^2 c^2 + m^2_{a1}c^4$

Donc

$$\left(m^2_{a1} + m^2_{a2}\right)c^2 + 2E_{a1}m_{a2} \geq \left(\sum_i m_{bi}\right)^2 c^2$$

Il vient que la collision ne peut avoir lieu que si l'énergie de la particule incidente est supérieure à une certaine valeur, appelée énergie de seuil :

$$E_{a1} \geq \frac{\left(\sum_i m_{bi}\right)^2 - \left(m^2_{a1} + m^2_{a2}\right)}{2m_{a2}} c^2$$

Exemple plus concret : au CERN, on réalise des chocs entre protons. La réaction suivante peut alors avoir lieu : $p + p \to p + p + p + \bar{p}$. Ici, $m_{ai} = m_p = 1.67 \times 10^{-27}\,\text{kg}$ pour $i = 1, 2$ et $m_{bi} = m_p = 1.67 \times 10^{-27}\,\text{kg}$ pour $i = 1...4$.

L'énergie de seuil a pour expression :

$$E = \frac{16m^2_p - 4m^2_p}{2m_p} c^2 = 6m_p c^2$$

Application numérique : $E = 5.6\,\text{GeV}$

Il faut une grande énergie pour faire la réaction. Comment accélérer les particules assez fort ? On a besoin d'appliquer une force, et pour étudier ca on doit appliquer le PFD...

3 Relation fondamentale de la dynamique

3.1 Quadrivecteur force, PFD

La solution la plus simple est de généraliser le PFD à une relation quadrivectorielle :

$$\frac{\mathrm{d}P^\mu}{\mathrm{d}\tau} = \mathcal{F}^\mu$$

Mais il reste à établir la relation entre $\mathcal{F}^\mu$ et la force habituelle $\vec{f}$. Pour y parvenir, on se base sur la force de Lorentz :

$$\frac{\mathrm{d}\vec{M}}{\mathrm{d}t} = q(\mathbf{E} + \vec{v} \wedge \mathbf{B}) = \vec{f}$$

Composante spatiale :
Par identification avec la partie spatiale du PFD quadrivectoriel :

$$\frac{\mathrm{d}\vec{M}}{\mathrm{d}\tau} = \gamma \frac{\mathrm{d}\vec{M}}{\mathrm{d}t} = \vec{\mathcal{F}} = \gamma \vec{f}$$

On aboutit à $\boxed{\mathcal{F}^i = \gamma f^i}$ pour la composante spatiale.
Composante temporelle : D'une part :

$$\mathcal{F}^0 = \frac{\gamma}{c}\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \gamma mc \frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}t} = \frac{\gamma^4 m}{c}\vec{v}\cdot\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t}$$

Par ailleurs,

$$\vec{f}\cdot\vec{v} = \frac{\mathrm{d}\vec{M}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\gamma m\vec{v})\cdot\vec{v} = ... = \gamma^3 m\vec{v}\cdot\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t}$$

Donc par identification, $\mathcal{F}^0 = \gamma\vec{f}\cdot\vec{\beta}$
On a donc l'expression complète du PFD relativiste :

$$\boxed{\frac{\mathrm{d}P^\mu}{\mathrm{d}\tau} = \mathcal{F}^\mu \text{ , avec } \mathcal{F}^\mu = \left(\gamma\vec{f}\cdot\vec{\beta}, \gamma\vec{f}\right)}$$

Remarques :
— La composante temporelle redonne le théorème de la puissance cinétique !

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \vec{f}\cdot\vec{v}$$

C'est une confirmation que E désignait bien l'énergie du système.
— $\mathcal{F}^\mu$ se transforme comme X^μ par transformée de Lorentz. En particulier, $\vec{f}$ n'est pas invariante par changement de référentiel inertiel. En conséquence, la 3e loi de Newton n'est plus valable (*le principe d'action réaction*).

3.2 Mouvement d'une particule relativiste chargée

Champ électrique constant : On accélère une particule de vitesse nulle initialement, de charge q, avec un champ **E**. Alors

$$\mathbf{M} = \gamma m\vec{v} = q\mathbf{E}t$$

en intégrant le PFD une fois. En projetant dans la direction du mouvement, on obtient :

$$v = \frac{\frac{qE}{mc}t}{\sqrt{1+\left(\frac{qE}{mc}\right)^2 t^2}}$$

On remarque que c reste indépassable (contrairement à ce que prévoit le cas classique). Il faut tracer la loi.
Cette loi a été vérifiée par Bertozzi en 1964. Le principe est que sur une distance de 8.7m il accélère des électrons avec des tension entre 0.5 et 15Mégavolt. Il détecte le passage en entrée et en sortie d'accélérateur.
Les accélérateurs linéaires, comme celui de Stanford de 3 km de long ! Il permet d'atteindre 99.999 999 2% de c pour une énergie cinétique de 50 GeV
Pour accélérer des particules à plus grande vitesses, il faudrait avoir des accélérateurs encore plus grand.... Cela n'est pas très pratique, on va alors les faire circulaire en utilisant le champ $\vec{\mathbf{B}}$
Champ magnétique constant :
Le PDF donne :

$$\frac{\mathrm{d}\vec{M}}{\mathrm{d}t} = q\vec{v}\wedge\mathbf{B}$$

Prenons $\mathbf{B} = B\vec{e_z}$. La force de Lorentz magnétique ne travaille pas donc $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = 0$. Donc $E = \gamma mc^2 = \text{Cste}$, donc $\vec{v}$ est de norme constante.
Cela implique que $\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}t} = 0$.

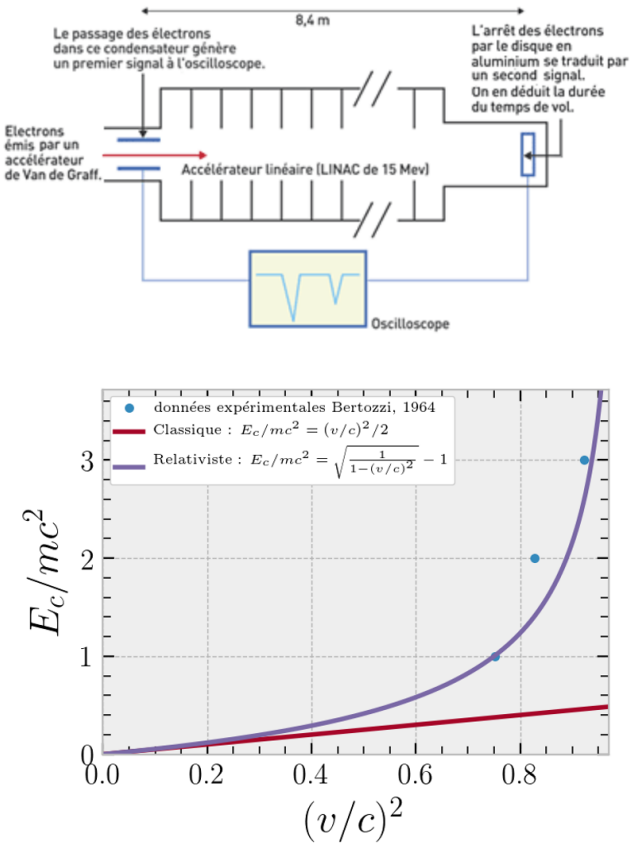

FIGURE 2 – *Expérience de Bertozzi et résultat*

On simplifie alors l'écriture du PFD :

$$\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} = \frac{qB}{\gamma m}\vec{v} \wedge \vec{e_z}$$

Le mouvement est une hélice d'axe e_z, à la pulsation cyclotron $\omega_c = \frac{qB}{\gamma m}$.

On peut obtenir un mouvement plan si $\vec{v}$ et **B** sont orthogonaux au départ. C'est alors un cercle de rayon $R = \frac{v}{\omega_c}$.

C'est utiliser dans les accélérteur de particules

3.3 Application : les accélérateurs de particules ?

Quel intérêt des accélérateur de particule ?

— Physique nucléaire : recherche fondamentale sur les particules élémentaire à haute énergie

— Permet de produire des rayon X utiliser pour les analyse notamment chimique ou en médecine

Principe On accélère des particules avec un champ électrique et on les guide avec une champ magnétique.

Cyclotron : Le premier date de 1932. On applique un champ B uniforme avec un champ E inversé périodiquement(à fréquence fixe) pour accélérer lorsque l'électron passe dans la "coupure". La trajectoire de la particule décrit une "spirale" (demi-cercle+rectiligne dans la coupure) et sort à haute vitesse du cyclotron. Difficulté de synchronisation du champ E à haute vitesse et d'avoir B uniforme sur une grande région. ODG : A la sortie, 70 MeV Pour les synchrocyclotron 700MeV (Un synchrocyclotron est un cyclotron dont la fréquence du champ électrique est changée (progressivement diminuée) pour compenser le gain d'inertie des particules accélérées, pour qu'elle ne sorte pas de l'appareil et que leur vitesse peut mieux approcher la vitesse de la lumière.) **Synchrotron :** C'est une

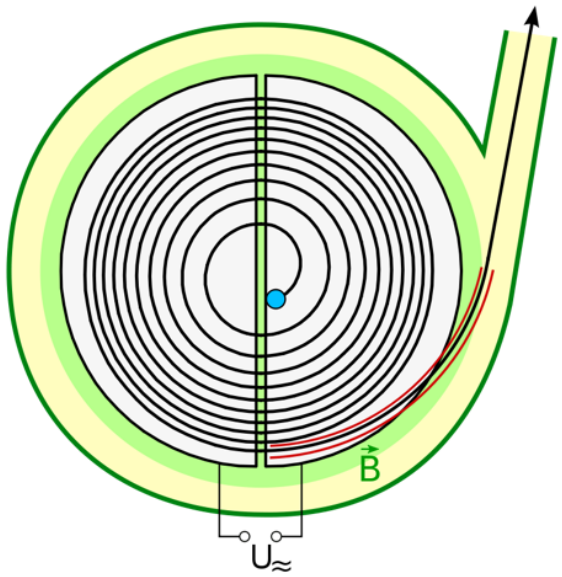

FIGURE 3 – *Cyclotron*

enceinte torique où on accélère avec un champ E et on guide avec B, cette fois il faut addapter B à la vitesse des particules pour qu'il puisse rester dans l'enceinte. LHC 7teV pour des proton

Conclusion

Nous avons vu comment adapter les loi de la dynamique classique à la relativité en faisant notamment ressortir le quadri vecteur énergie impulsion qui apporte une correspondance entre masse et énergie. Les accélérateurs de particules sont dans l'obligation de prendre en compte la relativité pour leur bon fonctionnement. "Aujourd'hui ces accélérateurs de particules ont permis la découverte de nombreuses particules,la dernière étant le boson de Higgs en 2012, qui permet d'expliquer la brisure de l'interaction unifiée électrofaible en deux interactions par l'intermédiaire du mécanisme de Brout-Englert-Higgs-Hagen-Guralnik-Kibble et d'expliquerainsi pourquoi certaines particules ont une masse et d'autres n'en ont pas. Le boson de Higgs, quantum du champ deHiggs, confère une masse non nulle

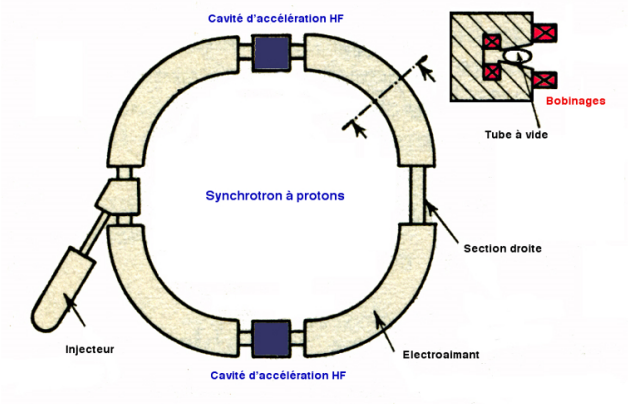

FIGURE 4 – *Sychrotron*

aux bosons de jauge de l'interaction faible (bosons W et boson Z), leur conférantdes propriétés différentes de celles du boson de l'interaction électromagnétique, le photon."