Le 16 juin 2009

Relativité restreinte :

Mythe ou réalité ?

Pour n'avoir jamais réussi à me représenter concrètement comment la vitesse de la lumière pouvait être physiquement la même dans tous les référentiels, et ce que signifiait une rotation de l'espace dans le temps dont les effets de parallaxe permettraient d'expliquer la symétrie de point de vue des observateurs lors de l'observation des phénomènes de contraction des longueurs et de dilatation du temps, j'ai voulu repartir de la base, c'est-à-dire des travaux de Maxwell et de Galilée, pour essayer d'avoir une image claire de ce que cela pouvait signifier. Quelle ne fut pas ma surprise, quand je me suis rendu compte qu'en appliquant les lois de Galilée aux résultats de Maxwell, on pouvait déterminer de manière simple et parfaitement naturelle les différentes équations relativistes sans devoir recourir au moindre principe ou postula. C'est cette démarche que je vous expose ici.

Le "problème" relativiste est apparu avec les travaux de Maxwell dont on tire l'équation suivante :

$$\boxed{C^2 \varepsilon_0 \mu_0 = 1.}$$

L'interprétation qu'on en donnait du temps de Maxwell était que dans l'éther, son milieu de propagation de conductibilité ε_0 et de permittivité μ_0, la lumière se déplace à la vitesse C quelle que soit la vitesse de la source émettrice et quelle que soit la vitesse de l'observateur.

Cela laissait les physiciens perplexes en semblant contredire l'une des lois fondamentales de la physique, la loi de composition des vitesses de Galilée. En effet, cette loi prévoit que la lumière devrait se déplacer à la vitesse $C + V_e$ lorsqu'elle est émise dans le sens de déplacement d'une source lumineuse se déplaçant à la vitesse V_e, et à la vitesse $C - V_e$ lorsqu'elle est émise dans le sens contraire.

Comment expliquer ce paradoxe?

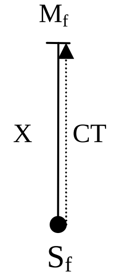
Les résultats de Maxwell nous enseignent que si on construit un appareil constitué d'une règle graduée, à laquelle on fixe à une extrémité une source lumineuse et une horloge, et à l'autre un miroir et une horloge. Le temps de parcours T de la lumière le long de la règle X, mesuré par les horloges des extrémités est le même quelle que soit la vitesse de l'appareil, et quelle que soit son orientation par rapport au déplacement.

On a $\boxed{X = CT}$

Nous allons dessiner le déplacement de la lumière le long de la règle dans différentes configurations afin de déterminer les équations permettant de le décrire.

Dans tout ce qui va suivre, nous appellerons R le référentiel fixe (l'éther de Maxwell) et R' le référentiel se déplaçant à la vitesse V_e par rapport à R; X et T les valeurs de position et de temps mesurées dans R ; X' et T' celles mesurées dans R'. On notera M_f et S_f le miroir et la source lumineuse fixe dans R ; M_m et S_m ceux fixe dans R'.

La règle est fixe dans R



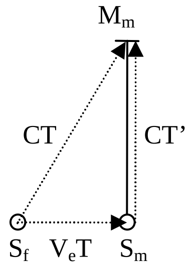
Au Temps $T_o = 0$ Un signal lumineux est envoyé de la source S_f vers le miroir M_f.

Au temps T = X/C, le signal arrive sur le miroir M_f

On dessine maintenant R’ s’étant déplacé dans R à la vitesse V_e pendant le temps T. Afin de simplifier les calculs on place la règle perpendiculairement au déplacement.

Au temps T, la règle s’est déplacée de V_eT dans R

La lumière s’est déplacée de CT dans R et de CT’ dans R’



Au temps $T_o = 0$, les sources S_f et S_m sont confondues, un signal lumineux est envoyé en direction du miroir M_m.

La vitesse de la lumière étant indépendante de la vitesse de la source, la lumière se déplace à la vitesse C qu’elle soit émise par S_f ou par S_m

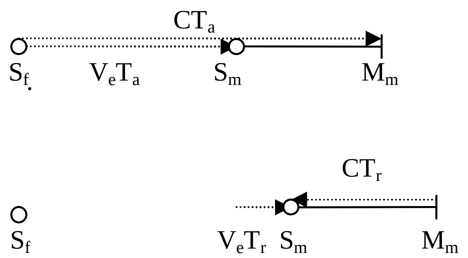
Au temps T le signal arrive sur le miroir M_m.

On voit sur le dessin que la lumière a parcouru un chemin plus long dans R entre la source fixe et le miroir mobile, que dans R’ le long de la règle entre la source mobile et le miroir mobile. Puisque la vitesse de la lumière est la même dans R et dans R’, cela signifie que c’est le temps qui est plus long dans R que dans R’.
Le temps dans R’ est donc dilaté par rapport à celui de R.
Pour obtenir cette dilatation, il suffit d’appliquer le théorème de Pythagore au triangle formé par V_eT, CT’ et CT.
En posant : $\gamma = [1 - (V_e/C)^2]^{-1/2}$

On obtient : | $T' = \gamma^{-1} T$ l’équation du temps propre | Voir annexe 1

Nous allons maintenant décrire ce qui se passe lorsque la règle est posée parallèlement au déplacement.

Au temps $T_o = 0$, les deux sources, S_f et S_m sont confondues, un signal lumineux est envoyé le long de la règle vers le miroir M_m.



Dans R la lumière parcourt la règle de S_f à M_m à la vitesse $C - V_e$ pendant le temps T_a à l’aller

et de M_m à S_m à la vitesse $C + V_e$ pendant le temps T_r au retour.

On a : $X = (C - V_e)\, T_a = (C+V_e)\, T_r$

On peut donc obtenir X en fonction de T_a et T_r. Le temps total étant $T = T_a + T_r$, on peut obtenir X en fonction de T. Or on a vu lorsqu’on a déterminé l’équation du temps propre que l’on peut exprimer T le temps mesuré dans R en fonction de T’ le temps mesuré dans R’. On peut donc exprimer X en fonction de T’ et puisque la vitesse de la lumière est apparemment la même quelle que soit la vitesse du référentiel dans lequel on fait les mesures, on peut exprimer T’ en fonction de X’ en posant X’ = CT’.
Et on en arrive à exprimer X en fonction de X’

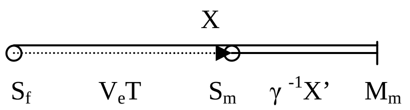
On obtient : | $X' = \gamma X$ l’équation de la longueur propre | Voir annexe 2

Cette équation montre qu’un référentiel en mouvement subit une contraction de ses longueurs dans la direction du déplacement.

Après avoir déterminé les équations permettant de calculer la dilatation du temps et la contraction des longueurs subies par les référentiels en mouvement grâce à la description du déplacement de la lumière le long d’une règle, nous allons nous intéresser à la manière dont on fait les mesures d’un référentiel sur l’autre.

On a vu lorsqu’on a calculé l’équation de la longueur propre que la règle S_mM_m a subit une contraction dans la direction du déplacement, et que dans R, elle ne mesure pas X’ la valeur mesurée dans R’, mais $\gamma^{-1}X'$. On remplace donc S_mM_m par $\gamma^{-1}X'$

Dans R



On a: $X = V_eT + \gamma^{-1}X'$

on obtient

$X' = \gamma\,(X - V_eT)$	l'équation de Lorentz relative à la position

De même, en remplaçant X par CT, X' par CT' et le T de V_eT par X/C,

on obtient

$T' = \gamma\,(T - V_eX/C^2)$	l'équation de Lorentz relative au temps

Là ou cela devient particulièrement étonnant, c'est que si à partir de ces équations on exprime X et T en fonction de X' et T',

on obtient :

$X = \gamma\,(X' + V_eT')$	l'équation réciproque relative à la position	Voir annexe 3

et

$T = \gamma\,(T' + V_eX'/C^2)$	l'équation réciproque relative au temps	Voir annexe 3

En regardant ces équations, on remarque qu'en T = T' = 0, on a $X' = \gamma X$ et $X = \gamma X'$

Comment X' peut-il être contracté par rapport à X si X est contracté par rapport à X'?

De même, en X = X' = 0 on a $T' = \gamma T$ et $T = \gamma T'$.

Comment T' peut-il être dilaté par rapport à T si T est dilaté par rapport à T' ?

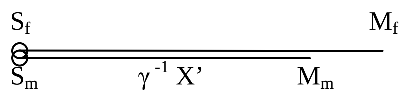
C'est ce que nous allons voir maintenant en nous intéressant d'abord à la symétrie de la contraction des longueurs, puis à la symétrie de la dilatation du temps.

Symétrie de la contraction des longueurs

Dans R

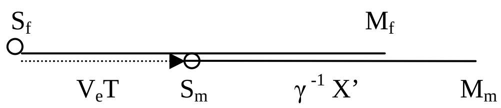
$T = 0$

$T'_{Sm} = 0$



$T = \gamma\,V_eX'/C^2$

$T'_{Mm} = 0$



Dans R, pour mesurer une vitesse constante pour la lumière, il faut nécessairement que toutes les horloges indiquent simultanément la même heure. Lorsque l'observateur de R mesure la règle en mouvement, il repère ses deux extrémités au même instant T et mesure la contraction physique subie par la règle.
Le résultat de sa mesure est donc $X = \gamma^{-1}X'$

Mais puisque dans R toutes les horloges indiquent simultanément la même heure, alors l'équation

$T = \gamma\,(T' + V_eX'/C^2)$ s'écrit
En $X'_o = 0$ $\quad T = \gamma\,T'_{x'o}$
Et en X'quelconque $\quad T = \gamma\,(T'_{x'} + V_eX'/C^2)$
Si on soustrait ces équations l'une de l'autre, on obtient

$T'_{x'} = T'_{x'o} - V_eX'/C^2$	Equation liant les horloges d'un même référentiel

Ceci signifie que si dans R, l'heure indiquée par les différentes horloges est indépendante de leurs positions, ($V_e = 0$) ; il n'en est pas de même dans R' ou elles varient en fonction de X' d'une valeur $\Delta T' = - V_e X'/C^2$ et ce, indépendamment de T.

Lorsque l'observateur de R' mesure la règle de R, il fait le repérage d'X'_o en $T'_{x'o} = 0$ et le repérage d'X' en $T'_{x'} = 0$, c'est-à-dire lorsque $T'_{x'o} = V_e X'/C^2$.

Puisque R' est en mouvement, son temps se dilate et le temps $\Delta T' = V_e X'/C^2$ séparant $T'_{x'} = 0$ de $T'_{x'o} = 0$ correspond dans R à $\Delta T = \gamma\, V_e X'/C^2$.

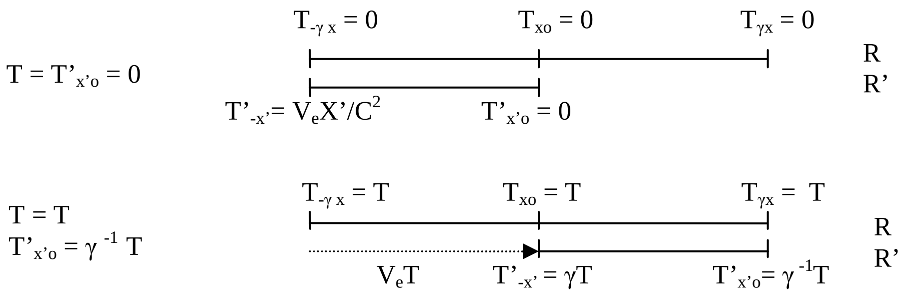
Pendant ce temps la règle de R' se déplaçant à la vitesse V_e a parcourue dans R la distance : $D = \gamma\, V_e^2\, X'/C^2$.
Or, en raison de la contraction physique de R'/R, la règle qui mesure X' dans R' ne mesure que γ^{-1} X' dans R.
L'observateur de R' mesure donc entre les deux repérages, la longueur de sa règle dans R plus le déplacement D
c'est à dire $X = \gamma^{-1} X' + \gamma\, V_e^2\, X'/C^2$.
Soit : $X' = \gamma^{-1} X$

L'observateur de R' mesure bien une contraction des longueurs de R réciproque de celle que l'observateur de R mesure lorsqu'il mesure la règle de R', mais les deux contractions ne sont pas de même nature.
La contraction de R'/R est une contraction de nature purement physique, tandis que la contraction de R/R' est de nature physico-observationnelle et provient de la contraction physique de R'/R, de la dilatation physique du temps de R'/R, du décalage des horloges de R' à T constant et de la manière dont on fait les mesures.

Symétrie de la dilatation du temps.

Lorsque les observateurs se croisent, l'observateur situé en X_o règle son horloge pour qu'elle indique $T_{xo} = 0$, celui placé en X_o' la règle pour qu'elle indique $T'_{x'o} = 0$
Chacun reste fixe dans son référentiel

Au temps T, lorsque R' s'est déplacé de $V_e T$, vers la droite, les observateurs comparent l'horloge de leur référentiel à celle de l'autre passant à leur niveau



On prend l'équation qui lie les différentes horloges d'un même référentiel
Soit: $T'_{-x'} = T'_{x'o} + V_e X'/C^2$

Au temps T, l'horloge située en - X' s'est déplacée dans R vers la droite de la distance $V_e T'_{-x'}$.
On remplace - X' par - $V_e T'_{-x'}$
On obtient $T'_{-x'} = \gamma^{-1} T + V_e^2 T'_{-x'}/C^2)$
Soit $T = \gamma^{-1}\, T'_{-x'}$

C'est-à-dire que lorsque l'horloge située en X'_o indique $T'_{x'o} = \gamma^{-1} T$, celle située en X_o indique $T = \gamma^{-1} T'_{-x'}$. Ainsi chaque observateur voit le temps de l'autre référentiel dilaté par rapport à celui du sien.

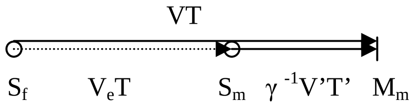
La dilatation du temps d'un référentiel sur l'autre, si elle est bien parfaitement symétrique provient là aussi de deux phénomènes différents.
La dilatation du temps de R'/R est une dilatation purement physique, tandis que la dilatation du temps de R/R' est physico-observationnelle et provient de la dilatation physique du temps de R'/R, de la contraction physique des longueurs de R'/R du décalage physique entre les horloges de R', et de la manière dont on fait les mesures.

On montre facilement qu'en raison de la constance apparente de la vitesse de la lumière, les résultats auraient été les mêmes si les observateurs avaient comparé l'horloge de leur propre référentiel située en X_o ou en X'_o à n’importe quelles horloges de l’autre référentiel après avoir corrigée l’heure indiquée par les horloges distantes pour tenir compte du temps de parcours de la lumière entre les horloges comparées.

Il est à noter que le fait de déplacer une montre au sein d’un référentiel en mouvement ne permet pas de mesurer le décalage des horloges en son sein. En effet, un observateur se déplaçant dans un référentiel corrigera l’heure indiquée par sa montre pour tenir compte de la dilatation du temps subie lors de son déplacement. Toutefois, sa correction ne tiendra pas compte de sa vitesse réelle, mais uniquement de sa vitesse relative, et retrouvant systématiquement, après correction l’heure indiquée par l’horloge du référentiel dans lequel il se déplace, il n’aura aucun moyen de savoir si ce référentiel est fixe dans R ou en mouvement

Nous allons maintenant voir comment s’additionnent les vitesses en considérant la contraction physique du référentiel en mouvement. Pour cela nous allons reprendre le schéma que nous avons utilisé pour déterminer les équations de Lorentz en remplaçant X par VT et X’ par V’T’.

Dans R



La loi de composition des vitesses peut se construire comme celle établie par Galilée si l’on tient compte de la contraction des longueurs et de la dilatation du temps du référentiel en mouvement lorsqu’on introduit les mesures faites dans R’.

On a : $VT = V_eT + \gamma^{-1}V'T'$

On remplace T’ par l’expression qu’en donne l’équation de Lorentz relative au temps à l’intérieur de laquelle on remplace X par VT.

on obtient : $\boxed{V = (V_e + V')/(1 + V_eV'/C^2)}$ la loi relativiste de composition des vitesses Voir annexe 4

Soit l’équation qu’on aurait trouvée en calculant $V = dX/dT$,

Cette étude, construite en appliquant la loi de composition des vitesses de Galilée à la constance de la vitesse de la lumière dans l’éther, déduite des travaux de Maxwell, montre que l’on peut retrouver les équations de la relativité sans utiliser ni postula, ni hypothèse ad-hoc. Elle montre que si l’on considère que la constance de la vitesse de la lumière est physique dans un référentiel privilégié R, assimilable à l’éther de Maxwell, alors, la vitesse de la lumière est mesurée constante dans tous les référentiels Galiléens.

Les questions que l’on se pose maintenant sont :

Faut-il avec Einstein postuler que la vitesse de la lumière est physiquement constante dans tous les référentiels et leur imposer à tous de se conduire comme R, c'est-à-dire de ne subir ni dilatation du temps, ni contraction des longueurs autres que purement observationnelles, ceci nous obligeant à considérer que les phénomènes de contractions dilatations proviennent d’un effet de parallaxe due à une rotation de l’espace dans le temps et nécessitant l’abandon de l’éther comme support des vibrations lumineuses ?

Ou suffit-il de remarquer que si la vitesse de la lumière est constante dans l’éther comme le montre Maxwell et qu’on lui applique la loi de composition des vitesses de Galilée de la manière la plus naturelle et la plus simple qui soit, sans utiliser ni postulat ni hypothèse ad-hoc, alors un raisonnement purement déductif nous permet de prévoir des effets physico-observationnels rendant parfaitement compte de la constance de la vitesse de la lumière dans tous les référentiels, de la contraction des longueurs, de la dilatation du temps et de la symétrie de point de vue des observateurs ?

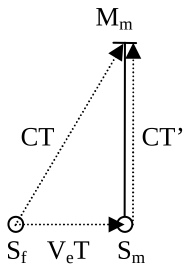
Pour ma part, n’ayant jamais réussi à me représenter concrètement et honnêtement la vision d’Einstein, il ne me restait après 25 ans d’essais infructueux que deux possibilités. Soit croire aveuglement dans le génie d’Einstein et renoncer définitivement à comprendre les phénomènes physiques en présence, soit, suivre la route que j’ai suivie et rechercher une interprétation des phénomènes compréhensible et facile à visualiser. J’ai préféré cette seconde attitude et vous soumets le fruit de mes réflexions afin que vous puissiez les commenter, les critiquer éventuellement, et les diffuser si vous pensez que cette étude le mérite.

Annexes

Annexe 1

Equation du temps propre

Dans R



Pour déterminer l'‘équation du temps propre, il suffit d'appliquer le théorème de Pythagore au triangle formé par CT, CT' et VT. on à :

on a : $(CT)^2 - (VT)^2 = (CT')^2$

soit $T'^2 = (1 - V^2/C^2)\, T^2$

Ce qui donne $T' = (1 - V^2/C^2)^{1/2}\, T$

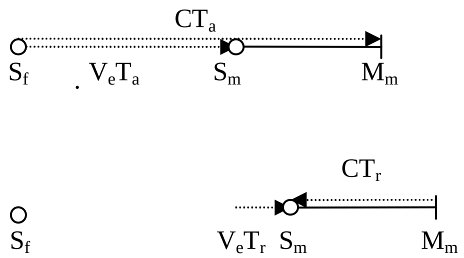
Soit en posant $\gamma = [1 - (V_e/C)^2]^{-1/2}$

$T' = \gamma^{-1}\, T$

Annexe 2

Equation de la longueur propre

La règle se déplaçant à la vitesse V_e est parcourue par la lumière à la vitesse $C-V_e$ pendant le temps T_A à l'aller et à la vitesse $C+V_e$ pendant le temps T_r au retour



A l'aller on a $X = (C-V_e)\, T_a$

Au retour on a $X = (C+V_e)\, T_r$

Avec $T = T_a + T_r$

On a $T = X/(C-V_e) + X/(C+V_e)$

Soit. $T = 2CX/(C^2 - V_e^2)$

On pose $T' = (1 - V_e^2/C^2)^{-1/2}\, T$ l'équation trouvée lors du calcul du temps propre et on

obtient : $T' = 2\, X/C\, (1 - V_e^2/C^2)^{1/2} / (1 - V_e^2/C^2)$

On pose $X' = CT'$

Et on obtient $X' = (1 - V_e^2/C^2)^{-1/2}\, X$

Soit en posant $\gamma = [1 - (V_e/C)^2]^{-1/2}$

$X' = \gamma\, X$

Annexe 3

Symétrie des équations de Lorentz

On a $X' = \gamma\, (X - V_eT) \quad (1)$

Et $T' = \gamma\, (T - V_e\, X/C^2) \quad (2)$

(2) donne $T = \gamma^{-1}\, T' + V_e\, X/C^2 \quad (3)$

On introduit (3) dans (1) soit : $X' = \gamma\, (X - V_e\, [\gamma^{-1}\, T' + V_eX/C^2])$

$X' = \gamma\, (X - V_e\, \gamma^{-1}\, T' - V_e^2\, X/C^2)$

$X' = \gamma\, (\gamma^{-2}\, X - V_e\, \gamma^{-1}\, T')$

$X' = \gamma^{-1}\, X - V_eT'$

Soit $X = \gamma\, (X' + V_eT')$

(1) donne $X = \gamma^{-1}\, X' + V_eT \quad (4)$

On introduit (4) dans (2) soit $T' = \gamma\, (T - [\gamma^{-1}\, X' + V_eT]\, V_e/C^2)$

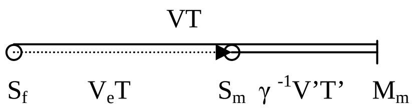
$T' = \gamma\,(\gamma^{-2}\,T - \gamma^{-1}\,V_eX'/C^2)$
$T' = \gamma^{--1}\,T - V_eX'/C^2$
Soit $T = \gamma\,(T' + V_eX'/C^2)$

Annexe 4

Loi de composition des vitesses relativiste

En utilisant la loi de composition des vitesses de Galilée

Dans R



On a:	$VT = V_eT + \gamma^{-1}V'T'$
On remplace T' par l'expression :	$T' = \gamma\,(T - V_eX/C^2)$
On obtient :	$VT = V_eT + \gamma^{-1}V'\,\gamma\,(T - V_eX/C^2)$
Soit :	$VT = V_eT + V'T - V'V_eX/C^2$
On remplace X par VT soit	$VT + V'V_eVT/C^2 = V_eT + V'T$
On obtient :	$V(1 + V'V_e/C^2) = V_e + V'$
Soit	$V = (V_e + V') / (1 + V'V_e/C^2)$

En calculant V= dX/dT

	$dX/dT = d\,\gamma\,(X' + V_eT')/\,d\,\gamma\,(T' + V_eX'/C^2)$
soit :	$V = (dX'/dT' + V_e\,dT'/dT')/(dT'/dT' + V_edX'/dT')$
On remplace dX'/dT' par V', on obtient :	$V = (V' + V_e) / (1 + V'V_e/C^2)$