

DESINTEGRATION DU MUON: UNE HORLOGE RELATIVISTE

Introduction

L'un des résultats le plus surprenant de la relativité restreinte est celui du ralentissement des horloges pour un observateur dont le référentiel est animé, par rapport à celui où ces dernières sont au repos, d'une vitesse non négligeable devant celle de la lumière. S'il n'existe pas dans la vie courante d'objet avec lesquels on pourrait vérifier cette affirmation, il n'en est pas de même dans le monde subatomique. En effet de nombreuses particules découvertes dans les décennies antérieures ne sont pas stables et se désintègrent en une fraction de seconde. Une population suffisamment importante va alors constituer une horloge tout à fait convenable.

Pour étudier ces objets et leurs propriétés, les expériences sur les rayons cosmiques constituent un moyen particulièrement intéressant pour mettre en évidence les propriétés fondamentales d'un tel rayonnement. De plus, certaines d'entre elles peuvent être reproduites avec un simple système de détection fournissant des résultats de qualité pour des activités d'enseignement.

Comme ces particules sont, le plus souvent, animées de très grandes vitesses, ces travaux permettent également de tester les affirmations de la relativité.

Parmi celles-ci, se sont les muons¹, notés μ , qui conviennent le mieux à nos objectifs et ceci pour plusieurs raisons :

- Ils sont chargés et, de ce fait, plus faciles à détecter que des particules neutres
- Leur durée de vie est relativement importante – plusieurs micro-secondes- et donc assez facile à mesurer
- Leur masse n'est pas très élevée – 207 fois celle de l'électron – ce qui leur permet d'avoir un facteur γ important même si leur énergie cinétique est relativement faible (voir annexe 2)
- Les muons sont des sous-produits abondants des interactions entre les rayons cosmiques (voir ci dessous) et les atomes et molécules constituant notre atmosphère

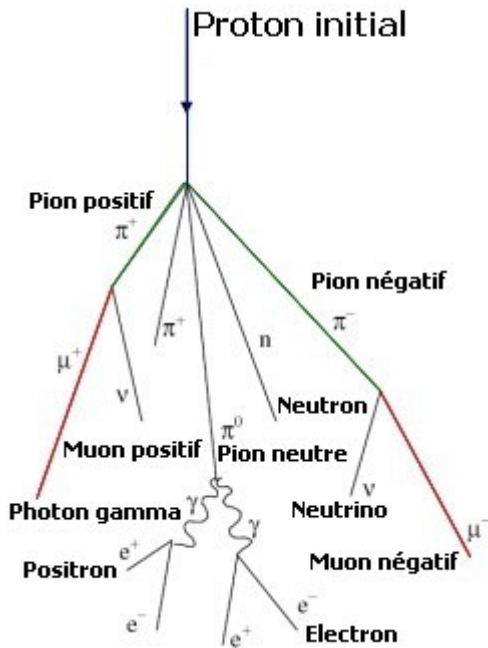
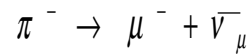
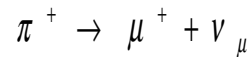
Le muon étant un lepton, il est insensible aux interactions fortes et son parcours dans la matière est déterminé par une interaction électromagnétique avec les composants des atomes du milieu traversé.

Production des muons

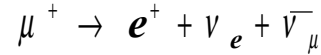
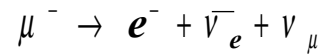
Les rayons cosmiques, formés essentiellement de **protons**, bombardent en permanence les hautes couches de l'atmosphère terrestre. Les interactions entre ces particules et les noyaux des atomes formant les molécules de ces couches supérieures produisent des gerbes d'objets subatomiques parmi lesquels on trouve des protons, des neutrons, des pions, des kaons, des photons, des électrons et des positrons. Intéressons nous en particulier aux pions qui existent sous les trois formes π^+ , π^- et π^0 . Les deux premiers se désintègrent très rapidement

¹ Le muon appartient, comme l'électron, à la famille des leptons. Il n'est donc sensible qu'à l'interaction électromagnétique et à l'interaction faible. Cette dernière ne joue aucun rôle ici.

avec une durée de vie moyenne² de $2,6 \cdot 10^{-8}$ s via l'interaction faible et le font en produisant un muon et deux neutrinos selon les réactions³ :



Les particules ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ sont des neutrinos et antineutrinos muoniques. Ces muons se déplacent avec une vitesse proche de celle de la lumière dans le vide, notée par la suite c . Cependant ce sont également des particules instables qui se désintègrent selon les réactions suivantes :



Les particules ν_e et $\bar{\nu}_e$ sont des neutrinos et antineutrinos électroniques.

Cette désintégration s'effectue avec une durée de vie⁴ moyenne de $2,2 \mu\text{s}$. Même avec une vitesse presque aussi élevée que $300\,000 \text{ km/s}$ – donc $300 \text{ m}/\mu\text{s}$ – ils devraient parcourir, en moyenne, une distance un peu supérieure à 600 m après leur création. Or beaucoup d'entre eux traversent toute l'atmosphère et parviennent jusqu'au niveau de la mer où se sont les particules chargées, produites dans la haute atmosphère, les plus nombreuses.

Les muons sont en général créés à des altitudes de l'ordre de 30 km . Un muon se déplaçant à une vitesse proche de celle de la lumière devrait mettre environ $100 \mu\text{s}$ pour atteindre le niveau de la mer. Mais le muon, en moyenne, ne vit que quelques μs , durée plusieurs dizaines de fois plus petite que le temps nécessaire pour atteindre le sol. Alors, comment ces particules font-elles pour parvenir jusqu'à une altitude voisine zéro ?

Quelques rappels utiles pour comprendre l'expérience

La désintégration des particules instables

Rappelons quelques propriétés générales, mais importantes, de la désintégration des particules instables. Le processus de désintégration est intrinsèquement aléatoire : nous ne pouvons pas prédire la durée de vie d'un muon donné. La probabilité qu'a un muon de se désintégrer à un moment donné est indépendante de l'instant où il a été créé et ceci quel que soit ce qui s'est passé pour lui précédemment. Autrement dit, un muon pris individuellement ne « vieillit » pas, seul un échantillon

² Sans indication particulière, il s'agit ici de la durée de vie dans le référentiel où la particule est au repos.

³ Dans $0,0123 \%$ des cas, la désintégration (toujours via l'interaction faible) donne un positron ou un électron et un neutrino électronique μ_e .

⁴ La loi de désintégration est de la forme $N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$ avec N , nombre de particules à un instant t quelconque, N_0 , nombre de particules à l'instant $t=0$, τ constante de temps de désintégration ou durée de vie moyenne qui, pour le muon, vaut $2,2 \mu\text{s}$. Son inverse $\lambda = 1/\tau$, appelé taux de désintégration, permet de représenter, par le terme $e^{-\lambda t}$, la probabilité pour un noyau de se désintégrer au bout d'un temps t et ne dépend que de la nature de ce noyau. La demi - durée de vie ou demi - vie ou période T est égale à $\tau \cdot \ln 2 = 0,69\tau$ donc, ici, $1,56 \mu\text{s}$. C'est la durée au bout de laquelle une population de particules instables est divisée par deux.

suffisamment important « vieillit ». L'unique grandeur constante que nous pouvons déterminer est la durée de vie moyenne du muon, τ , qui est la moyenne calculée à partir des diverses durées de vie de nombreux muons pris dans un grand échantillon. On définit alors le taux de décroissance λ comme l'inverse de τ et la probabilité qu'un muon particulier se désintègre au bout d'un temps t est donné par :

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \quad \text{et} \quad P(t) = e^{-\frac{t}{\tau}}$$

La dilatation du temps en relativité restreinte

Rappelons ensuite ce qu'est le phénomène de dilatation du temps en relativité restreinte. Cette dernière nous apprend que l'intervalle de temps Δt_0 mesuré dans le référentiel propre (**R**) de la particule – c'est à dire celui dans lequel elle est au repos - est plus court que n'importe quel autre intervalle correspondant $\Delta t'$ mesuré dans un autre référentiel (**R'**) animé, par rapport à (**R**), d'un mouvement uniforme à la vitesse **V**. La relation entre les deux est :

$$\Delta t' = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{(1 - \beta^2)}} = \gamma \cdot \Delta t_0 \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{V}{c}$$

Le facteur de dilatation du temps, γ , toujours supérieur à un, obéit à l'expression suivante :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{(1 - \beta^2)}}$$

Il est important de constater ici que Δt_0 est une quantité indépendante de l'observateur. Tout observateur, indépendamment de son mouvement par rapport à la particule, peut déterminer l'intervalle de temps propre Δt_0 de cette dernière à partir de la détermination de l'intervalle de temps correspondant, $\Delta t'$, dans son propre référentiel. Le résultat obtenu sera

$$\Delta t_0 = t_{0(E_2)} - t_{0(E_1)}$$

$$\Delta t' = t'_{(E_2)} - t'_{(E_1)}$$

identique pour tous les observateurs s'ils ont choisi les mêmes événements de référence. Par exemple, dans le cas qui nous intéresse, l'événement E_1 sera la détection du muon et l'événement E_2 sa désintégration. On aura alors :

Le temps propre est donc une propriété intrinsèque de la particule. Il est déterminé dans le repère où cette dernière est au repos, c'est à dire que les deux événements E_1 et E_2 ont lieu au même lieu et la mesure de $t_{0(E_1)}$ et de $t_{0(E_2)}$ ne nécessite qu'une seule horloge.

Remarquons, pour terminer, que cette dilatation du temps est une conséquence directe de l'invariance de la vitesse de la lumière, quel que soit le référentiel dans lequel elle est mesurée.

Interaction des muons avec la matière traversée

Comme toutes les particules chargées, les muons perdent de l'énergie essentiellement par ionisation des atomes avec lesquels ils sont en interaction. Ils peuvent voyager sur de très grandes distances et atteindre le sol en grand nombre. Cette perte d'énergie se fait à un taux pratiquement constant. Il est, pour l'air atmosphérique, de l'ordre de $2 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$. Comme la masse unitaire d'une colonne atmosphérique est d'environ 1000 g/cm^2 , les muons perdent 2 GeV par ionisation avant d'atteindre le sol. L'énergie moyenne des muons au niveau de la mer étant de 4 GeV , l'énergie moyenne disponible lors de leur formation est donc d'environ 6 GeV . Cette dernière est essentiellement sous forme cinétique puisque $E_0 \ll 6 \text{ GeV}$. Les muons sélectionnés ayant une énergie initial de l'ordre de 1 GeV , leur population est faible par rapport à l'ensemble des muons se formant en haute altitude (moins de 1%).

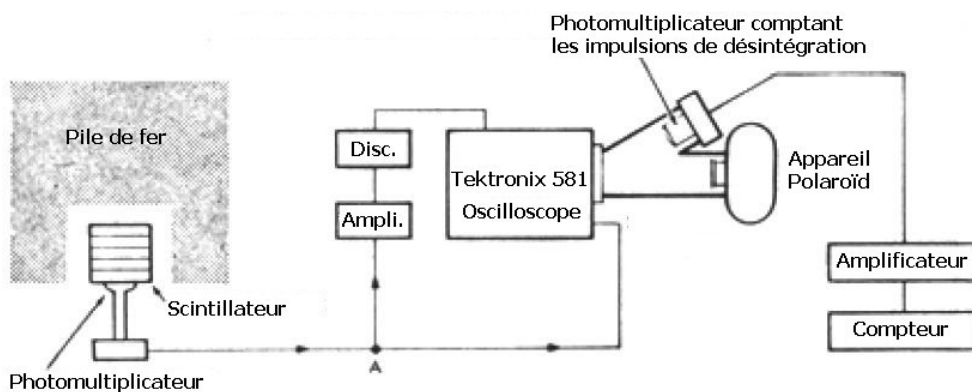
Principe de la méthode

En 1962 deux physiciens américains du MIT, David H. Frisch et James H. Smith, décidèrent de refaire, en la simplifiant, l'expérience⁵ qu'un de leur collègue, Bruno Rossi, avait réalisée en 1940. Il s'agit pour eux de vérifier les conséquences de la relativité restreinte en s'appuyant sur des mesures concernant les muons formés dans la haute atmosphère terrestre par les rayons cosmiques qui arrivent en une « pluie » incessante depuis l'espace galactique et intergalactique. Ils vont ainsi déterminer les durées de vie individuelles des muons et le nombre de particules se désintégrant dans le détecteur.

Ils réalisent au sommet du Mont Washington (1910m), dans le New Hampshire, la mesure du nombre de désintégration de muons cosmiques pendant une heure. Pour chaque muon stoppé dans le détecteur, ils en mesurent également la durée de vie propre pour obtenir la distribution sur une heure de tous les muons. Prévoyant de réaliser la même expérience à proximité du niveau de la mer (3 m), ils déterminent, d'après leurs mesures, le nombre de muons survivants après 1907 m de voyage supplémentaire en utilisant les résultats de la mécanique classique. Conduisant cette seconde expérience au MIT, ils constatent qu'ils détectent beaucoup plus de muons que ce qui était prévu ; ceci est alors interprété grâce à la dilatation relativiste des durées dans un repère en mouvement par rapport à l'observateur.

Réalisation de l'expérience

Le schéma suivant, provenant de l'article paru dans l'AJP⁶, nous montre la manipulation et le matériel utilisé.



⁵ Rossi, B.; Hall, D. B. (1941). "Variation of the Rate of Decay of Mesotrons with Momentum". *Physical Review* **59** (3): 223–228

⁶ AJP (American Journal of Physics) – volume 32 (1963) pages 342-355

On peut voir l'ensemble de ce matériel dans le film « **Time dilatation : an experiment with mu-mesons** » réalisé à cette occasion. Sur la photographie ci-contre on peut voir :

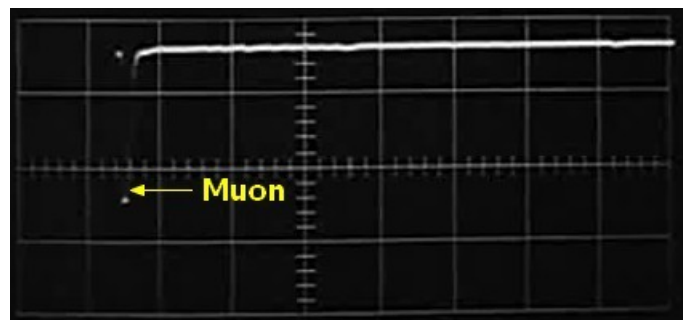


- Une pile de fer, visible au fond, dont on expliquera le rôle un peu plus loin.
- Le détecteur – ici manipulé par le docteur Smith - qui est formé de quatre disques de plastique dopé générant une impulsion lumineuse lorsqu'il est traversé par une particule. On utilise ici un scintillateur⁷ dans lequel le passage d'une particule électrisées produit un flash lumineux lié à l'ionisation du matériau qui le constitue.

- A droite, l'oscilloscope au premier plan et l'électronique au fond.
- Dans le carton, en avant plan, le photomultiplicateur.

L'expérience est conduite selon le protocole suivant. Pour obtenir des résultats significatifs il faut isoler des muons ayant des vitesses très voisines les unes des autres. Les deux physiciens vont donc sélectionner des muons ayant des vitesses comprises entre $0,9950c$ et $0,9954c$, ce qui représente moins de 1% de ceux arrivant au-dessus du sélecteur choisi. Pour cela ils placent le détecteur sous une épaisseur de fer de 76 cm calculée de façon à ce que les muons ayant une vitesse inférieure à $0,9950c$ s'arrêtent avant le scintillateur et ceux ayant une vitesse supérieure à $0,9954c$ traversent le scintillateur sans s'arrêter. Au niveau de la mer, la pile de fer sera moins haute pour tenir compte de l'épaisseur atmosphérique supplémentaire.

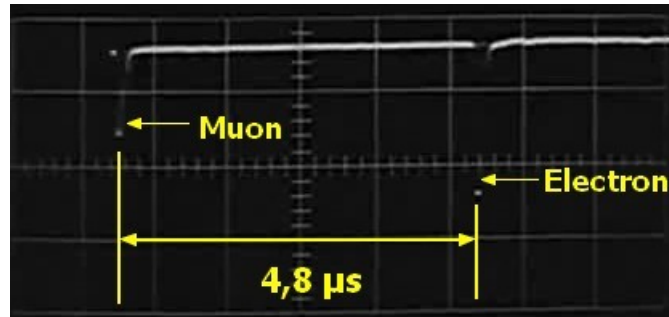
La lumière émise dans le scintillateur est récupérée par le photomultiplicateur dont l'impulsion de sortie, après amplification et mise en forme, est appliquée, d'une part, sur l'entrée de déclenchement d'un oscilloscope et, d'autre part, sur son entrée verticale. Lorsqu'un muon traverse le dispositif son passage donne lieu à une trace sur l'écran de l'oscilloscope comme celle visible sur le document photographique suivant :



L'impulsion due au flash lumineux provoqué par le passage d'un muon dans le scintillateur apparaît ici. Il n'apparaît pas d'autre impulsion qui

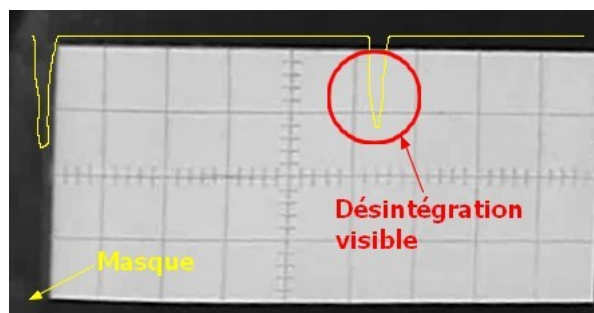
⁷ Pour éviter les pertes de photons les disques sont entièrement recouverts par un cylindre en aluminium et, pour se soustraire aux lumières parasites, les expérimentateurs entourent le tout avec une couverture soigneusement refermée à l'aide de ruban adhésif.

serait provoquée par le flash lié à sa désintégration et à l'émission d'un électron. Ce muon ne s'est donc pas arrêté dans le scintillateur. Lorsqu'il est suffisamment ralenti – donc sa vitesse à l'entrée dans la pile de fer est à l'intérieur du domaine sélectionné – le muon s'arrête dans le scintillateur et, au bout de quelques microsecondes, se désintègre en émettant un électron, comme le montre cet oscillogramme.



Il s'agit de la désintégration d'un muon, au repos dans le laboratoire, 4,8 μs après s'être arrêté dans le scintillateur.

La difficulté suivante à résoudre est due à la nécessité de disposer d'un échantillon suffisamment grand pour lui appliquer une analyse statistique satisfaisante. Pour cela Frisch et Smith vont enregistrer plusieurs série de mesures durant une heure afin de vérifier que la distribution statistique est reproductible au cours du temps. Pour y parvenir, ils vont réaliser des poses photographiques de l'écran à l'aide d'un appareil Polaroid, chaque cliché enregistrant jusqu'à une vingtaine de désintégrations. Pour éviter que le document ne soit voilé par la trace de balayage et les très nombreuses impulsions de déclenchement qui ne sont pas suivies par une impulsion de désintégration, les deux scientifiques utilisent l'astuce suivante : comme on peut le voir ci dessous, un cache est placé sur l'écran de façon à masquer la trace de balayage et la première impulsion. De cette façon ne restera visible que l'impulsion de désintégration.



On peut maintenant laisser l'appareil photographique en mode pose et enregistrer plusieurs désintégrations sans « griller » l'émulsion. On dispose alors de clichés comme celui présenté ci dessous :



Durant l'heure d'enregistrement photographique les deux physiciens réalisent également un comptage des muons qui se désintègrent dans le scintillateur. Pour cela il place au-dessus de l'appareil Polaroid un photomultiplicateur (voir schéma de la manipulation) qui est dirigé vers l'écran de l'oscilloscope et qui donne une impulsion électrique à chaque flash lumineux de désintégration. Après amplification et mise en forme cette information est envoyée sur un compteur mécanique qui s'incrémente à chaque fois de un.



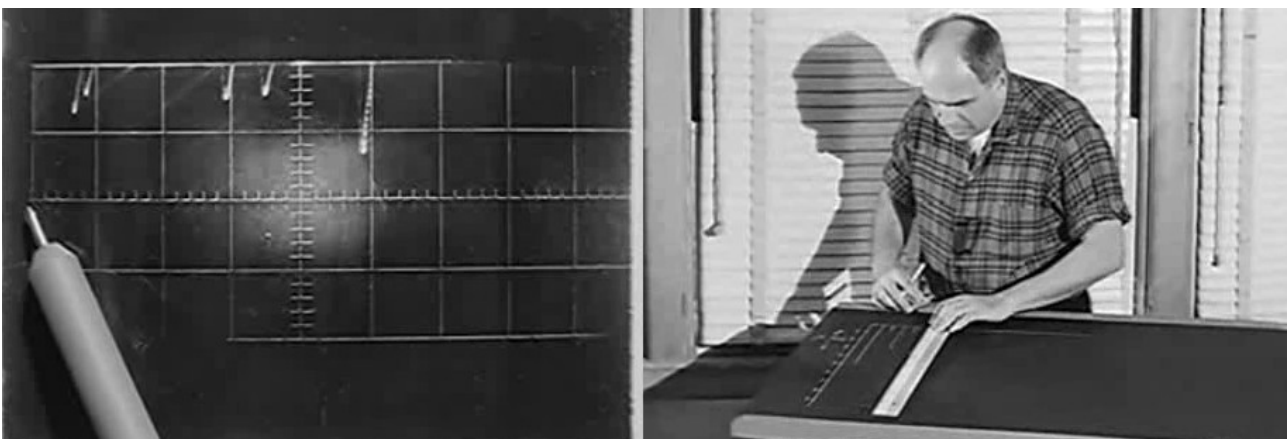
Au sommet du Mont Washington Frisch et Smith ont donc enregistré au cours de plusieurs séries de mesures :

- La distribution des durées de vie des muons arrêtés dans le scintillateur pendant une heure. Ils obtiennent une série de durées de vie propres individuelles puisque chaque muon est au repos par rapport au référentiel du laboratoire.
- Le nombre de ces muons. Cette information était bien sûr contenue dans le point précédent puisque chaque muon stoppé dans le scintillateur était identifié mais, pour des raisons pédagogiques liées à l'utilisation du film avec des étudiants, ils ont souhaité afficher directement cette valeur.

La manipulation est recommencée à proximité du niveau de la mer, au MIT, à Cambridge, près de Boston dans le Massachusetts. Pour cette seconde expérience, après avoir réduit de 30 cm la hauteur de la pile de fer pour tenir compte du ralentissement des muons dans l'épaisseur d'air traversée entre les 1910 m du Mont Washington et les 3 m du MIT, ils comptent de la même façon que plus haut le nombre de muons « survivants » parvenant au niveau de la mer. Sachant qu'il n'y avait aucune raison pour que la forme de la distribution des durées de vie soit différente, il n'était plus nécessaire de réaliser des clichés dans ces nouvelles circonstances.

Résultats

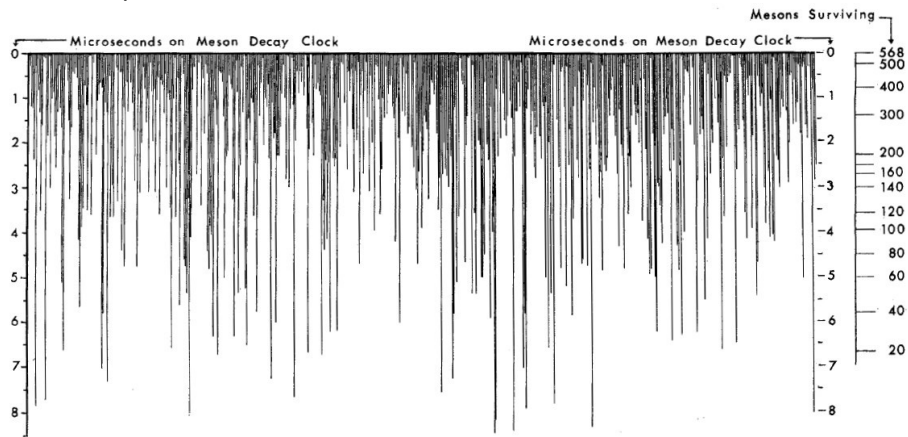
Les enregistrements étant réalisés, ils vont être dépouillés et exploités par les deux expérimentateurs : J. Smith fait la lecture des durées de vie sur les clichés et D. Frisch les reporte sur un graphique.



Plusieurs séries de mesures ont été faites et reportées dans un tableau:

Série de mesures	Sur le Mt Washington	A Cambridge
1	568	412
2	554	403
3	582	436
4	527	395
5	588	393
6	559	...
Taux horaire moyen	563 ± 10	408 ± 9

Pour le film, la représentation graphique au Mont Washington est réalisée en utilisant la première série avec $N_w = 568$. Le résultat, montré ci-dessous, est extrait de l'article dans l'**AJP** :



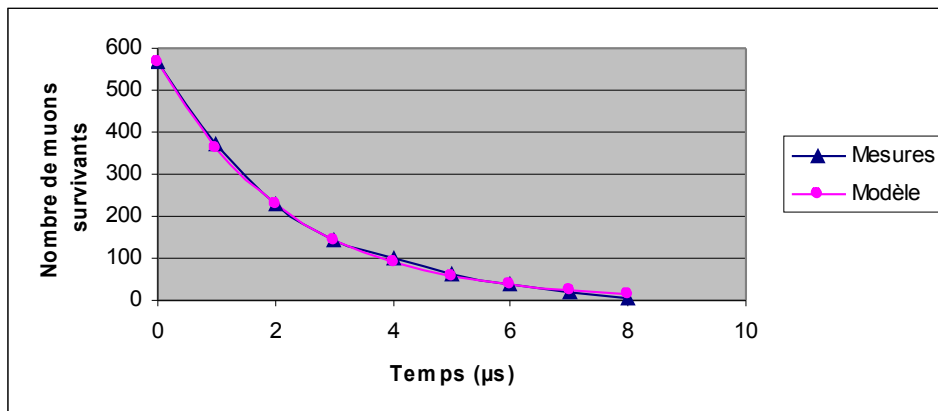
Chaque segment vertical correspond à un muon qui s'est désintégré dans le scintillateur et sa longueur représente la durée de vie propre de la particule. Sur la droite est disposée une échelle donnant la correspondance entre le nombre de muons survivants et le temps écoulé depuis l'arrêt du muon. On constate que cette durée de vie varie dans de larges proportions. On peut rechercher la forme de la distribution en regroupant le nombre de survivants pour chaque tranche de 1 μ s.

Temps écoulé (μ s)	Nombre de muons survivants	Loi exponentielle
0	568	568
1	373	360
2	229	228
3	145	144
4	99	91
5	62	58
6	36	37
7	17	23
8	6	15

La colonne supplémentaire est celle d'une loi exponentielle pour la distribution dans le temps du nombre de muons survivants. Elle est de la forme :

$$N(t) = 568.e^{-t/\tau} \text{ avec } \tau = 2,2\mu\text{s}$$

Comme on peut le constater les mesures et le modèle exponentielle correspondent l'un avec l'autre avec une excellente précision comme le confirme le diagramme ci-dessous.



Cependant, comme on le verra plus loin, il n'est pas nécessaire d'avoir une forme de distribution connue pour obtenir des résultats valables ; il suffit que la loi décrivant le phénomène soit la même au sommet du Mont Washington et au niveau de la mer, ce qui n'est que la conséquence d'une propriété maintes fois vérifiée de la radioactivité : le taux de désintégration d'une particule instable ne dépend que de la nature de cette dernière.

A partir de ces résultats Frisch et Smith vont déterminer combien de muons, sur les 568 recueillis au sommet du Mont Washington, survivront dans le laboratoire du MIT, après 1907 m de descente. Bien sûr ce ne sont pas les mêmes muons puisque, d'une part, ces derniers se sont déjà désintégrés et, d'autre part, on se trouve en un autre lieu et à une autre date. Cependant la méthode est pertinente car :

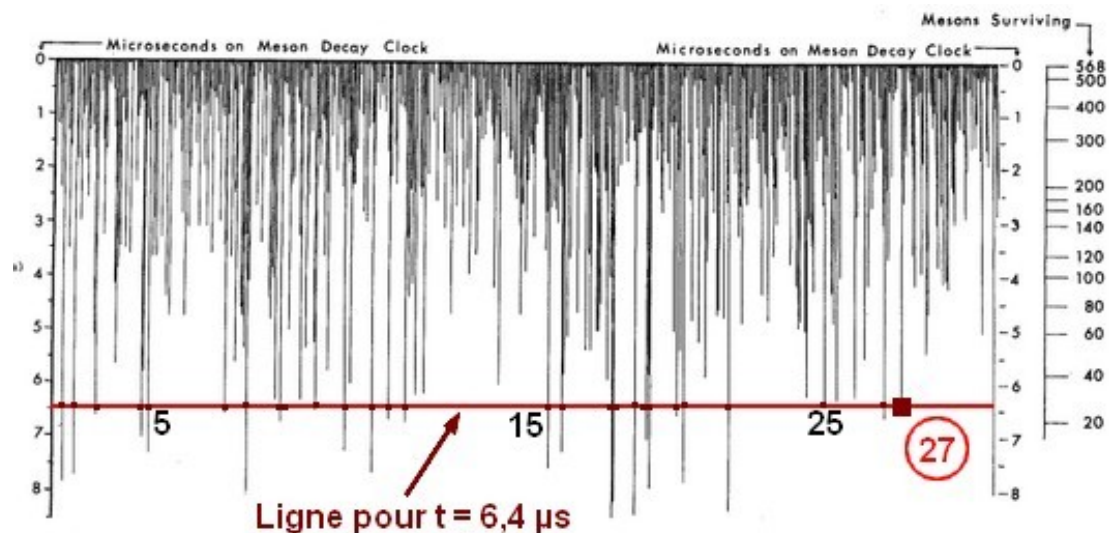
- Tous les muons sont indiscernables et se désintègrent de la même façon
- Les variations géographiques du flux de muons sont insignifiantes entre deux lieux aussi proches l'un de l'autre (environ 200 km)
- Les variations temporelles du flux de muons sont insignifiantes entre deux moments de mesure aussi proches l'un de l'autre (quelques jours)

Les muons sélectionnés ayant, à mieux qu'un pour cent près, la vitesse de la lumière, on peut calculer facilement le temps t_{wc} qu'ils mettent pour passer d'une altitude de 1910 m à une altitude de 3 m. On a, dans le référentiel terrestre :

$$t_{wc} \approx \frac{(1910 - 3)}{3 \cdot 10^8} = 6,4 \mu s$$

Donc, sur le graphique de la distribution montré plus haut, on repère la ligne horizontale correspondant à un temps de 6,4 µs et on compte, dans la fenêtre de vitesses sélectionnée, combien de lignes verticales sont coupées pour obtenir le nombre de muons survivants au niveau de la mer. Cette méthode est valable quelle que soit la forme de la distribution statistique des durées de vie des muons.

Sur le graphique suivant on peut compter le nombre de survivants au bout de 6,4 µs.

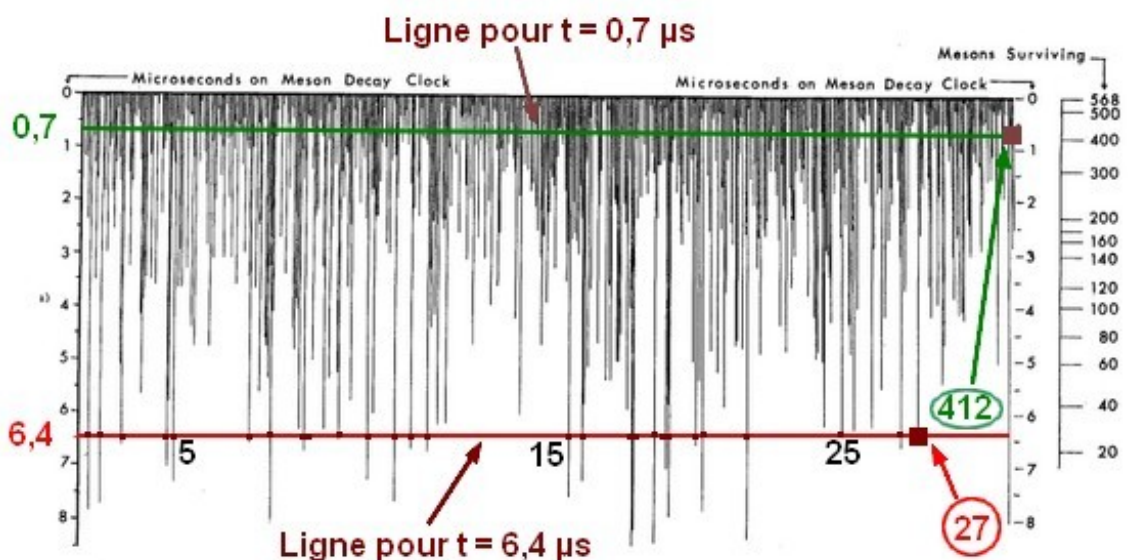


On constate qu'il devrait rester au niveau de la mer et sur les 568 parvenant à 1910 m avec une vitesse convenable, 27 muons ayant survécu à cette descente supplémentaire. On peut vérifier, sachant que la forme de la distribution est exponentielle, que cette valeur est satisfaisante. En effet on a :

$$N_c = 568.e^{-6.4/2.2} = 31$$

Ceci est tout à fait compatible avec ce que donne le graphique.

Les deux expérimentateurs, refaisant au niveau de la mer⁸, le comptage des muons se désintégrant, vont obtenir plusieurs séries de mesures, comme on peut le voir dans le tableau précédent. Les résultats utilisés dans le film retiennent une valeur de 412 survivants, ce qui est très supérieur au 27 attendus. Si on regarde le diagramme on constate qu'un nombre de 412 survivants correspond à une ligne passant par 0,7 μs.



En résumé, Smith et Frisch ont donc déterminé :

⁸ Pour cela, rappelons le, ils réduirent la hauteur de la pile de fer pour tenir compte de l'épaisseur supplémentaire d'air traversée tout en conservant à peu près le même domaine de vitesses.

- La distribution statistique de la durée de vie des muons dans un référentiel où ils sont au repos. C'est donc une durée propre.
- Le nombre théorique N_T (en mécanique classique où le temps est une grandeur absolue) de muons survivants jusqu'au niveau de la mer après être passés au sommet du Mont Washington ; $N_T = 27$
- Le nombre expérimental N_E de muons survivants au niveau de la mer (Cambridge) après être passés au sommet du Mont Washington dans un intervalle de temps du laboratoire de $\Delta t_L = 6,4 \mu s$. $N_E = 412$
- La durée au bout de laquelle il reste, dans le référentiel de repos du muon (graphique de la première série de mesures), un nombre de 412 de survivants. Ils trouvent $\Delta t_M = 0,7 \mu s$.

Autrement dit, on peut affirmer qu'une durée de $6,4 \mu s$ dans le repère du laboratoire ne correspond plus qu'à une durée de $0,7 \mu s$ dans celui du muon. C'est le phénomène relativiste de dilatation du temps. On peut alors calculer le facteur γ puisque nous avons la relation $\Delta t_L = \gamma \cdot \Delta t_M$.

$$\gamma = \frac{\Delta t_L}{\Delta t_M} = \frac{6,4}{0,7} \approx 9$$

Dans le film, la détermination du facteur γ est faite de cette façon, sans développer la manière suivante qui ne l'est que dans l'article de l'AJP.

En effet pour vérifier ce que prévoit la relativité restreinte, on peut également faire le calcul en s'appuyant sur l'expression de γ en fonction de V . Pour cela il faut connaître V . Les mésons qui parviennent au-dessus des 76 cm de fer sur le Mont Washington, sont ralentis et stoppés dans le plastique et ont une vitesse incidente comprise entre $0,9950c$ et $0,9954c$. On pourrait prendre la valeur médiane du sélecteur de vitesses, c'est-à-dire $\beta_w = V/c = 0,9952$ mais, au niveau de la mer, le spectre des vitesses incidentes des mésons arrivant au-dessus de 46 cm de fer ne s'étend⁹ que de $0,9881c$ à $0,9897c$ avec une valeur moyenne de $0,9889c$. On peut alors calculer deux valeurs de γ :

$$\gamma_w = \frac{1}{\sqrt{(1 - \beta_w^2)}} = \frac{1}{\sqrt{(1 - 0,9952^2)}} = 10,2$$

$$\gamma_L = \frac{1}{\sqrt{(1 - \beta_L^2)}} = \frac{1}{\sqrt{(1 - 0,9889^2)}} = 6,8$$

On peut faire un calcul simplifié en prenant la moyenne de ces deux valeurs. On a alors :

$$\gamma = 8,5$$

Ce résultat est tout à fait compatible avec le précédent, sachant qu'il y a plusieurs causes d'imprécisions. Ces dernières sont étudiées dans

⁹ Cette différence provient d'une mauvaise évaluation de la hauteur de barre de fer à enlever en revenant au niveau de la mer.

l'article qui va plus loin dans les calculs et fait également une analyse complète des causes d'erreurs et d'incertitudes. Il contient également une évaluation de l'encadrement $\Delta\gamma$ pour les deux méthodes.

Analyse de l'expérience et des résultats

Dans l'article paru dans l'AJP Frisch et Smith font un bilan détaillé¹⁰ de toutes les causes perturbatrices de leur expérience :

- Formation des muons
- Interaction des muons durant leur vol
- Evaluation de la vitesse des muons
- Influence de la forme de la loi de distribution sur l'expérience
- Interaction entre les muons au repos
- La perte de comptage après 8,5 μs
- Coïncidences temporelles accidentelles liées au bruit de fond
- Effets sur la dilatation du temps de la décélération des mésons en vol
- Effet des mésons non verticaux

On ne détaillera pas ici chacun de ces points mais on pourra les retrouver dans l'article original et, pour ceux qui ont des difficultés avec l'anglais, dans sa traduction qui est disponible sur demande.

Utilisation pédagogique du film et de l'article

Disponibilité des documents

Comme indiqué plus haut, cette expérience a donné lieu à un film pédagogique de 36 min réalisé avec les deux physiciens. Il est visible sur plusieurs sites Internet. On peut citer, par exemple, les URL suivantes :

<http://www.scivee.tv/node/2415>

<http://bestphysicsvideos.blogspot.com/2011/02/time-dilation-experiment-with-mu-mesons.html>

Le script des dialogues n'étant pas disponible, j'en ai réalisé la traduction pour créer un fichier srt de sous-titrage permettant d'exploiter le document avec des élèves à l'aide de n'importe quel logiciel de lecture vidéo.

L'article de l'AJP est également consultable sur Internet. On peut le trouver sur :

<http://www.physics.umd.edu/physics141/frisch-smith.pdf>

Comme déjà indiqué, je l'ai également traduit et mettrai ce travail en ligne pour ceux qui sont intéressés.

Quelques exemples d'utilisation pédagogique

Dans le cadre des nouveaux programmes de physique de TS, il est possible de construire plusieurs activités avec des élèves à partir de cette expérience particulièrement riche. On peut envisager :

Interprétations classique et relativiste des résultats

Un calcul simple montre qu'en renonçant à appliquer la relativité restreinte, il n'est pas possible d'expliquer que les muons atteignent en nombre aussi élevé le niveau de la mer. En effet, les muons mettraient 6,4 μs pour parcourir les 1907 m de dénivellation et le nombre de muons qui atteindraient le niveau de la mer serait seulement de quelques dizaines (27 mesuré et 31 calculé). Seule la

¹⁰ Ce point est abordé d'une manière rapide dans le film

dilatation relativiste du temps – ainsi que la contraction des longueurs mais elle n'est pas au programme - nous donne une explication satisfaisante.

L'intervalle de temps entre les événements « le muon passe au sommet du Mont Washington » et « le muon passe à Cambridge » est un intervalle de temps propre Δt_0 pour le muon et un intervalle de temps impropre $\Delta t'$, beaucoup plus grand, pour l'expérimentateur dans son laboratoire terrestre.

Comme $\Delta t' = 6,4 \mu\text{s}$ et $V = 0,9952.c$ on obtient pour la durée du parcours dans le référentiel du muon :

$$\Delta t' = \gamma . \Delta t_0 = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{(1 - \beta^2)}} \quad \text{donc} \quad \Delta t_0 = \sqrt{(1 - \beta^2)} . \Delta t'$$

Numériquement nous obtenons $\Delta t_0 = 0,63 \mu\text{s}$.

De même, la durée de vie de $2,2 \mu\text{s}$ est un intervalle de temps propre τ_0 pour le muon et un intervalle de temps impropre τ'_0 , considérablement allongé, pour les expérimentateurs terrestres.

$$\tau' = \gamma . \tau_0 = \frac{\tau_0}{\sqrt{(1 - \beta^2)}}$$

Le calcul nous donne $\tau' = 22,5 \mu\text{s}$.

Dans le référentiel du muon, la durée de vie vaut $2,2 \mu\text{s}$ et la durée du parcours $0,63 \mu\text{s}$. Le calcul du nombre de muons atteignant le niveau de la mer donne donc :

$$N_C = N_W . e^{-0,63/2,2} \quad \text{avec } N_W = 563 \Rightarrow N_C = 563 \times 0,75 = 423$$

Dans le référentiel terrestre, la durée de vie vaut $22,5 \mu\text{s}$ et la durée du parcours $6,4 \mu\text{s}$. En refaisant le même calcul nous obtenons :

$$N_C = N_W . e^{-6,4/22,5} \Rightarrow N_C = 563 \times 0,75 = 424$$

On trouve, aux arrondis de calcul près, la même valeur. La réciprocity des effets est bien vérifiée.

On peut également interpréter les résultats à partir du point de vue du muon sur la distance parcourue. Celui-ci voit arriver vers lui, à une vitesse de $0,9952.c$, le sommet du Mont Washington puis le laboratoire de Cambridge. Dans le référentiel du muon, la distance D' à parcourir est la longueur d'un « objet en mouvement », qui est beaucoup plus courte que la distance (longueur propre) $D_0 = 1907 \text{ m}$ mesurée dans le référentiel terrestre. On a :

$$D' = \sqrt{(1 - \beta^2)} . D_0 \Rightarrow D' = 0,0979 \times 1907 = 187 \text{ m}$$

Pour le muon, cette courte distance sera parcourue par la Terre qui vient à sa rencontre, en $0,63 \mu\text{s}$.

Pierre MAGNIEN