

# **Mouvement relativiste des particules chargées dans des champs électriques et magnétiques et application aux premières observations de désintégrations dans les chambres de Wilson du Col du Midi (Chamonix, 3600 m) et du Pic du Midi de Bigorre (2870 m)**

*Jean-Marie Malherbe*

Astronome émérite, Observatoire de Paris, PSL Research University, France  
Email: [Jean-Marie.Malherbe@obspm.fr](mailto:Jean-Marie.Malherbe@obspm.fr); ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-4180-3729>  
24 Octobre 2025

## **RESUME**

Nous abordons dans cet article de niveau L2 les mouvements des particules chargées soumises à la force de Lorentz dans un champ électrique et surtout magnétique dans le cadre de la mécanique relativiste, pour des particules de vitesse proche de celle de la lumière. Le mouvement avec perte d'énergie (force de frottement proportionnelle à la vitesse) est aussi envisagé. Les équations ont une application directe simple, celle des trajectoires des particules dans les chambres de Wilson soumises au rayonnement cosmique, qui permirent vers 1950 d'aborder la physique des particules en utilisant les particules cosmiques comme outil de physique nucléaire, avant l'ère des grands accélérateurs. Nous illustrons cela par les expériences réalisées à Meudon Bellevue, puis en altitude (Col du Midi à Chamonix, Pic du Midi de Bigorre) où le flux d'événements intéressants est 10 ou 20 fois supérieur à celui du niveau de la mer.

## **MOTS CLEF**

Particules chargées, mouvement, relativité, champ magnétique, champ électrique, chambre de Wilson, Meudon Bellevue, Col du Midi, Pic du Midi

## **I - INTRODUCTION**

Avant l'avènement vers 1960 des grands accélérateurs de particules tels ceux du CERN à Genève, l'étude des particules élémentaires en physique nucléaire ne pouvait se faire qu'en utilisant les collisions entre les particules cosmiques galactiques de haute énergie et l'atmosphère terrestre, générant des gerbes de particules secondaires observables au sol, ou mieux en haute altitude. Le rayonnement cosmique n'a donc rien d'un rayonnement (dont le vecteur est le photon de masse nulle), c'est un flux de particules chargées impactant l'atmosphère et produisant au passage par collision et désintégration d'autres particules parfois inconnues. Pour les étudier, les premières chambres de Wilson vers 1950, plongées dans un champ magnétique, permettaient de photographier et de dévier leur trajectoire, la mesure de la courbure menant à l'identification de l'énergie. Nous résolvons dans cet article les équations de base des mouvements relativistes dans un champ électrique et magnétique ; en annexes, nous présentons l'application aux chambres de Wilson installées avant guerre dans le grand électro-aimant de Meudon-Bellevue, puis dans les Alpes durant la guerre (laboratoire Leprince-Ringuet), et au Pic du Midi après guerre (équipes de Blackett puis de Leprince-Ringuet).

En mécanique relativiste, on définit pour une particule de masse  $m$  :

L'impulsion  $\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}$  où  $\gamma$  est le facteur de Lorentz, c'est une fonction dépendant de  $v/C$ ,  $v$  étant le module du vecteur vitesse  $\mathbf{v}$  et  $C$  la vitesse de la lumière dans le vide ( $C = 3 \cdot 10^8$  m/s).

On a  $\gamma(v) = 1 / (1 - v^2/C^2)^{1/2}$ , facteur variant entre 1 ( $v = 0$ ) et l'infini lorsque  $v$  tend vers  $C$ .

L'impulsion  $p$  est nulle si  $v = 0$ , mais tend vers l'infini lorsque  $v$  tend vers  $C$ . L'énergie de la particule, somme de son énergie cinétique et de son énergie de repos  $mc^2$ , est donnée par :  $\mathcal{E} = \gamma m C^2$ , variant de  $mc^2$  (énergie de repos pour  $v = 0$ ) à l'infini lorsque  $v$  tend vers  $C$ .

L'énergie cinétique est  $\mathcal{E}_c = (\gamma - 1) m C^2$ , on montre également que  $\mathcal{E}^2 = p^2 C^2 + m^2 C^4$

En mécanique classique, on a  $\mathbf{p} = m \mathbf{v}$  et  $\mathcal{E}_c = 1/2 m v^2$  (énergie cinétique)

Le facteur  $\gamma$ , l'impulsion  $p$  et l'énergie cinétique  $\mathcal{E}_c$  sont tracés ci-dessous (figure 1) en fonction de  $v/C$  en mécanique relativiste comme classique. L'erreur sur  $p$  entre les deux approches n'excède pas 1% lorsque  $v < 0.14 C$  et ne dépasse pas 10% lorsque  $v < 0.44 C$ . La mécanique classique donnera donc de bons résultats même pour une fraction appréciable de la vitesse de la lumière.

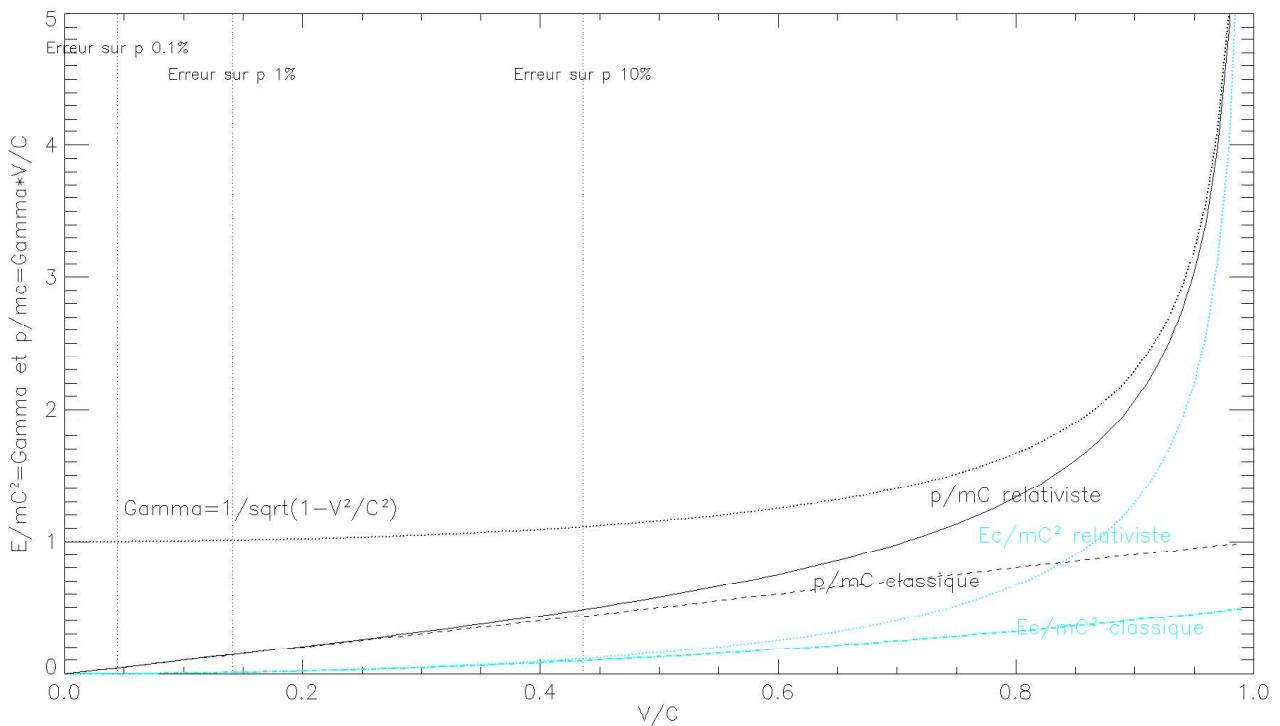


Figure 1 : le facteur de Lorentz, l'impulsion  $p$  et l'énergie cinétique  $\mathcal{E}_c$  en fonction de  $v/C$

## II – MOUVEMENT RELATIVISTE DANS UN CHAMP MAGNETIQUE

La particule de charge  $q$  et vitesse  $\mathbf{v}$  dans le champ magnétique  $\mathbf{B}$  est soumise à la force de Lorentz  $\mathbf{F} = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$

En effectuant le produit scalaire avec  $\mathbf{v}$ , on obtient une puissance nulle de la force et l'équation d'énergie est  $d\mathcal{E}/dt = 0$  où  $\mathcal{E} = \gamma m C^2$ , ce qui implique  $\mathcal{E} = \text{constante}$  d'où  $\gamma = \text{constante}$  et  $\mathbf{v} = \text{constante}$  (en module).

Le mouvement dans un champ magnétique se fait donc à vitesse constante en module (mais pas en direction). Ecrivons maintenant la relation fondamentale de la dynamique :

$$d\mathbf{p}/dt = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$$

$$\text{où } \mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}$$

Comme  $\gamma = \text{constante}$ , cette relation devient :

$$\gamma m d\mathbf{v}/dt = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$$

C'est la même équation qu'en mécanique classique dans laquelle on a remplacé la masse  $m$  par  $\gamma m$ , la masse en mouvement à vitesse constante  $\mathbf{v}$ .

Supposons que  $\mathbf{B}$  soit constant ; alors le produit scalaire avec  $\mathbf{B}$  donne  $d(\mathbf{B} \cdot \mathbf{v})/dt = 0$  soit  $\mathbf{B} \cdot \mathbf{v} = \text{constante}$ . Partageons  $\mathbf{v}$  en 2, l'une dans la direction du champ magnétique et l'autre orthogonale :  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_{\perp}$

$\mathbf{B} \cdot \mathbf{v} = \text{constante}$  devient  $B v_{\parallel} = \text{constante}$  soit  $v_{\parallel} = \text{constante}$  (vitesse de dérive le long du champ magnétique).

La relation  $\gamma m dv/dt = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$  s'écrit sous la forme :  $dv_{\perp}/dt = (q / \gamma m) \mathbf{v}_{\perp} \wedge \mathbf{B} = \Omega \wedge \mathbf{v}_{\perp}$

$\Omega = - (q / \gamma m) \mathbf{B}$  est le vecteur rotation ou pulsation gyromagnétique. Le sens de rotation (signe de  $\Omega$ ) dépend du signe de la charge  $q$  : les protons et les électrons tournent dans le sens contraire.

En module,  $\Omega = (|q| / \gamma m) B = \text{constante}$  et  $v_{\perp} = \Omega R = \text{constante}$  où  $R$  est le rayon de courbure de la trajectoire qui est donc circulaire.

D'où le rayon de courbure  $R = v_{\perp} (\gamma m / |q| B) = \text{constante}$ , formule identique à la mécanique classique dans laquelle  $m$  est remplacé par  $\gamma m$  avec  $\gamma = 1 / [1 - (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)/C^2]^{1/2} = \text{constante}$ .

Le rayon de courbure est donné par la figure 2 ci-dessous en fonction de  $v/C$ . Il tend vers l'infini quand  $v$  tend vers  $C$ . L'écart à la mécanique classique est faible dès que  $v < 0.4 C$  environ.

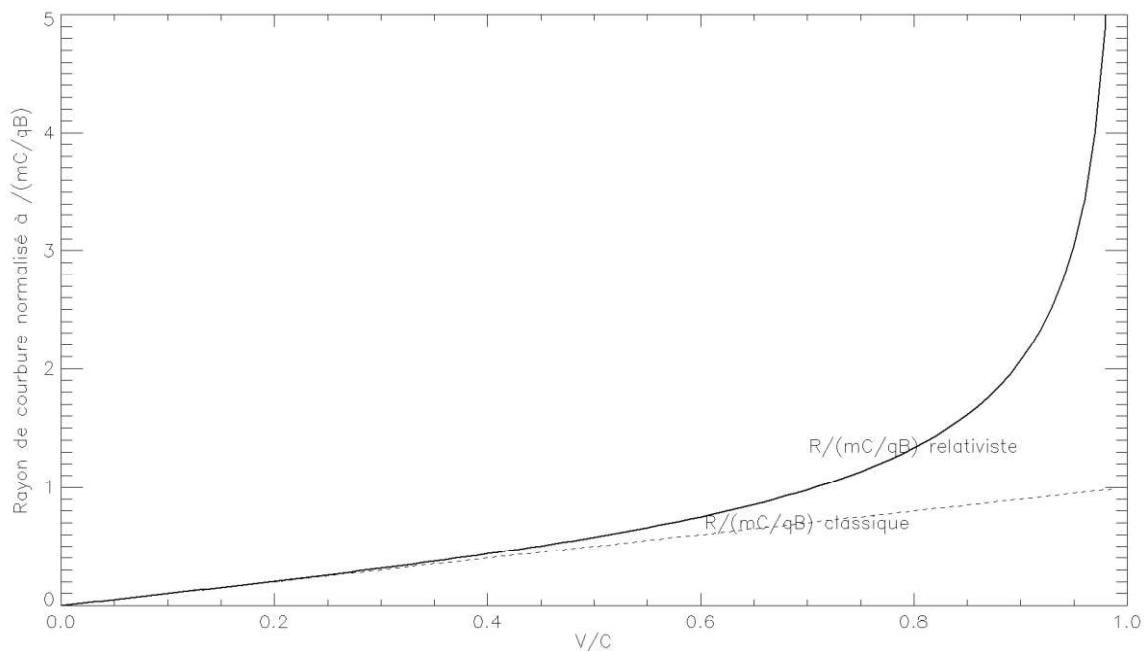


Figure 2 : rayon de courbure normalisé à  $mC/qB$  en fonction de  $v/C$

L'énergie de la particule est  $\mathcal{E} = \gamma m C^2$ , et l'on a aussi  $R |q| B / v_{\perp} = \gamma m$ , d'où :

$$\mathcal{E} = R |q| B C^2 / v_{\perp}$$

Pour une particule relativiste, avec  $v_{\perp}$  voisin de  $C$ ,  $\mathcal{E} \approx R |q| B C$ .

Ainsi, si l'on connaît  $q$  (en général  $q = \pm e$ ) donné par le sens de l'incurvation de la trajectoire et le champ magnétique  $B$ , la mesure du rayon  $R$  va donc fournir une estimation de l'énergie  $\mathcal{E}$  de la particule ; les chambres de Wilson dans un champ  $\mathbf{B}$  sont très utiles à cet effet (expériences décrites en annexe). Que valent la pulsation gyromagnétique  $\Omega$  et le rayon de courbure  $R$  pour un champ de 1 T et une vitesse de 0.2 C ? Remarquons tout d'abord que plus  $m$  est petit, plus  $\Omega$  est grand et  $R$  petit.

- Pour l'électron :  $\Omega = 1.76 \cdot 10^{11} \text{ rd/s}$ ,  $v = 2.8 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$ ,  $R = 0.3 \text{ mm}$  (petites traces sur les plaques)
- Pour le proton :  $\Omega = 9.58 \cdot 10^7 \text{ rd/s}$ ,  $v = 1.5 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ ,  $R = 600 \text{ mm}$  (grandes traces sur les clichés)

### III – MOUVEMENT RELATIVISTE DANS UN CHAMP ELECTRIQUE

#### III – 1 - Particule dans un potentiel électrostatique $V$

La particule de charge  $q$  et vitesse  $\mathbf{v}$  dans le champ électrique  $\mathbf{E}$  est soumise à la force de Lorentz  $\mathbf{F} = q \mathbf{E}$ . Introduisons le potentiel  $V$ , indépendant du temps, dont dérive  $\mathbf{E}$  par la relation  $\mathbf{E} = -\mathbf{grad} V$ .

On a  $d\mathcal{E}/dt = q \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} = -q \mathbf{v} \cdot \mathbf{grad} V$

Or  $dV/dt = \mathbf{v} \cdot \mathbf{grad} V$  car  $V$  ne dépend pas de la variable temps, seulement de l'espace

D'où  $d\mathcal{E}/dt = -q dV/dt$ , soit finalement  $\mathcal{E} + q V = \text{constante}$

Si en  $t = 0$ , la particule est au repos au potentiel nul, la constante vaut  $mC^2$  et l'on a la loi de conservation de l'énergie  $\mathcal{E} + q V = mC^2$ . La vitesse est donnée par la relation :

$v/C = (2x+x^2)^{1/2} / (1+x)$  où  $x = -qV/mC^2 > 0$  (nombre sans dimension  $> 0$  impliquant  $qV < 0$ )

En mécanique classique, on aurait  $\frac{1}{2} m v^2 + q V = 0$  avec les mêmes conditions initiales, donnant simplement la relation en fonction de  $x = -qV/mC^2 > 0$  :

$v/C = (2x)^{1/2}$

La figure 3 donne  $v/C$  en fonction du potentiel  $V$  normalisé par  $-mC^2/q$ .

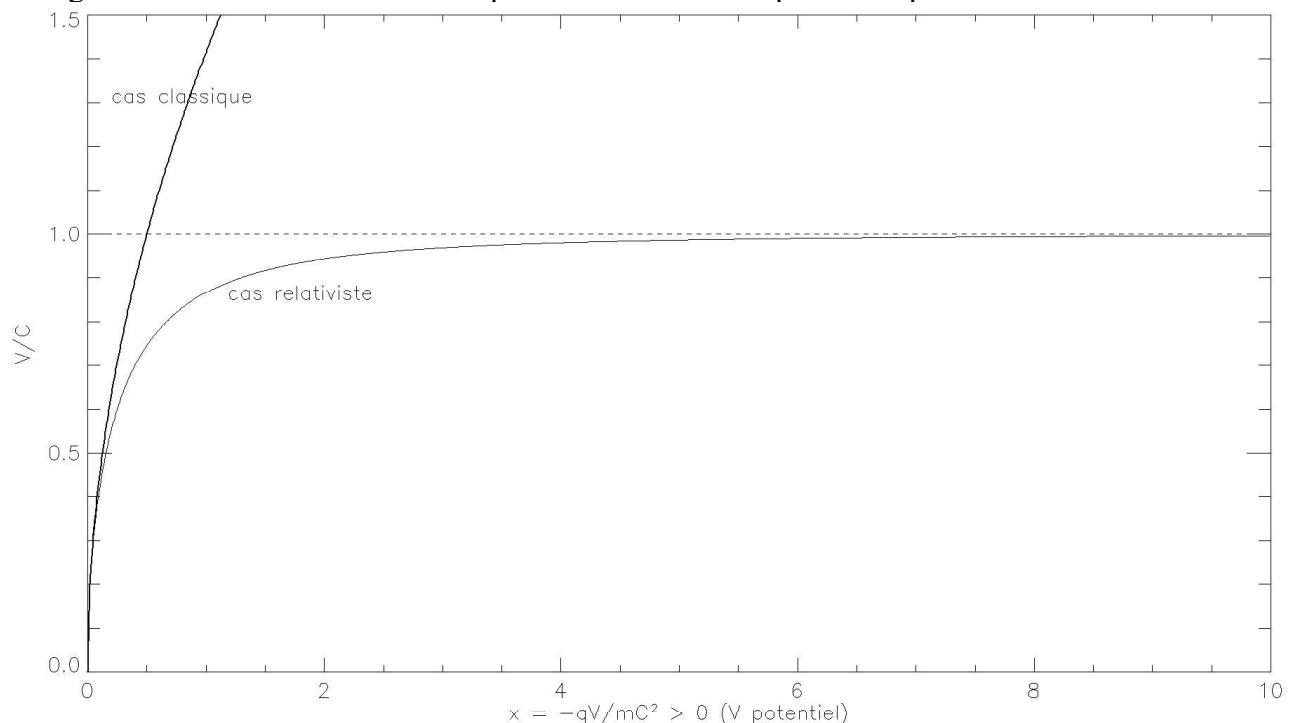


Figure 3 :  $v/C$  en fonction du potentiel électrique  $V$  (cas classique et relativiste)

#### III – 2 - Effet du champ électrique selon un axe Ox (modèle 1D axial)

Nous supposons que le champ électrique  $\mathbf{E}$  uniforme et constant est orienté selon l'axe Ox, de module  $E$ . En  $t = 0$ , la particule est en  $x = 0$  avec une vitesse initiale  $\mathbf{v}_0$  selon Ox. Le problème obéit à la relation fondamentale de la dynamique :

$d\mathbf{p}/dt = q \mathbf{E}$ , d'où  $\mathbf{p}(t) = q \mathbf{E} t + \mathbf{p}_0$  avec  $\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}$  et  $\mathbf{p}_0 = \gamma_0 m \mathbf{v}_0$

On sait aussi que  $\mathcal{E}^2 = \mathbf{p}^2 C^2 + m^2 C^4$  et, en  $t = 0$ , que  $\mathcal{E}_0^2 = p_0^2 C^2 + m^2 C^4$

D'où l'on tire l'énergie de la particule par soustraction des deux relations :  
 $\mathcal{E}^2 = \mathcal{E}_0^2 + (p^2 - p_0^2) C^2 = \mathcal{E}_0^2 + (q^2 E^2 t^2 + 2 p_0 q E t) C^2 = \gamma^2 m^2 C^4$ , énergie qui augmente indéfiniment ;

$$\text{on en déduit que } 1/\gamma^2 = m^2 C^4 / [\mathcal{E}_0^2 + (q^2 E^2 t^2 + 2 p_0 q E t) C^2] \\ = m^2 C^2 / [\gamma_0^2 m^2 C^2 + q^2 E^2 t^2 + 2 p_0 q E t]$$

Or,  $p = \gamma m v = q E t + p_0$

$$\text{D'où } v/C = (q E t + \gamma_0 m v_0) / [\gamma_0^2 m^2 C^2 + q^2 E^2 t^2 + 2 \gamma_0 m v_0 q E t]^{1/2}$$

Lorsque  $t = 0$ ,  $v = v_0$ , et lorsque  $t$  tend vers l'infini,  $v$  tend vers  $C$ . Dans le cas classique, on aurait simplement  $v = v_0 + (q E/m) t$  croissant indéfiniment.

$$\text{On a } v(t) = (C / 2 q E) (2 q^2 E^2 t + 2 \gamma_0 m v_0 q E) / [\gamma_0^2 m^2 C^2 + q^2 E^2 t^2 + 2 \gamma_0 m v_0 q E t]^{1/2}$$

Cette équation (du type  $u'/2\sqrt{u}$ ) s'intègre aisément (en donnant  $\sqrt{u}$ ) et l'on obtient :

$$x(t) = x_0 + (C / q E) [ (\gamma_0^2 m^2 C^2 + q^2 E^2 t^2 + 2 \gamma_0 m v_0 q E t)^{1/2} - \gamma_0 m C ]$$

$$\text{soit finalement } x(t) = x_0 + C [ (\gamma_0^2 m^2 C^2 / q^2 E^2 + t^2 + 2 \gamma_0 m v_0 t / q E)^{1/2} - \gamma_0 m C / q E ]$$

En  $t = 0$ ,  $x = x_0$  et lorsque  $t$  tend vers l'infini,  $x(t)$  tend vers  $x_0 + C t$

En mécanique classique, on aurait eu  $x(t) = x_0 + v_0 t + \frac{1}{2} (q E/m) t^2$

### III – 3 - Effet du champ électrique dans le plan xOy

Nous supposons que le champ électrique  $\mathbf{E}$  uniforme et constant est orienté selon l'axe Ox, de module  $E$ . En  $t = 0$ , la particule est en  $x = 0$  avec une vitesse initiale  $\mathbf{v}_0$  selon Oy, donc orthogonale à  $\mathbf{E}$ . Le problème obéit à la relation fondamentale de la dynamique :

$$d\mathbf{p}/dt = q \mathbf{E}, \text{ d'où } \mathbf{p}(t) = q \mathbf{E} t + \mathbf{p}_0 \text{ avec } \mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v} \text{ et } \mathbf{p}_0 = \gamma_0 m \mathbf{v}_0$$

En projection :

$$\begin{cases} \gamma m v_x = q E t \\ \gamma m v_y = \gamma_0 m v_0 = \text{constante} \end{cases}$$

$$\text{On a donc } \gamma^2 m^2 v^2 = q^2 E^2 t^2 + \gamma_0^2 m^2 v_0^2$$

$$\text{Soit } v^2 / (1 - v^2/C^2) = (qE/m)^2 t^2 + v_0^2 / (1 - v_0^2/C^2)$$

$$\text{Equation dont on tire } v^2 = [ (qE/m)^2 t^2 + v_0^2 / (1 - v_0^2/C^2) ] / [1 + (qE/mC)^2 t^2 + v_0^2 / (C^2 - v_0^2)]$$

$$\text{Puis } \gamma^2 = 1 + (qE/mC)^2 t^2 + v_0^2 / (C^2 - v_0^2)$$

Et enfin on obtient :

$$\begin{cases} v_x = (qE/m) t / [1 + (qE/mC)^2 t^2 + v_0^2 / (C^2 - v_0^2)]^{1/2} \\ v_y = [ v_0 / (1 - v_0^2/C^2)^{1/2} ] / [1 + (qE/mC)^2 t^2 + v_0^2 / (C^2 - v_0^2)]^{1/2} \end{cases}$$

$$\text{lorsque } t = 0, v_x = 0 \text{ et } v_y = v_0$$

et lorsque  $t$  tend vers l'infini,  $v_x$  tend vers  $C$  et  $v_y$  tend vers 0, alors qu'en mécanique classique,  $v_x = (qE/m) t$  tend vers l'infini et  $v_y$  est constant et égal à  $v_0$ .

On peut transformer plus simplement ces expressions sous la forme suivante :

$$\begin{cases} v_x = (qE/m) t / [\gamma_0^2 + (qE/mC)^2 t^2]^{1/2} = C t / [(\gamma_0 mC/qE)^2 + t^2]^{1/2} \\ v_y = v_0 \gamma_0 / [\gamma_0^2 + (qE/mC)^2 t^2]^{1/2} = v_0 (\gamma_0 mC/qE) / [(\gamma_0 mC/qE)^2 + t^2]^{1/2} \end{cases}$$

Il est possible d'intégrer  $v_x(t)$  et  $v_y(t)$  pour avoir  $x(t)$  et  $y(t)$ , sachant que  $v_x(t)$  est de la forme  $t/(a^2+t^2)^{1/2}$  dont la primitive est  $(a^2+t^2)^{1/2}$  et que  $v_y(t)$  est de la forme  $1/(a^2+t^2)^{1/2}$  dont la primitive est  $\arg \operatorname{sh}(t/a)$ .

$$\begin{cases} x(t) = C \{ [(\gamma_0 mC/qE)^2 + t^2]^{1/2} - (\gamma_0 mC/qE) \} \text{ avec } x(0) = 0 \\ \text{et} \\ y(t) = v_0 (\gamma_0 mC/qE) \arg \operatorname{sh}[(qE/\gamma_0 mC) t] \text{ avec } y(0) = 0 \end{cases}$$

On peut poser  $\tau = (mC/qE)$ , c'est une constante de temps indépendante de  $v_0$  ; alors il vient :

$$\begin{cases} v_x = C t / [\gamma_0^2 \tau^2 + t^2]^{1/2} \text{ avec } v_x(0) = 0 \\ v_y = \gamma_0 v_0 \tau / [\gamma_0^2 \tau^2 + t^2]^{1/2} \text{ avec } v_y(0) = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} x(t) = C \{ [\gamma_0^2 \tau^2 + t^2]^{1/2} - \gamma_0 \tau \} \text{ avec } x(0) = 0 \\ \text{et} \\ y(t) = \gamma_0 v_0 \tau \arg \operatorname{sh}[t / \gamma_0 \tau] \text{ avec } y(0) = 0 \end{cases}$$

de  $t = \gamma_0 \tau \operatorname{sh}(y / \gamma_0 v_0 \tau)$ , on tire :  $x = C \gamma_0 \tau [\operatorname{ch}(y / \gamma_0 v_0 \tau) - 1]$

qui est l'équation d'une chaînette pour la trajectoire de la particule relativiste avec  $\tau = (mC/qE)$  temps caractéristique du mouvement.

Lorsque  $y$  est petit ( $y \ll \gamma_0 v_0 \tau$ ), on sait que  $\operatorname{ch}(y) - 1 \approx y^2/2$ , dans ce cas  $x \approx \frac{1}{2} C y^2 / v_0^2 \gamma_0 \tau$  qui est l'équation d'une parabole, que l'on trouve en mécanique classique (à l'origine, la chaînette est toujours proche d'une parabole, comme le montre la figure 4 ci dessous).

En mécanique classique, on aurait en effet  $v_x = (qE/m) t$  et  $v_y = v_0 = \text{constante}$ , puis par intégration,  $x = \frac{1}{2} (qE/m) t^2$  et  $y = v_0 t$ , d'où la parabole  $x = \frac{1}{2} (qE/m v_0^2) y^2 = \frac{1}{2} C y^2 / v_0^2 \tau$ .

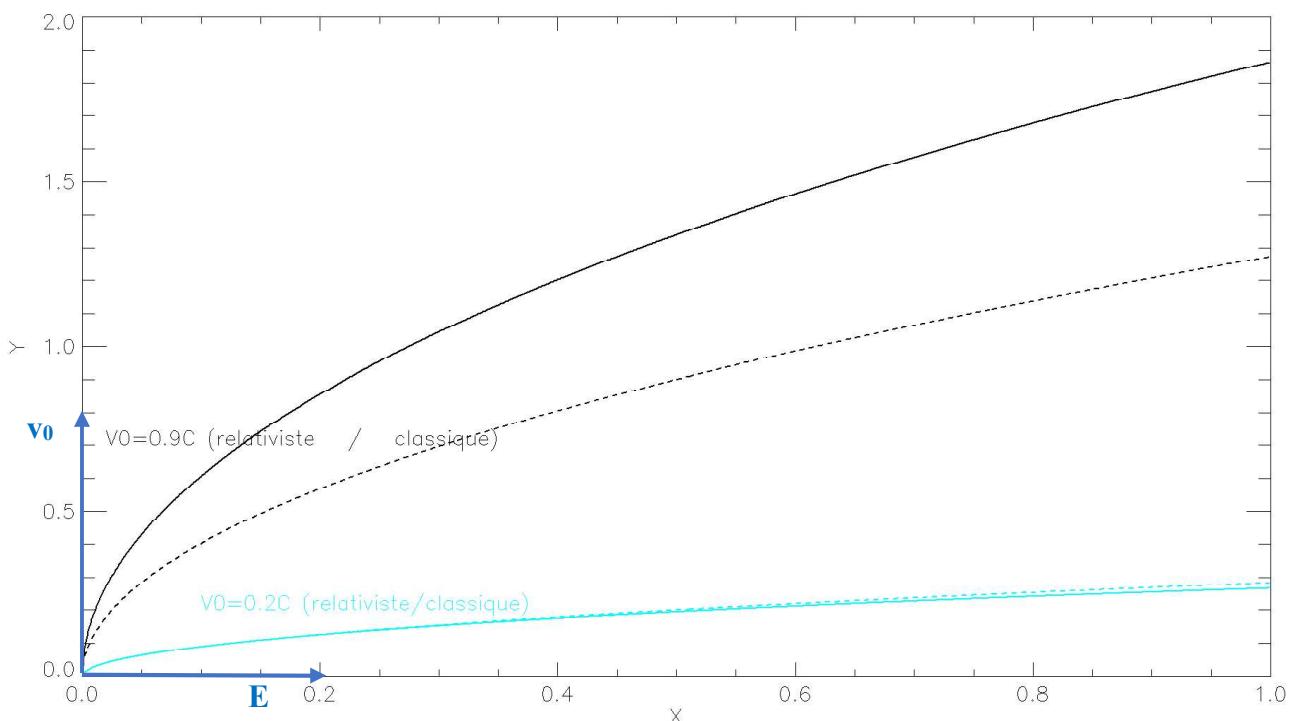


Figure 4 : trajectoires pour  $v_0/C = 0.9$  et  $v_0/C = 0.2$  dans le cas relativiste (chaînette) et classique (parabole). Lorsque  $v_0 < 0.2 C$ , l'erreur entre la chaînette et la parabole est faible.

### III – 4 – Modélisation de la force de dissipation

Une dissipation ou amortissement du mouvement peut avoir lieu sous différentes formes, par frottement visqueux avec une force proportionnelle à la vitesse en  $\mathbf{F} = -f \mathbf{v}$  (dont la puissance est  $P = -f \mathbf{v}^2$ ,  $f$  étant un coefficient phénoménologique) ou par rayonnement, puisque l'on sait que toute particule accélérée rayonne. La puissance rayonnée par une particule accélérée se calcule classiquement en électromagnétisme en utilisant les potentiels retardés et le vecteur de Poynting rayonné par un dipôle oscillant et intégré sur tout l'espace (voir Malherbe, 2024, <https://cnrs.hal.science/hal-04855435v1>). On trouve pour une particule d'accélération a :

$$P = q^2 a^2 / (6 \pi \epsilon_0 C^3)$$

$q$  est la charge de la particule. L'effet cyclotron (mouvement d'une particule dans un champ magnétique  $B$  uniforme) est tel que  $a = v^2/R$ , où  $R$  est le rayon de la trajectoire,  $v$  la vitesse, ou encore  $a = \Omega v$  où  $\Omega = q B / m$  est la pulsation gyromagnétique. On en déduit :

$$P = q^4 B^2 v^2 / (6 \pi \epsilon_0 m^2 C^3)$$

Comme la puissance rayonnée est de la forme  $P = f v^2$ , on en tire le coefficient phénoménologique  $f = q^4 B^2 / (6 \pi \epsilon_0 m^2 C^3)$ , il est proportionnel à  $B^2$ , la force de freinage étant en  $\mathbf{F} = -f \mathbf{v}$

#### Recherche d'une vitesse limite

Si elle existe, elle est telle que  $d\mathbf{p}/dt = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} + q \mathbf{E} - f \mathbf{v} = \mathbf{0}$

Considérons une particule au point  $M$  dans un champ électrique  $\mathbf{E} = E \mathbf{e}_x$ , magnétique  $\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z$  dont la trajectoire en coordonnées paramétriques est  $(x(t), y(t), 0)$  et dont le vecteur vitesse  $\mathbf{v}$  est dans le plan  $xOy$ . On prend donc  $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$ ,  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$  et  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, 0) = d\mathbf{OM}/dt$  et  $M(x, y, 0)$

La vitesse limite est donnée par :

$$\begin{aligned} v_x &= f q E / (f^2 + q^2 B^2) \\ v_y &= -q^2 E B / (f^2 + q^2 B^2) \end{aligned}$$

Cas numéro 1 :  $f = 0$  (pas de frottements)

$v_x = 0$ ,  $v_y = -E/B$ , il existe une vitesse de dérive constante selon  $Oy$

Cas numéro 2 :  $E = 0$  (pas de champ électrique)

$v_x = 0$ ,  $v_y = 0$ , il existe un point d'arrêt

Cas numéro 3 :  $B = 0$  (pas de champ magnétique)

$v_x = q E / f$ ,  $v_y = 0$ , il existe une vitesse de dérive constante selon  $Ox$

#### Recherche d'un point d'arrêt (mouvement amorti)

Celui-ci existe en champ électrique nul. Reprenons dans ce cas l'équation du mouvement :

$$d\mathbf{p}/dt = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} - f \mathbf{v}$$

dont on prend une intégrale première, sachant qu'en  $t = 0$ , on prend la particule  $M$  à l'origine  $O$ , de vitesse initiale  $v_0$  selon  $Oy$ , et que lorsque  $t$  tend vers l'infini, la vitesse tend vers zéro :

$$\int_{p_0}^0 d\mathbf{p}/dt = q \int_0^M d\mathbf{OM}/dt \wedge \mathbf{B} - f \int_0^M d\mathbf{OM}/dt$$

$$- \mathbf{p}_0 = q \mathbf{OM} \wedge \mathbf{B} - f \mathbf{OM} = - \gamma_0 m \mathbf{v}_0$$

Toujours avec  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ ,  $M(x, y, 0)$ ,  $\mathbf{v}_0 = (0, v_0, 0)$ , il vient en développant le produit vectoriel :

$$\begin{cases} x = \gamma_0 m v_0 q B / (q^2 B^2 + f^2) \\ y = \gamma_0 m f v_0 / (q^2 B^2 + f^2) \\ \text{avec } \gamma_0 = 1 / (1 - v_0^2/C^2)^{1/2} \end{cases}$$

Il s'agit des coordonnées du point d'arrêt. Lorsque  $v_0$  tend vers  $C$ , le point limite est rejeté à l'infini puisque sa position finale est proportionnelle à  $v_0 / (1 - v_0^2/C^2)^{1/2}$

En mécanique classique, la formule sera identique en posant  $\gamma_0 = 1$ , facteur n'intervenant pas.

On remarque que  $y/x = f / q B$

Dans un champ magnétique constant, pour une même charge et un même frottement, à  $v_0$  variable ou à  $m$  variable, les divers points limite sont donc alignés sur la droite  $y = x (f / q B)$ , que ce soit dans le cas classique ou relativiste.

La figure 5 ci-dessous montre la trajectoire de particules de même masse, charge dans un champ magnétique uniforme, avec même amortissement, mais de vitesses initiales variables.

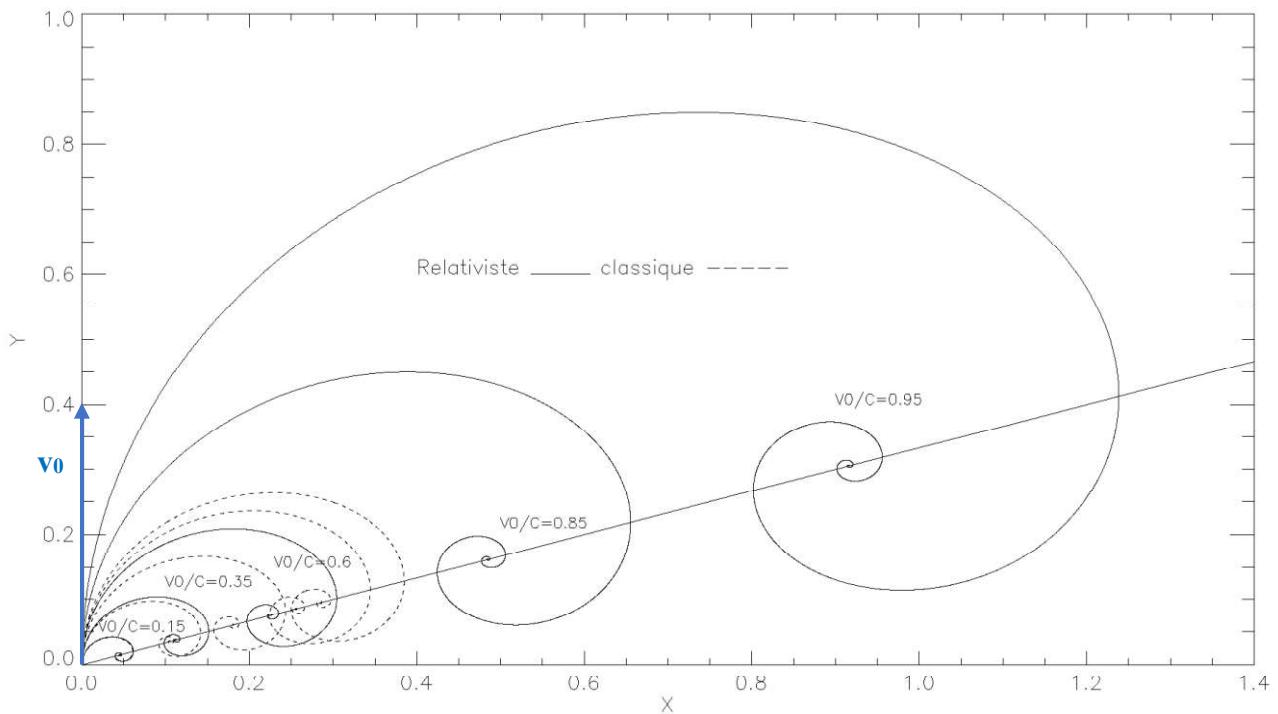


Figure 5 : trajectoires pour des vitesses initiales différentes ( $v_0/C = 0.15, 0.35, 0.6, 0.85, 0.95$ ) en mécanique relativiste (trait plein) et mécanique classique (tirets). Jusqu'à  $v_0/C = 0.35$  environ, l'erreur entre résultat classique et relativiste reste modérée.

### III – 5 – Mouvement relativiste amorti dans un champ magnétique uniforme

L'équation du mouvement  $d\mathbf{p}/dt = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} - f \mathbf{v}$  où  $\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}$  avec  $\gamma = 1 / (1 - v^2/C^2)^{1/2}$  étant complexe à résoudre à cause de la présence de  $\gamma$  qui dépend de  $v^2$ , on va se rabattre sur l'équation d'énergie obtenue par produit scalaire avec  $\mathbf{v}$  :

$$d\mathcal{E}/dt = - f v^2 \text{ où } \mathcal{E} = \gamma m C^2$$

$$\text{On a donc } d\gamma/dt m C^2 = -f v^2 \text{ avec } v^2/C^2 = 1 - 1/\gamma^2$$

D'où  $d\gamma/dt \gamma^2/(\gamma^2 - 1) = -f/m$

Qui s'écrit aussi :  $d\gamma/dt [1 + \frac{1}{2} / (\gamma - 1) - \frac{1}{2} / (\gamma + 1)] = -f/m$  et que l'on peut intégrer aisément avec la condition initiale  $t = 0, \gamma = \gamma_0$

$$\gamma - \gamma_0 + \frac{1}{2} \ln[(\gamma - 1) / (\gamma + 1)] - \frac{1}{2} \ln[(\gamma_0 - 1) / (\gamma_0 + 1)] = - (f/m) t$$

On n'obtient pas  $\gamma$  en fonction de  $t$ , mais  $t$  en fonction de  $\gamma$ , autrement dit  $t$  en fonction de  $v/C$  puisque  $\gamma = 1 / (1 - v^2/C^2)^{1/2}$ , et l'on peut tracer numériquement  $t$  en fonction de  $v/c$  en faisant varier  $v/C$  de 0 à sa valeur maximale  $v_0/C$ , ce qui donne les courbes de la figure 6 ci-dessous en plaçant  $t$  en abscisse et  $v/C$  en ordonnée.  $t$  est normalisé à  $t_0 = m/f$ . Dans le cas classique, on aurait  $v = v_0 e^{-(f/m)t}$ .

Lorsque  $t = 0, v = v_0$  et  $\gamma_0 > 1$ ; lorsque  $t$  tend vers l'infini,  $\gamma$  tend vers 1 et il reste asymptotiquement

$$\frac{1}{2} \ln[(\gamma - 1) / (\gamma + 1)] \approx - (f/m) t$$

Soit  $\gamma \approx 1 / \text{th}[(f/m)t]$  qui tend vers 1 et  $v \approx C / \text{ch}[(f/m)t]$  qui tend vers 0, lorsque  $t$  tend vers l'infini.

Il y a peu d'erreur entre le cas classique et le cas relativiste jusqu'à  $v_0/C = 0.35$  (figure 6).

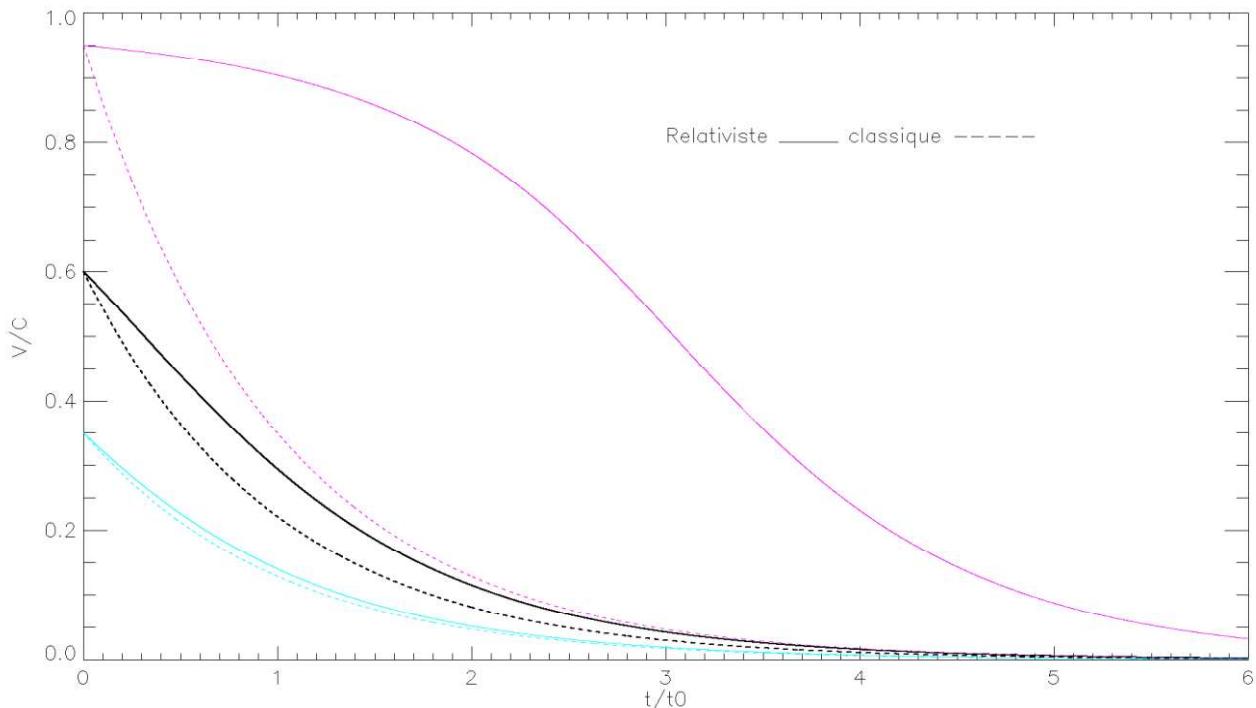


Figure 6 :  $v/C$  en fonction du temps normalisé  $t/t_0$  pour  $v_0/C = 0.95, 0.6$  et  $0.35$  dans le cas relativiste (trait plein) et classique (tirets, correspondant aux exponentielles  $v = v_0 e^{-t/t_0}$ ).

Pour obtenir la trajectoire, il faut résoudre numériquement  $d\mathbf{p}/dt = \mathbf{q} \cdot \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} - \mathbf{f} \cdot \mathbf{v}$  où  $\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}$  avec  $\gamma = 1 / (1 - v^2/C^2)^{1/2}$  sachant que l'on connaît numériquement  $\gamma(t)$  et  $\mathbf{v}(t)$ , module de la vitesse, déterminés par la résolution numérique ci dessus. Toujours avec  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ ,  $\mathbf{M} (x, y, 0)$ ,  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, 0)$ , on obtient deux équations différentielles en  $t$  sur  $v_x(t)$ ,  $v_y(t)$  à intégrer numériquement, puis par nouvelle intégration numérique de  $dx/dt = v_x(t)$  et  $dy/dt = v_y(t)$ , on obtient la trajectoire paramétrique en  $t$  de la particule chargée dont deux exemples sont présentés sur la figure 7 ci dessous. Donnons maintenant ces équations.

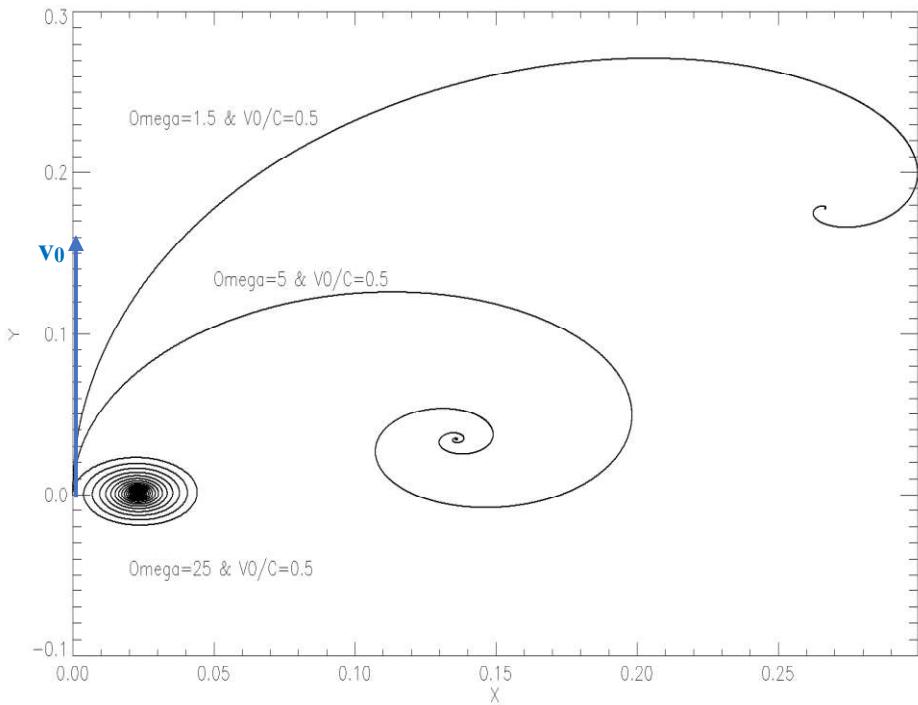


Figure 7 : exemple de trois trajectoires pour différentes valeurs de  $\Omega = q B / m$  et de même  $v_0 = 0.5$ . C. La trajectoire à  $\Omega$  grand (beaucoup d'enroulements autour du point d'arrêt) va correspondre à l'électron ( $m$  petit), les autres à  $\Omega$  plus grand à des particules plus lourdes.

$$\frac{dp}{dt} = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} - f \mathbf{v} \quad \text{avec } \mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{d\gamma}{dt} m \mathbf{v} + \gamma m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} - f \mathbf{v}$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = (q / \gamma m) \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} - (f / \gamma m) \mathbf{v} - \frac{d\ln(\gamma)}{dt} \mathbf{v} \quad (\text{remarque : } (1/\gamma) \frac{d\gamma}{dt} = d\ln(\gamma)/dt)$$

$$\begin{cases} \frac{dv_x}{dt} = (\Omega / \gamma) v_y - (f / \gamma m + d\ln(\gamma)/dt) v_x \\ \frac{dv_y}{dt} = -(\Omega / \gamma) v_x - (f / \gamma m + d\ln(\gamma)/dt) v_y \end{cases}$$

où  $\gamma(t)$ ,  $d\ln(\gamma)/dt$ , donc le module de la vitesse  $v(t)$ , sont connus par l'équation d'énergie

$\Omega = q B / m$  est la pulsation gyromagnétique. On obtient  $v_x(t)$  et  $v_y(t)$  par intégration numérique simultanée de ces deux équations,  $\gamma(t)$  et sa dérivée étant connus numériquement par l'équation d'énergie qui donne  $t$  en fonction de  $\gamma$ , et de là  $x(t)$  et  $y(t)$  par une nouvelle intégration numérique. La figure 8 ci-dessous illustre la trajectoire de particules chargées positivement ou négativement, légères (électron) ou plus lourdes (méson). L'électron très léger décrit des spirales très compactes ( $\Omega$  grand).

En mécanique classique, on peut résoudre facilement l'équation du mouvement :

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = (q / m) \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} - (f/m) \mathbf{v}$$

Avec  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ , dans le plan  $xOy$ , on a en posant  $\Omega = q B / m$  et  $\tau = m / f$  constante de temps :

$$\begin{cases} \frac{dv_x}{dt} = \Omega v_y - v_x / \tau \\ \frac{dv_y}{dt} = -\Omega v_x - v_y / \tau \end{cases}$$

En posant  $V = v_x + i v_y$ , vitesse complexe, on se ramène à une équation  $dV/dt + (1/\tau + i \Omega) V = 0$

Prenons pour vitesse initiale  $\mathbf{v}_0$  selon  $Oy$  et une position initiale l'origine  $O$  :

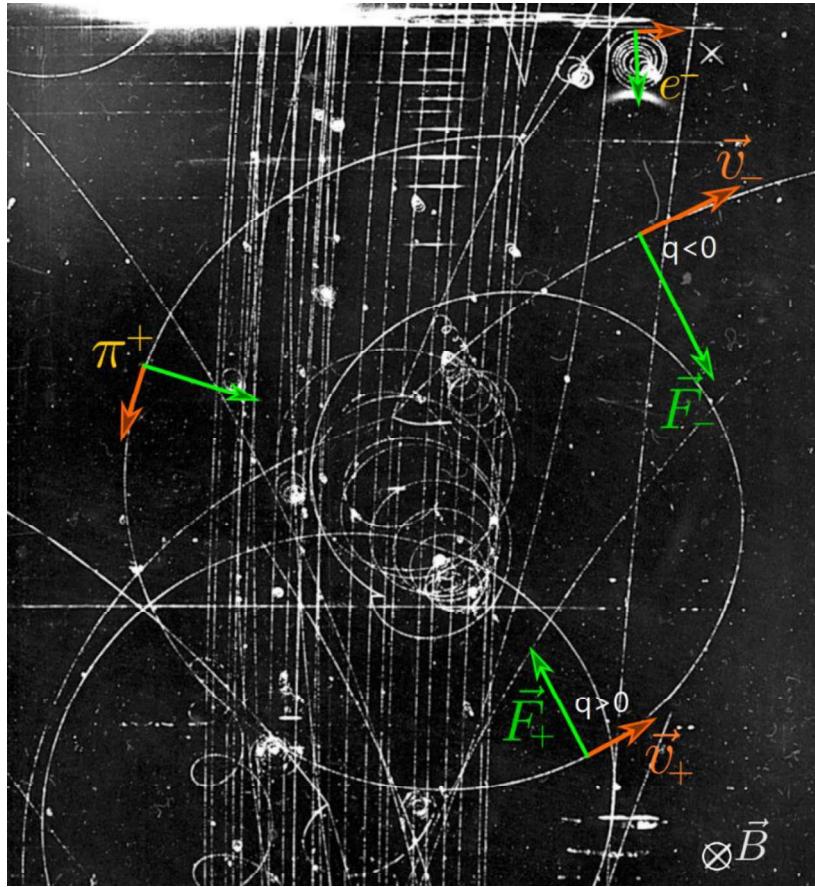


Figure 8 : exemple de trajectoires dans une chambre à brouillard, crédit Wikimedia Commons

Alors  $V = v_x + i v_y = i v_0 e^{-(1/\tau + i \Omega)t}$  et  $|V| = v_0 e^{-(t/\tau)}$  mouvement amorti en  $e^{-(t/\tau)}$ ,  $|V|$  tend vers 0 lorsque  $t$  tend vers l'infini

$$\begin{cases} v_x = v_0 \sin \Omega t e^{-(t/\tau)} \\ v_y = v_0 \cos \Omega t e^{-(t/\tau)} \end{cases}$$

$$\text{Et } X = x + i y = i [v_0 / (1/\tau + i \Omega)] [1 - e^{-(1/\tau + i \Omega)t}]$$

Lorsque  $t$  tend vers l'infini,  $X$  a pour valeur limite  $X_l = i [v_0 / (1/\tau + i \Omega)] = v_0 (i/\tau + \Omega) / (1/\tau^2 + \Omega^2)$ , soit le point de coordonnées  $L [v_0 \Omega / (1/\tau^2 + \Omega^2), (v_0 / \tau) / (1/\tau^2 + \Omega^2)]$ , ou point d'arrêt. La trajectoire part de l'origine avec  $v_0$  selon  $Oy$  et est une spirale autour du point limite (facteur  $e^{-(t/\tau)}$ ) dont elle se rapproche indéfiniment mais qu'elle n'atteint en réalité jamais (voir figures 7 et 8 ci dessus).

### III – 6 – Mouvement relativiste dans un champ électrique et magnétique uniforme

On reprend la configuration  $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$ ,  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$  et  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, 0) = d\mathbf{M}/dt$  et  $\mathbf{M} (x, y, 0)$

En présence de champ électrique et magnétique, on doit résoudre l'équation du mouvement :

$$dv/dt = (q / \gamma m) (\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) - d\ln(\gamma)/dt \mathbf{v} \quad (\text{remarque : } (1/\gamma) d\gamma/dt = d\ln(\gamma)/dt)$$

$$\begin{cases} dv_x/dt = q E / \gamma m + (\Omega / \gamma) v_y - d\ln(\gamma)/dt v_x \\ dv_y/dt = -(\Omega / \gamma) v_x - d\ln(\gamma)/dt v_y \\ \text{où } \gamma(t) = 1 / [1 - (v_x^2 + v_y^2)/C^2]^{1/2} \end{cases}$$

On obtient  $v_x(t)$  et  $v_y(t)$  par intégration numérique simultanée de ces deux équations, et de là  $x(t)$  et  $y(t)$  par une seconde intégration numérique (figure 9).

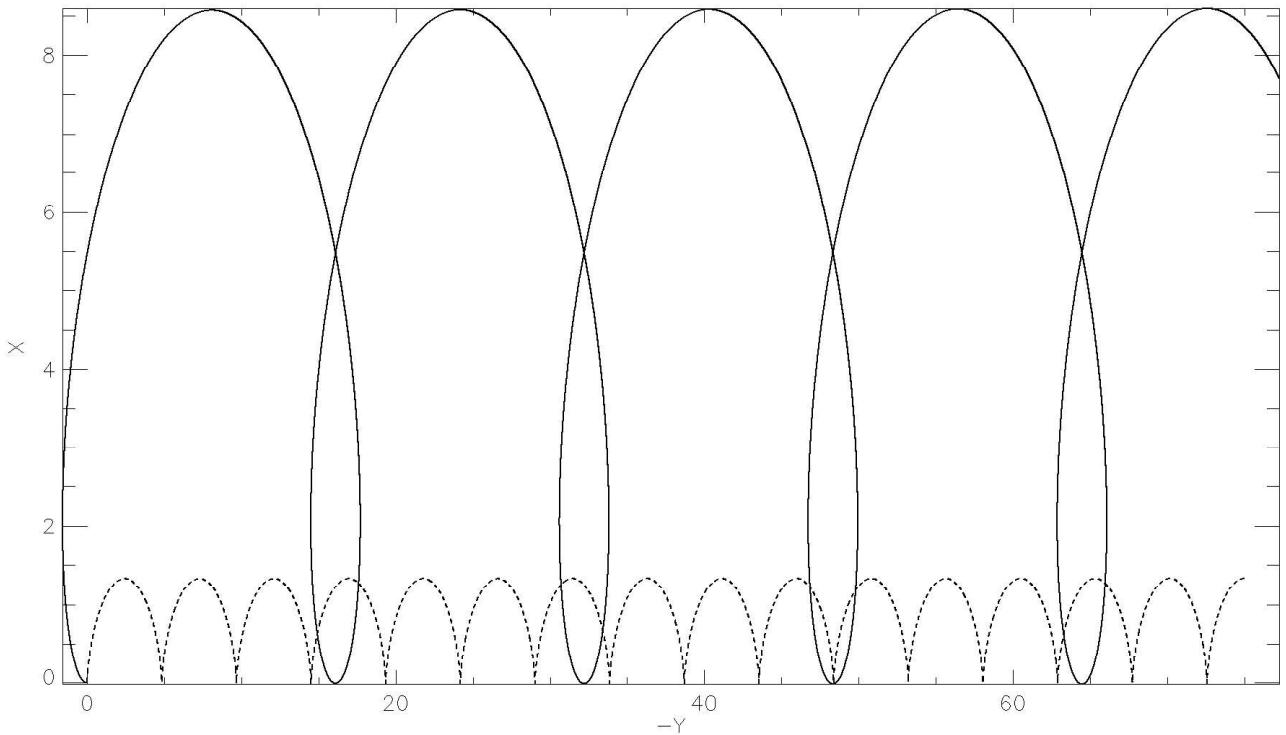


Figure 9 : mouvement relativiste avec comme condition initiale  $v_x = 0$  et  $v_y = 0.9 C$ . La vitesse de dérive  $E/B$  vaut  $0.5 C$ . En tireté, le cas à vitesse initiale nulle (proche d'une cycloïde).

En mécanique classique, on peut résoudre facilement l'équation du mouvement :

$$d\mathbf{v}/dt = (q/m)(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B})$$

Avec  $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$ ,  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ , dans le plan  $xOy$ , on a :

$$\begin{cases} dv_x/dt = q E / m + \Omega v_y \\ dv_y/dt = -\Omega v_x \end{cases}$$

En posant  $V = v_x + i v_y$ , vitesse complexe, on se ramène à une équation  $dV/dt + i \Omega V = q E / m$

Prenons pour vitesse initiale  $\mathbf{v}_0 = (v_0 \cos \alpha, v_0 \sin \alpha, 0)$  et position initiale l'origine O :

$$\text{Alors } V = v_x + i v_y = -i E/B + [v_0 \cos \alpha + i (v_0 \sin \alpha + E/B)] e^{-i \Omega t}$$

$$\text{Et } X = x + iy = -i E/B t + [(v_0 \sin \alpha + E/B) - i v_0 \cos \alpha] (1 - e^{-i \Omega t}) / \Omega$$

$$\begin{cases} v_x = v_0 \cos \alpha \cos \Omega t + (v_0 \sin \alpha + E/B) \sin \Omega t \\ v_y = -E/B - v_0 \cos \alpha \sin \Omega t + (v_0 \sin \alpha + E/B) \cos \Omega t \end{cases}$$

La vitesse de dérive est  $-E/B$  selon  $Oy$ . On obtient en intégrant :

$$\begin{cases} x = [v_0 \cos \alpha \sin \Omega t + (v_0 \sin \alpha + E/B) (1 - \cos \Omega t)] / \Omega \\ y = - (E/B) t + [-v_0 \cos \alpha (1 - \cos \Omega t) + (v_0 \sin \alpha + E/B) \sin \Omega t] / \Omega \end{cases}$$

Lorsque  $v_0 = 0$ , on a l'équation classique de la cycloïde :

$$\begin{cases} x = (E/B) (1 - \cos \Omega t) / \Omega \\ y = - (E/B) t + (E/B) \sin \Omega t / \Omega \end{cases}$$

La figure 10 ci-dessous illustre les trajectoires de particules chargées dans le cas où  $v_0$  est selon Oy, E selon Ox et B selon Oz (mouvement dans le plan xOy). Avec  $v_0 = 0$ , le mouvement est une cycloïde représentée en tirets. Il existe une vitesse de dérive constante E/B selon Oy.

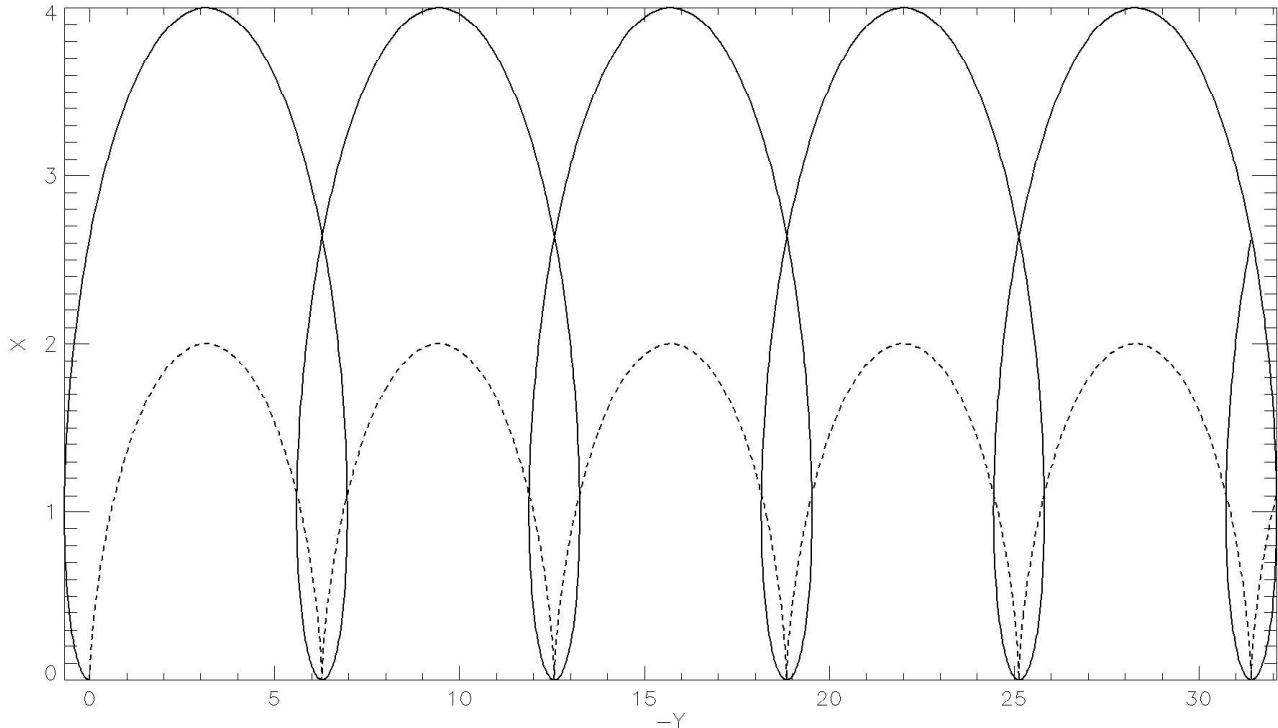


Figure 10 : trajectoires avec  $v_0$  selon Oy,  $\mathbf{E}$  selon Ox et  $\mathbf{B}$  selon Oz, en mécanique classique. En tiretés, on a représenté la cycloïde à vitesse initiale  $v_0$  nulle.

### III – 7 – Mouvement relativiste amorti dans un champ électrique et magnétique uniforme

On garde la configuration  $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$ ,  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$  et  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, 0) = d\mathbf{OM}/dt$  et  $\mathbf{M} (x, y, 0)$   
On doit résoudre l'équation du mouvement :

$$dv/dt = (q / \gamma m) (\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) - d\ln(\gamma)/dt \mathbf{v} - (\mathbf{f}/m) \mathbf{v} \quad (\text{remarque : } (1/\gamma) d\gamma/dt = d\ln(\gamma)/dt)$$

$$\begin{cases} dv_x/dt = q E / \gamma m + (\Omega / \gamma) v_y - d\ln(\gamma)/dt v_x - (f/m) v_x \\ dv_y/dt = -(\Omega / \gamma) v_x - d\ln(\gamma)/dt v_y - (f/m) v_y \\ \text{où } \gamma(t) = 1 / [1 - (v_x^2 + v_y^2)/C^2]^{1/2} \end{cases}$$

On obtient  $v_x(t)$  et  $v_y(t)$  par intégration numérique, et de là  $x(t)$  et  $y(t)$ . Les figures 11, 12, 13 et 14 ci-dessous illustrent la trajectoire d'une particule chargée dans le cas où  $v_0$  est selon Oy, E selon Ox et B selon Oz (mouvement amorti dans le plan xOy). On peut constater qu'il existe une grande variété de trajectoires possibles selon les valeurs de  $\Omega$  (effet rotatoire du champ magnétique), f (amortissement ou dissipation de la vitesse),  $v_0$  (vitesse initiale) ou E/B (mesure de la dérive de la particule sous l'effet du champ électrique selon Ox).

La vitesse limite ( $dv_x/dt = 0$ ,  $dv_y/dt = 0$ ) est solution des trois équations :

$$\begin{cases} v_x = \gamma f q E / (\gamma^2 f^2 + q^2 B^2) \\ v_y = -\gamma q^2 E B / (\gamma^2 f^2 + q^2 B^2) \\ \text{où } \gamma = 1 / [1 - (v_x^2 + v_y^2)/C^2]^{1/2} \end{cases}$$

$\gamma^2$  est solution de l'équation bicarrée :  $(q^2 E^2 / C^2) \gamma^2 = (\gamma^2 - 1) (\gamma^2 f^2 + q^2 B^2)$ , d'où  $v_x$  et  $v_y$ .

En mécanique classique ( $\gamma = 1$ ), on trouve :  $v_x = f q E / (f^2 + q^2 B^2)$  et  $v_y = - q^2 E B / (f^2 + q^2 B^2)$ . La vitesse limite classique est alors  $v = q E / (f^2 + q^2 B^2)^{1/2}$  ou vitesse de dérive ( $< C$ ), égale à  $E/B < C$  sans amortissement (lorsque  $f = 0$ ).

On a au voisinage de la vitesse limite :  $dy/dx = v_y/v_x = - q B / f$  qui dépend du champ magnétique et de l'amortissement. La trajectoire tend alors vers une droite de pente  $- q B / f$ , ainsi que le montrent les figures qui suivent. La dérive se fait dans sa direction avec une vitesse proportionnelle à  $E$  mais dont la direction dépend de  $B$  et de l'amortissement  $f$ .

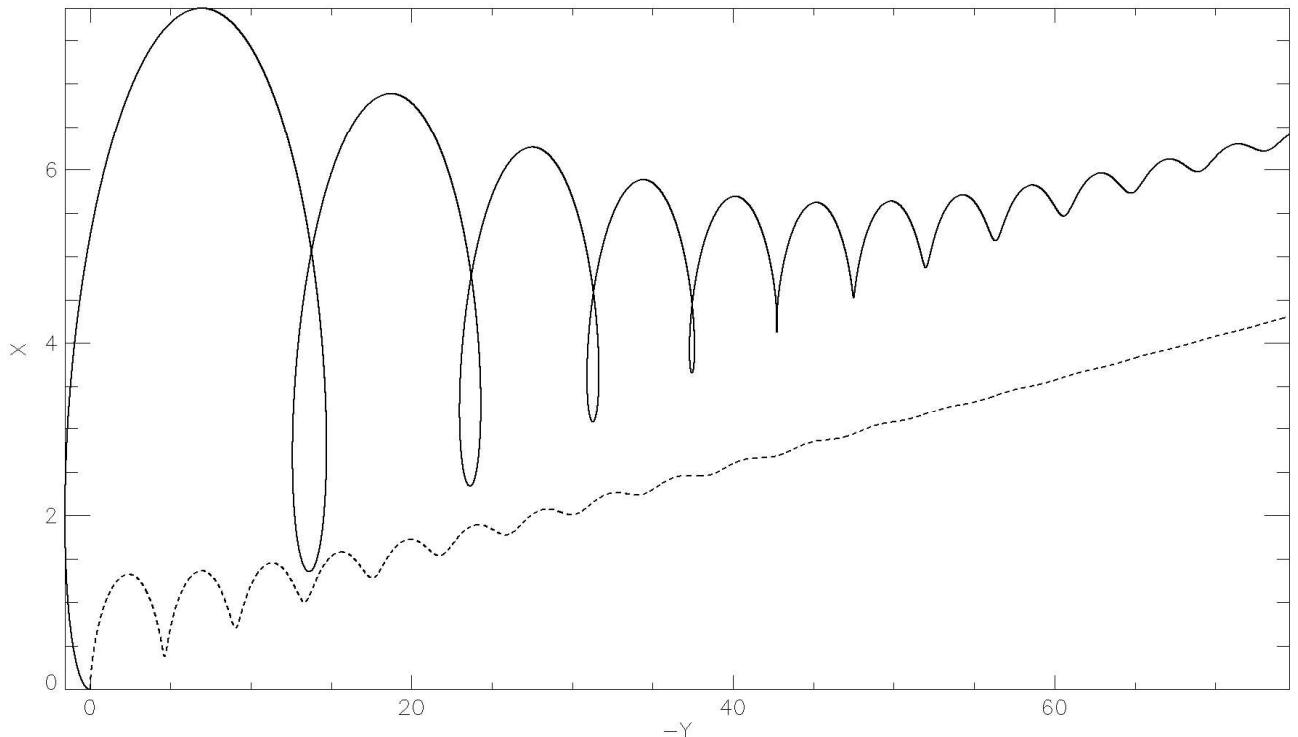


Figure 11 : trajectoire avec amortissement et  $v_0 = 0.9 C$  selon  $Oy$ ,  $E$  selon  $Ox$  et  $B$  selon  $Oz$ , vitesse de dérive  $E/B = 0.5 C$ , en mécanique relativiste. La courbe en tirets représente le cas à  $v_0$  nul.

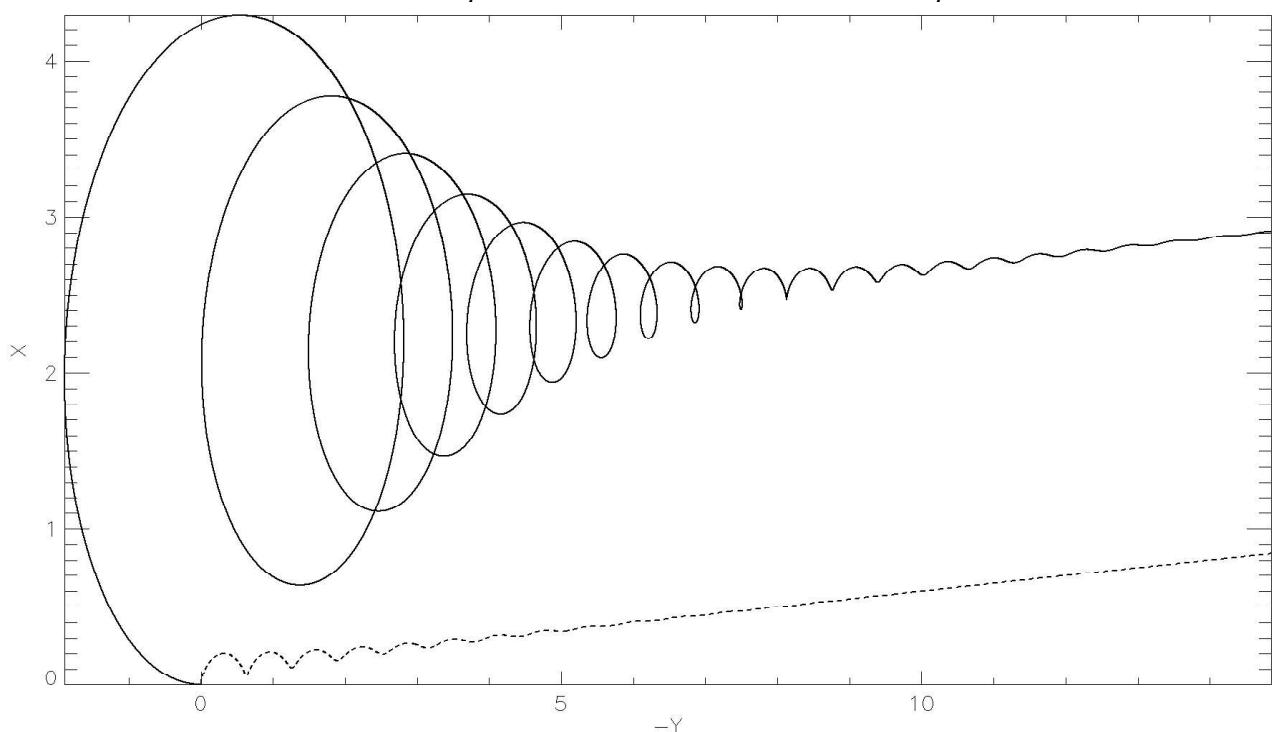


Figure 12 : trajectoire avec amortissement et  $v_0 = 0.9 C$  selon  $Oy$ ,  $E$  selon  $Ox$  et  $B$  selon  $Oz$ , vitesse de dérive  $E/B = 0.1 C$ , en mécanique relativiste. La courbe en tirets représente le cas à  $v_0$  nul.

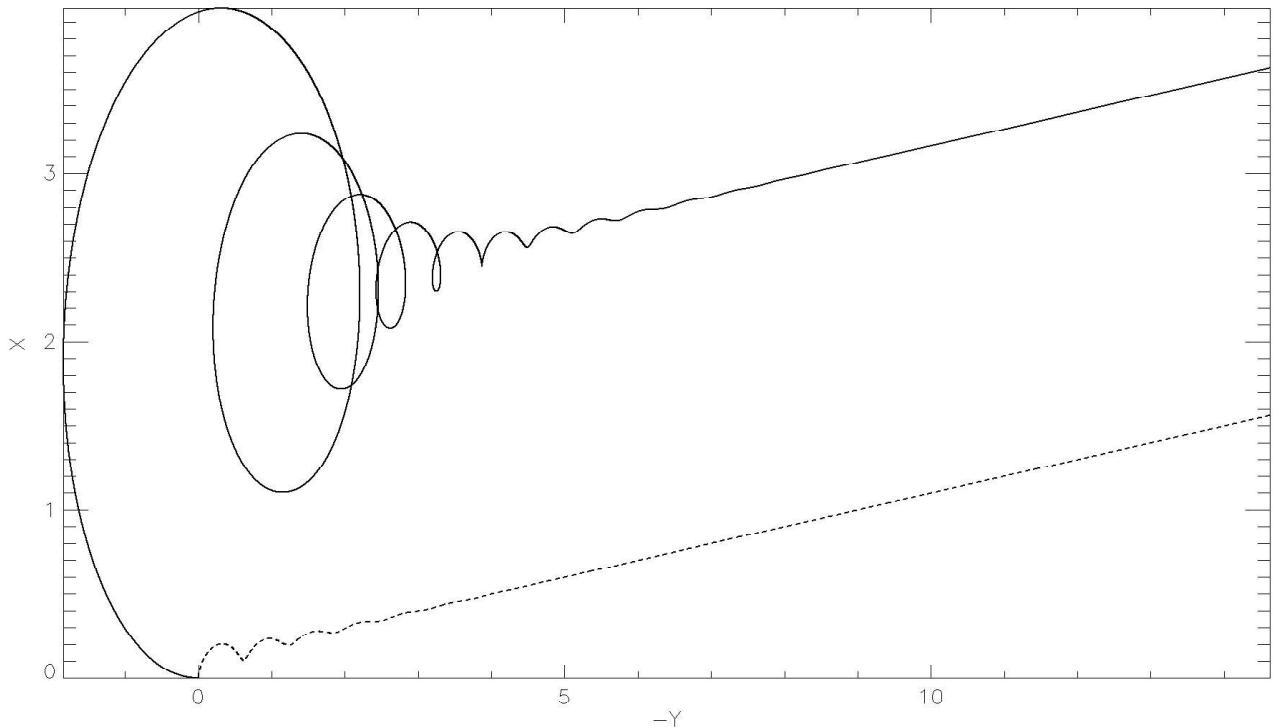


Figure 13 : trajectoire avec amortissement et  $v_0 = 0.9$  C selon  $Oy$ ,  $\mathbf{E}$  selon  $Ox$  et  $\mathbf{B}$  selon  $Oz$ , vitesse de dérive  $E/B = 0.1$  C, en mécanique relativiste, avec une pulsation  $\Omega$  moitié de celle de la figure 12. La courbe en tirets représente le cas à  $v_0$  nul.

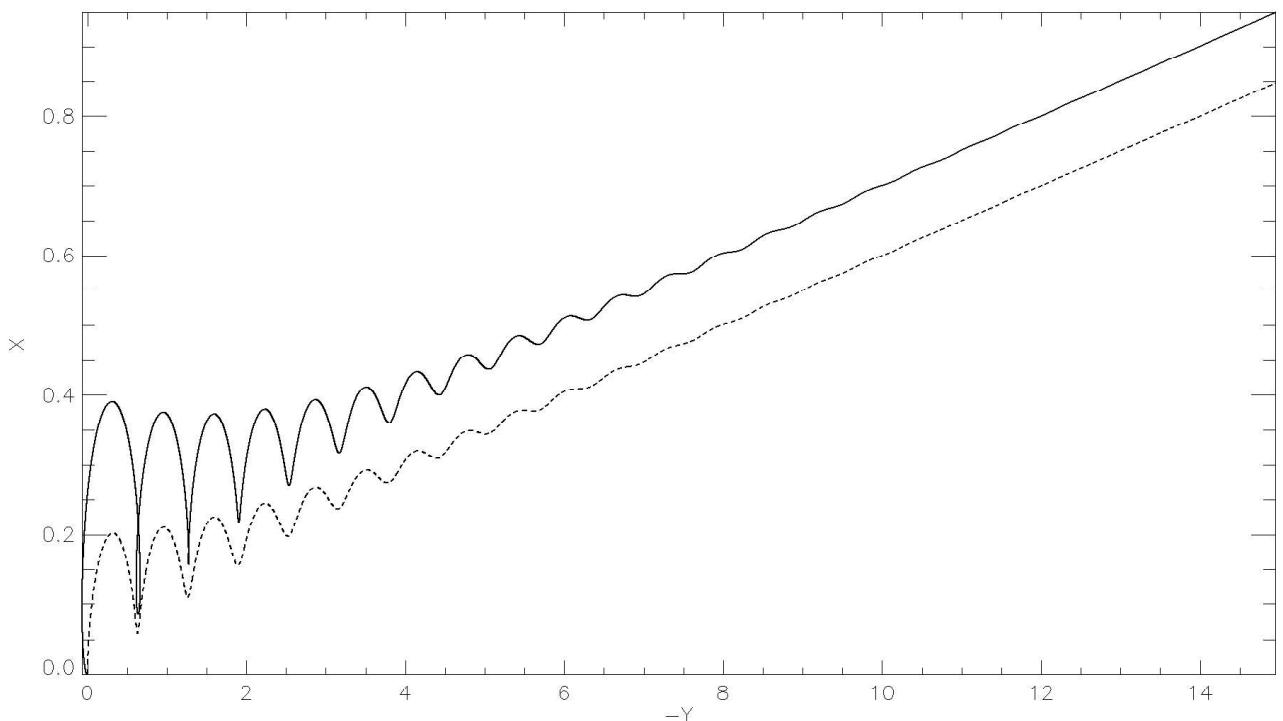


Figure 14 : trajectoire avec amortissement et  $v_0 = 0.1$  C selon  $Oy$ ,  $\mathbf{E}$  selon  $Ox$  et  $\mathbf{B}$  selon  $Oz$ , vitesse de dérive  $E/B = 0.1$  C, en mécanique relativiste. La courbe en tirets représente le cas à  $v_0$  nul.

### III – 8 – Application au cyclotron et au synchrotron

Le cyclotron combine accélération par un champ électrique et la déviation par un champ magnétique. Dans le cyclotron, le champ magnétique est constant et le rayon de la trajectoire circulaire augmente à chaque accélération. Dans le synchrotron, on garde le rayon constant (par

exemple on atteint un diamètre de 30 km au CERN à Genève), mais on ajuste la valeur du champ magnétique déviateur à chaque accélération. Le cyclotron délivre des particules dans la gamme 1-100 MeV alors que le synchrotron monte à 1 GeV-1 TeV (moins que les particules cosmiques qui peuvent dépasser 1 EeV mais sont très rares). Un électron accéléré sous un potentiel de  $10^6$  V est relativiste avec 0.95 C. Par contre, un proton sous  $10^6$  V ne l'est pas (0.05 C) ; pour le trouver relativiste, il faut un potentiel de  $10^8$  V (0.43 C) ou plus (0.87 C pour  $10^9$  V). Ces appareils délivrent tous des électrons relativistes, le cyclotron est par contre à la limite avec 100 Mev pour le proton (0.43 C) ; ils seront par contre tous relativistes avec un synchrotron délivrant plus d'un GeV.

### En mécanique classique

On a pour chaque accélération dans un potentiel V la relation de récurrence :

$$v_n^2 = v_{n-1}^2 + 2 q V / m \text{ (avec } q V > 0)$$

La pulsation gyromagnétique est  $\Omega = q B / m$  constante ; comme  $v_n = \Omega R_n$ , on voit que  $R_n$  augmente avec  $v_n$  car B est constant. La fréquence électrique d'inversion de tension des plaques accélératrices est constante et égale à la fréquence gyromagnétique  $f = \Omega/2\pi$ .

### En mécanique relativiste

On a pour chaque accélération dans un potentiel V la relation de récurrence :

$$\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_{n-1} + q V \text{ (avec } q V > 0)$$

Où  $\mathcal{E}_n = \gamma m C^2$  est l'énergie de la particule.

Donc la relation de récurrence devient  $\gamma_n = \gamma_{n-1} + q V / m C^2$  (avec  $q V > 0$ )

Soit

$$1/(1 - v_n^2/C^2)^{1/2} = 1/(1 - v_{n-1}^2/C^2)^{1/2} + q V / m C^2 \text{ (avec } q V > 0)$$

La pulsation gyromagnétique est  $\Omega_n = q B / \gamma_n m = (q B / m) (1 - v_n^2/C^2)^{1/2}$  et elle n'est plus constante, à B constant, car elle dépend de  $v_n$  ; la fréquence électrique d'inversion de tension des plaques accélératrices doit s'adapter à la fréquence gyromagnétique  $f_n = \Omega_n/2\pi$  qui diminue quand  $v_n$  augmente. On aura aussi  $R_n = v_n / \Omega_n = (m / q B) v_n / (1 - v_n^2/C^2)^{1/2}$  qui tend vers l'infini quand  $v_n$  tend vers C.

### Synchrotron (R constant)

En mécanique classique, R constant implique  $q B_n / m = v_n / R$  croissant avec  $v_n$ , soit  $B_n = m v_n / q R$  croissant.

En mécanique relativiste, il faut remplacer m par  $\gamma_n m$ , d'où :

$$B_n = (m / q R) v_n / (1 - v_n^2/C^2)^{1/2}$$

$B_n$  croît avec  $v_n$ . On constate que lorsque  $v_n$  tend vers C,  $B_n$  tend vers l'infini.

## IV – PREMIERES APPLICATIONS AUX CHAMBRES DE WILSON AVANT 1955

Les annexes ci jointes décrivent les environnements dans lesquels ont été menées les premières expériences avec des chambres de Wilson plongées dans le champ magnétique d'un électro-aimant pour l'étude de la désintégration de particules cosmiques, à une époque où l'on utilisait le rayonnement cosmique comme outil de physique nucléaire.

En annexe 1, on aborde l'installation de Leprince-Ringuet dans le grand électro-aimant de Meudon Bellevue (avant guerre) ; puis en annexe 2, les expériences menées par son laboratoire en zone libre durant la guerre, d'abord à l'Argentière la Bessée (Hautes Alpes, 1000 m) puis celles du

Col du Midi (3600 m) dans le massif du Mont Blanc où l'altitude permettait d'avoir 20 fois plus d'évènements (en annexe 3).

Enfin, l'annexe 4 décrit l'installation de l'équipe Blackett de Manchester suivie par celle de Leprince-Ringuet au Pic du Midi de Bigorre (2870 m, Pyrénées), bénéficiant après la guerre d'une grosse puissance électrique (1947) et d'un accès beaucoup plus facile qu'au Col du Midi à Chamonix (route empierrée et plan incliné en 1949 puis véritable téléphérique en 1952). Ces conditions plus favorables l'emportèrent sur l'altitude moindre.

A partir de 1955, les regards se portèrent sur les grands accélérateurs de particules naissants qui détrônèrent rapidement le rayonnement cosmique comme outil de physique nucléaire.

## V – REFERENCES

Cachon, A., Les particules  $V^0$  observées dans le rayonnement cosmique, 1953, *l'Astronomie*, 67, 155

Fontaine, G., 2021, l'épopée du rayonnement cosmique, célébration au LLR des 50 ans de l'IN2P3

Gayral, P., Naissance et évolution de la recherche scientifique à Meudon, 1988, *Comité de Sauvegarde des sites de Meudon*, 65, 1

Malherbe, J.-M., Cours d'électromagnétisme L2/L3 et quelques applications astronomiques, 2024, <https://cnrs.hal.science/hal-04855435v1>

Malherbe, J.-M., Cours d'électromagnétisme L2 (CPES PSL), 2018, <https://hal.science/cel-01458369v2>

L'électro-aimant le plus puissant du monde, auteur inconnu, 1928, *La Nature*, 2790, 119

Rösch, J., Quatre années de l'Observatoire du Pic du Midi, 1951, *l'Astronomie*, 65, 221

Rösch, J., L'observatoire du Pic du Midi, *Revue de l'enseignement supérieur*, 1963, page 103

Sanchez, J.-C., L'étude des rayons cosmiques au Pic du Midi de Bigorre (1947-1978), 2013, Bulletin de la société Ramond, page 1