
Le principe de relativité revisité

Auteur :

Simon FOSSAT

*Une approche du principe de relativité
basée sur les idées originales
de
Hendrik Lorentz (1853-1928)*

27 février 2018

Déclaration de parenté

Je, soussigné Simon FOSSAT, déclare que cette publication de recherche indépendante "Le principe de relativité revisité", sa version anglaise "A new approach to relativity" et leur contenu sont le fait de mon propre travail.

Abstract

This article aims at interpreting over the physics concept of relativity. It sets on giving an alternative meaning to the one that has been commonly understood since the works of Einstein (1879-1955) on special relativity.

At the crux of our thinking; we will challenge one of the central tenets of special relativity, the one which consists in positing invariance in speed of light in every Galilean reference frame and its consequence of the relativity of time and space.

To reach our conclusion, we shouldn't consider space as a geometrical locus, but rather as a physical environment to which one can apply geometry's rule. We shall call this space the Wave middleware. Speed of light would be an intrinsic property of the Wave middleware.

As everything is in movement in the universe, the privileged position of the still observer in the Wave middleware may not be achievable, we will then assume it a priori. The observations and measures one can make in his associated mobile reference frame would thus be relative, as opposed to the absolute nature of the observed phenomena.

We will see that this seemingly gratuitous, even out of date assumption in regard of the discussions of the last century, will enable us to come up with a renewed principle of special relativity that will give us a new way of describing physical phenomena.

I wish to stress now that this article stems from the reinterpretation and summary of some of the works of of the independant researcher Gabriel Lafréniere (1942-2012) ¹

As a tribute to Hendrik Lorentz (1853-1928) and his works upon which I build mine, I will name mobile reference frames "Lorentz reference frames".

Note : See also the english version : "A new approach to relativity"

1. <http://web.archive.org/web/20110901222346/http://glafreniere.com:80/matter.htm>

Introduction

Le document présent a pour but de réinterpréter le principe de relativité en physique. Il s'agit d'un sens alternatif à celui communément accepté depuis la théorie de la relativité restreinte basée sur les travaux d'Albert Einstein (1879-1955)

Au cœur de notre réflexion, nous questionnerons l'un des postulats centraux de la relativité restreinte, consistant à admettre l'invariance de la vitesse de la lumière dans tous les référentiels galiléens ainsi que sa conséquence : la relativité de l'espace et du temps.

Pour ce faire, nous considérerons que l'espace ne se réduit pas à un lieu géométrique, mais qu'il s'apparente plutôt à un milieu physique auquel on peut appliquer les règles de la géométrie. Nous appellerons cet espace le milieu d'onde. Ainsi, la vitesse de la lumière serait une constante de propagation et une propriété intrinsèque du milieu d'onde.

Alors que tout dans l'univers est en mouvement, la position privilégiée d'observateur au repos dans le milieu d'onde nous est par définition inaccessible, mais nous la supposerons a priori. Les observations qu'il est possible de mener dans l'ensemble des référentiels - mobiles par nature - seraient donc relatives, par opposition au caractère absolu des phénomènes observés.

Nous verrons que cette hypothèse, qui peut sembler gratuite voire anachronique au regard des discussions scientifiques du siècle passé, permet de formuler un principe de relativité revisité offrant une nouvelle explication des phénomènes physiques en comparaison de la théorie de la relativité restreinte actuelle.

Je souhaite dès à présent souligner que ce document est le résultat d'une relecture et d'une synthèse d'une partie des travaux du chercheur indépendant Gabriel Lafrènière (1942-2012) ¹

En hommage à Hendrik Lorentz (1853-1928) et à ses travaux sur lesquels je me base, je nommerai les référentiels mobiles « référentiels de Lorentz ».

1. <http://web.archive.org/web/20110901222346/http://glafreniere.com:80/matter.htm>

Remerciements

- A Paul Meier ² , dont les travaux épistémologiques ont suscité mon envie de revisiter l'histoire des idées dans les sciences
- Un remerciement aux administrateurs du General Science Journal ³ , et à l'accueil enthousiaste de Thierry De Mees en particulier

2. <http://sys.theme.free.fr/>

3. <http://www.gsjournal.net/>

Table des matières

Abstract	v
Introduction	vii
Remerciements	ix
1 Référentiel de Lorentz	1
1.1 Un peu d'histoire	1
1.2 Présentation simplifiée du montage interférométrique de Michelson et Morley	2
1.3 Les équations de Lorentz	3
1.3.1 Présentation	3
1.3.2 Equations de Lorentz inverse	8
1.3.3 Etude différentielle des équations de Lorentz	10
1.3.4 Changement de référentiel de Lorentz	12
1.3.5 Etude différentielle des équations de Lorentz avec deux référentiels mobiles	15
1.3.6 Interprétation des équations de composition des vitesses	17
Sens physique des valeurs exprimées	17
Synthèse des vitesses relatives - Tableau 1	18
Discussion	18
1.4 Étude de l'interféromètre selon les équations de Lorentz	19
1.4.1 Le bras transversal est au repos $v = 0; \beta = 0; g = 1$	20
1.4.2 Le bras transversal est en mouvement à la vitesse normalisée $\beta = v/c$	21
1.4.3 Conclusion pour l'étude transversale	23
1.4.4 Le bras longitudinal est au repos : $v = 0; \beta = 0; g = 1$	23
1.4.5 Le bras longitudinal est en mouvement à la vitesse normalisée $\beta = v/c$	24
1.4.6 Conclusion pour l'étude longitudinale	26
1.4.7 Tableaux récapitulatifs des situations	26
Longueurs longitudinales - Tableau 2	26
Longueurs transversales - Tableau 3	27
Vitesse longitudinale - Tableau 4	27
Vitesse transversale - Tableau 5	27
1.4.8 Discussion autour des paradoxes de la relativité restreinte	27
Le paradoxe du miroir	27
Le paradoxe des jumeaux	28
2 L'effet Doppler	31
2.1 Rappels sur l'effet Doppler classique	31
2.1.1 L'émetteur et le récepteur sont au repos	32

2.1.2	L'émetteur est en mouvement de rapprochement (d'éloignement), le récepteur au repos	33
2.1.3	L'émetteur est en mouvement, le récepteur en mouvement associé sur l'axe transversal	34
2.1.4	L'émetteur est au repos, le récepteur en éloignement	35
2.1.5	L'émetteur est au repos, le récepteur en mouvement de rapprochement	36
2.1.6	L'émetteur et le récepteur sont de mouvements différents, le récepteur est sur l'axe du mouvement	37
2.1.7	L'émetteur est en mouvement, le récepteur en mouvement associé sur l'axe longitudinal	38
2.2	L'effet Doppler relativiste	39
2.2.1	Cas de l'émetteur en mouvement et du récepteur au repos	39
2.2.2	Cas de l'émetteur au repos et du récepteur en mouvement	41
2.2.3	Interprétation physique de l'effet Doppler relativiste	42
2.2.4	Discussion	42
2.3	Retour sur l'interféromètre de Michelson et Morley	44
2.3.1	Le bras longitudinal est au repos	44
2.3.2	Le bras longitudinal est en mouvement	44
2.3.3	Le bras transversal est au repos	45
2.3.4	Le bras transversal est en mouvement	46
2.3.5	Conclusion	46
3	Structure de la matière	49
3.1	Hypothèse sur la structure de la matière	49
3.2	Ondes stationnaires dans le réseau d'atomes au repos	50
3.2.1	représentation schématique	50
3.2.2	Longueur de l'onde stationnaire transversale dans le réseau d'atomes au repos	50
3.2.3	Longueur de l'onde stationnaire longitudinale dans le réseau d'atomes au repos	50
3.3	Ondes stationnaires dans le réseau d'atomes en mouvement	51
3.3.1	représentation schématique	51
3.3.2	Longueur de l'onde stationnaire transversale dans le réseau d'atomes en mouvement	51
3.3.3	Longueur de l'onde stationnaire longitudinale dans le réseau d'atomes en mouvement	52
3.4	Conséquences sur les dimensions de la matière	52
3.5	Discussion	53
4	Conclusion générale	55
A	Mécanique Doppler	57
A.1	Notion de masse active et de masse réactive	57
A.1.1	Bilan énergétique pour l'objet au repos	58
A.1.2	Bilan énergétique pour l'objet en mouvement	59
A.1.3	Application des notions de masses actives et réactives au choc élastique élémentaire	60
	Représentation classique	60
	Représentation selon les ondes de matière	62
A.2	Discussion	63

A.3 L'énergie cinétique	63
B L'effet Doppler relativiste lorsque l'émetteur et le récepteur sont en mouvement	67
C Références - Bibliographie	69
D A propos	71

Chapitre 1

Référentiel de Lorentz

1.1 Un peu d'histoire

Depuis Newton et jusqu'à la théorie de la relativité d'Albert Einstein, les scientifiques postulaient l'existence d'un milieu de propagation des ondes : l'éther. Celui-ci devait être doté de propriétés physiques rendant cette propagation possible, comme une onde acoustique a besoin de l'atmosphère pour se propager, par exemple.

Les travaux de Michelson et Morley visant à montrer l'existence de l'éther par ses effets escomptés sur la propagation des ondes lumineuses échouèrent. Un consensus s'établit quant à l'inexistence de l'éther en même temps qu'Albert Einstein apportait une explication aux résultats de ces expériences sans avoir recours à l'éther. Le pouvoir explicatif des travaux d'Albert Einstein conduisirent au consensus actuel postulant l'inexistence de l'éther, bien que rien ne fut définitivement confirmé ou infirmé en la matière ²

Hendrik Lorentz, contemporain d'Albert Einstein, développait une autre intuition en supposant que l'interféromètre subissait les mêmes effets que la lumière dont il était supposé mesurer la vitesse et le mouvement ³. Il dut par la suite abandonner cette hypothèse, faute de preuve pour confirmer son hypothèse

Cette hypothèse a néanmoins repris de la vigueur depuis les travaux sur la mécanique ondulatoire de Louis De Broglie (1892-1987) ⁴, laissant entrevoir l'hypothèse d'une structure ondulatoire de la matière. Si la matière est faite d'ondes, on pourrait en effet imaginer avec Lorentz que celle-ci puisse être influencée de la même manière que les ondes.

2. L'éther et la théorie de la relativité (1920)

3. The Michelson-Morley Experiment and the Dimensions of Moving Bodies (1921)

4. Recherches Sur La Théorie Des Quanta (1925)

1.2 Présentation simplifiée du montage interférométrique de Michelson et Morley

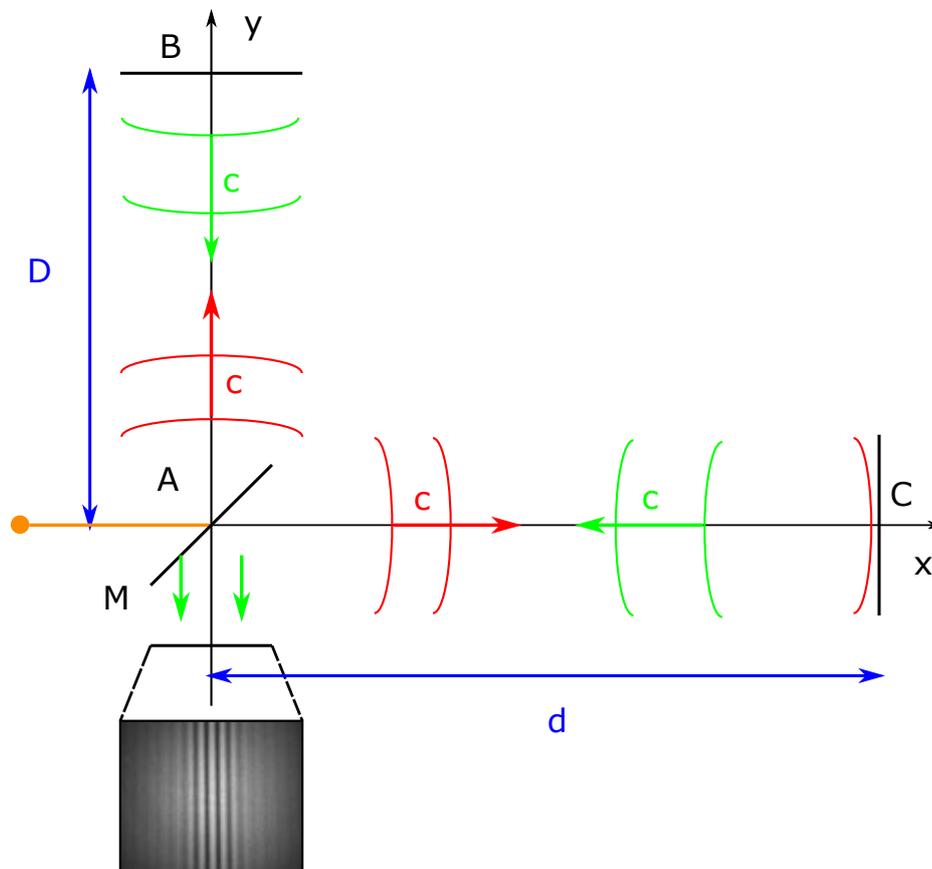


Figure 1.1 :
Schéma simplifié du montage de Michelson et Morley

Le montage interférométrique présente deux bras schématiquement représentés par [AB] et [AC]. Un miroir semi-réfléchissant divise une source lumineuse primaire en deux faisceaux de même fréquence et parfaitement en phase. A l'issue de leurs trajets allers et retours respectifs, ils reviennent sur le miroir semi-réfléchissant qui dirige les deux faisceaux vers une plaque où leur figure d'interférence est constatée.

Le principe du dispositif consiste à régler le montage finement jusqu'à obtenir une figure d'interférence classique de deux faisceaux parfaitement en phase. Ensuite, il s'agit de relever la figure d'interférence dans la durée en maintenant le système en position ou en le faisant pivoter, de manière à altérer la figure d'interférence initialement obtenue à la faveur de la vitesse de la Terre qui est en mouvement, et donc du montage qui lui est mécaniquement lié. L'altération de cette figure d'interférence devait s'illustrer par une modification des différences de phase des signaux aboutissant à la plaque. Cela aurait permis de mettre en évidence l'influence du milieu d'onde sur leur propagation.

L'expérience de Michelson et Morley a toujours échoué à faire varier la figure interférométrique initialement obtenue. La première conclusion tirée de cette expérience fut qu'il n'y a pas de vent d'éther pour influencer la propagation des ondes, dont la vitesse est identique dans toutes les directions. Notons néanmoins pour la suite

que, ne pas avoir prouvé l'existence d'un éther ou milieu d'onde n'est pas synonyme d'avoir prouvé son inexistence.

Néanmoins, les prolongements de ces observations permirent d'établir le corpus théorique actuel de la relativité restreinte, postulant l'invariance de la vitesse de la lumière dans tous les référentiels galiléens tout en faisant l'économie de l'hypothèse de l'éther.

1.3 Les équations de Lorentz

1.3.1 Présentation

Nous allons désormais présenter les équations de transformations de Lorentz sous une forme alternative de leur expression historique⁵, en tâchant d'attribuer aux variables d'espace et de temps le sens physique que Hendrik Lorentz et Henri Poincaré leur accordaient. Nous montrerons en quoi la compréhension de ces équations peut différer des interprétations d'Albert Einstein qui a utilisé les équations de Lorentz pour fonder la mécanique relativiste, mais en attribuant un sens différent aux variables qu'elles associent.

L'expression alternative des équations de Lorentz que nous utiliserons est la suivante :

$$x' = g \cdot x + \beta \cdot t$$

$$t' = g \cdot t - \beta \cdot x$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

Avec :

$$\beta = \frac{v}{c}$$

β : Vitesse de l'objet normalisée selon c

$$g = \sqrt{1 - \beta^2}$$

g : Facteur de Lorentz

Selon ces équations, la variable x correspond à la coordonnée d'un élément matériel dans un référentiel au repos absolu. La variable x' , quant à elle, représente la coordonnée, rapportée à ce même référentiel au repos, de l'élément matériel en mouvement selon la vitesse normalisée $\beta = v/c$.

Nous utiliserons les notations suivantes :

5. Hendrik Lorentz - Electromagnetic Phenomena in a System Moving with Any Velocity Smaller than that of Light (1904)

u_x : Unité de mesure des longueurs dans le référentiel au repos

u_t : Unité de mesure des durées dans le référentiel au repos

$g.u_x$: Unité de mesure des longueurs dans le référentiel en mouvement β

$g.u_t$: Unité de mesure des durées dans le référentiel en mouvement β

En termes de représentation complète du référentiel mobile R' ou référentiel de Lorentz, on peut considérer que ses unités de mesure des longueurs et des durées sont affectées du facteur g , tandis qu'il se déplace à la vitesse β par rapport au référentiel R au repos.

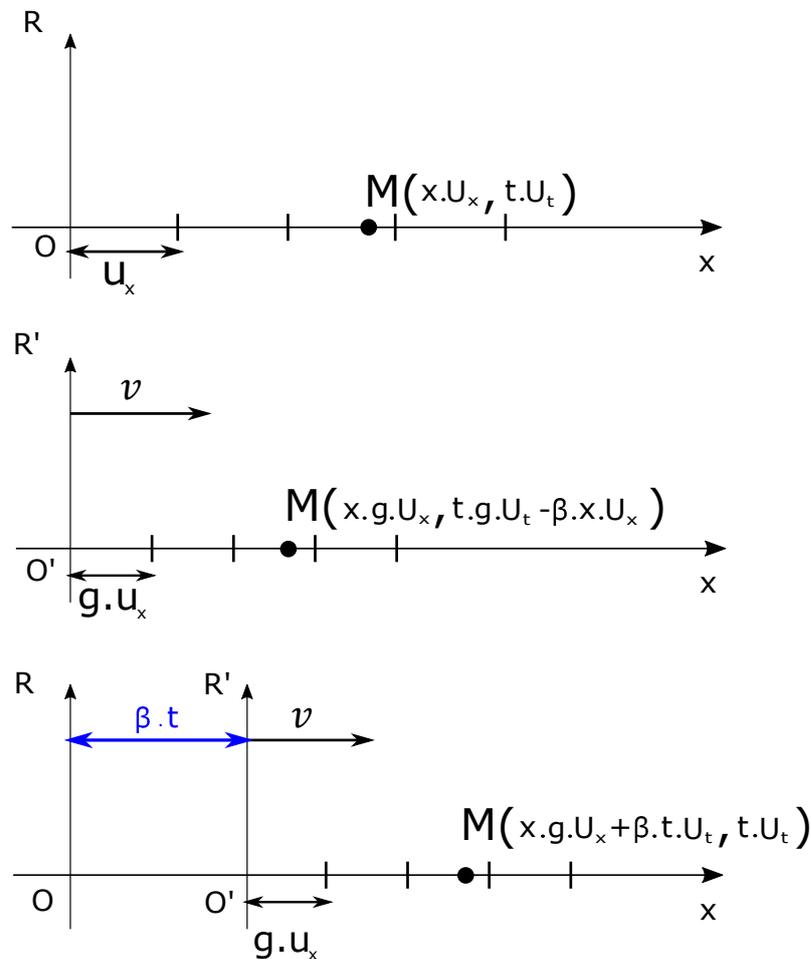


Figure 1.2 :

1.2.1 : Coordonnées de M au repos dans le référentiel au repos R

1.2.2 : Coordonnées de M , animé de la vitesse β , dans le référentiel en mouvement R' à la même vitesse β

1.2.3 : Coordonnées de M à la vitesse β dans le référentiel au repos R

Remarques :

- L'unité de mesure des longueurs est normalisée selon la vitesse de la lumière, on exprimera donc x en secondes-lumière

- β est le ratio de vitesse ramené à la vitesse de la lumière c
- Quant à l'unité de mesure du temps, il s'agit naturellement de la seconde

Dans le cas d'un objet matériel animé de la vitesse normalisée β et compris comme un ensemble de n éléments matériels reliés entre eux et de coordonnées spatiales (x_n) au repos on obtient, conformément aux équations de Lorentz, un ensemble de n éléments de coordonnées spatiales (x'_n) rapportées au référentiel fixe. Quant à la variable t , elle correspond au temps relevé dans le référentiel au repos pour la coordonnée x de l'élément matériel. La variable t' représente le temps local mesuré par un observateur associé au mouvement de l'élément matériel.

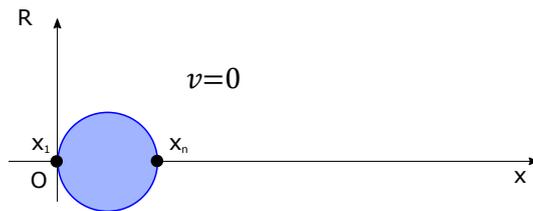


Figure 1.5 :
 $t = 0$
 $(x_1, t) = (0, 0)$
 $(x_n, t) = (x_n, 0)$

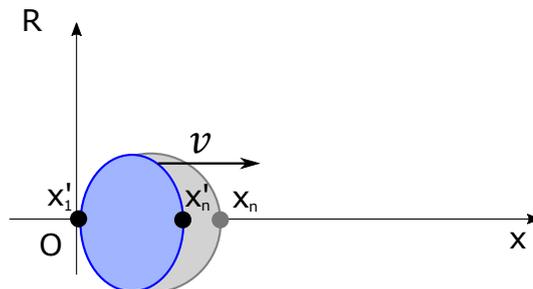


Figure 1.6 :
 $t = 0$
 $(x'_1, t') = (0, 0)$
 $(x'_n, t') = (g \cdot x_n, -\beta \cdot x_n)$

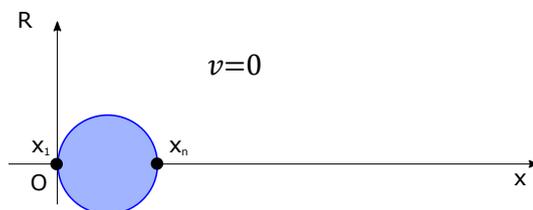


Figure 1.7 :
 Quelque soit t
 (x_1, t)
 (x_n, t)

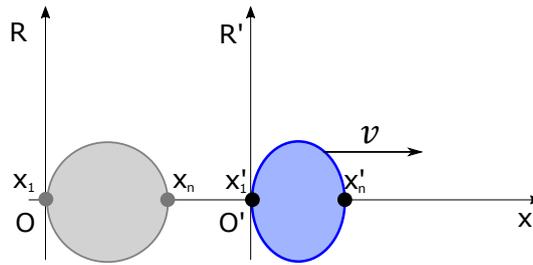


Figure 1.8 :

Quelque soit t

$$(x'_1, t') = (\beta.t, g.t)$$

$$(x'_n, t') = (g.x_n + \beta.t, g.t - \beta.x_n)$$

- Coordonnées d'un point de l'objet en mouvement dans le référentiel au repos :

$$(x'_n, t)$$

- Coordonnées d'un point de l'objet en mouvement dans le référentiel en mouvement :

$$(g.x_n, t')$$

- Si on considère l'objet dans sa longueur, on a dans le référentiel au repos :

$$x'_n - x'_1 = g.x_n + \beta.t - (g.x_1 + \beta.t)$$

$$x'_n - x'_1 = g.(x_n - x_1)$$

- Si on considère l'objet dans sa longueur, on a dans le référentiel en mouvement :

$$g.x_n - g.x_1 = g.(x_n - x_1)$$

=> La longueur de l'objet en mouvement est :

$$d' = g.d$$

Ainsi, il ne s'agit plus de considérer que l'espace se contracte ou se dilate, mais plutôt de formuler en équation un phénomène physique bien réel : celui de la contraction des dimensions des objets matériels dans le sens de leur mouvement ⁶.

6. Henri Poincaré - La Mécanique Nouvelle (1913)

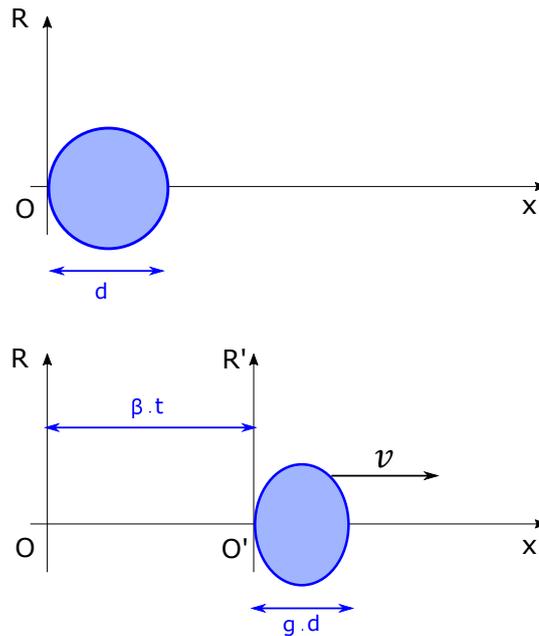


Figure 1.9 : Contraction de l'objet dans le sens de son mouvement

Si l'on s'intéresse désormais aux mesures de durées, on a dans le référentiel en mouvement :

$$t'_{x'_n} - t'_{x'_1} = g.t - \beta.x_n - g.t$$

$$t_{x'_n} - t_{x'_1} = -\beta.x_n$$

Nous constatons donc un décalage horaire des horloges qui mesurent les durées le long de l'objet en mouvement. Si l'on considère l'objet sur sa longueur, le décalage horaire ou décalage de phase d'un bout à l'autre de l'objet sera :

$$\phi = -\beta.d$$

Par ailleurs, il ne s'agit plus de considérer que le temps se contracte ou se dilate, comme on le conçoit en relativité restreinte, mais plutôt de formuler en équation un phénomène physique : le ralentissement des mécanismes de la matière lorsque celle-ci est en mouvement⁶.

6. Gabriel Lafrénière - Les Transformations de Lorentz (2011)

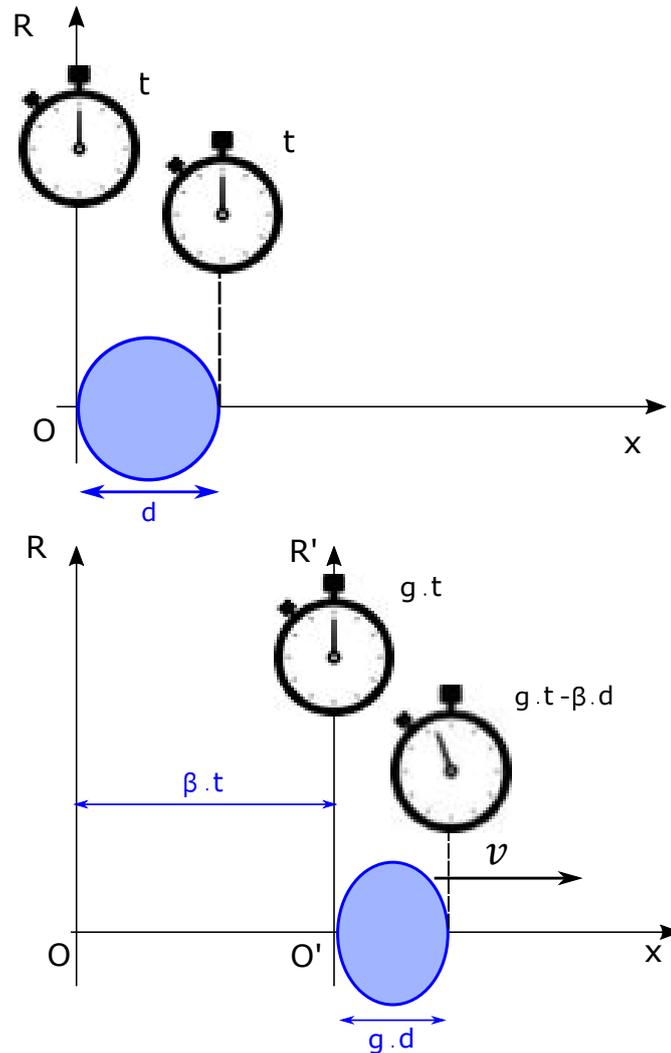


Figure 1.10 : Décalage de phase/horaire entre deux horloges situées en deux points différents de l'objet en mouvement

Comme conséquence du ralentissement des mécanismes de la matière, nous postulons qu'un émetteur de fréquence f au repos émettra, lorsqu'il est en mouvement, sur la fréquence $g.f$.

$$f' = g.f$$

La longueur de l'onde émise sera donc :

$$\lambda' = \lambda/g$$

1.3.2 Equations de Lorentz inverse

Les équations de Lorentz et leur forme inversée donnent :

$$x' = g.x + \beta.t$$

$$t' = g.t - \beta.x$$

$$x = g.x' - \beta.t'$$

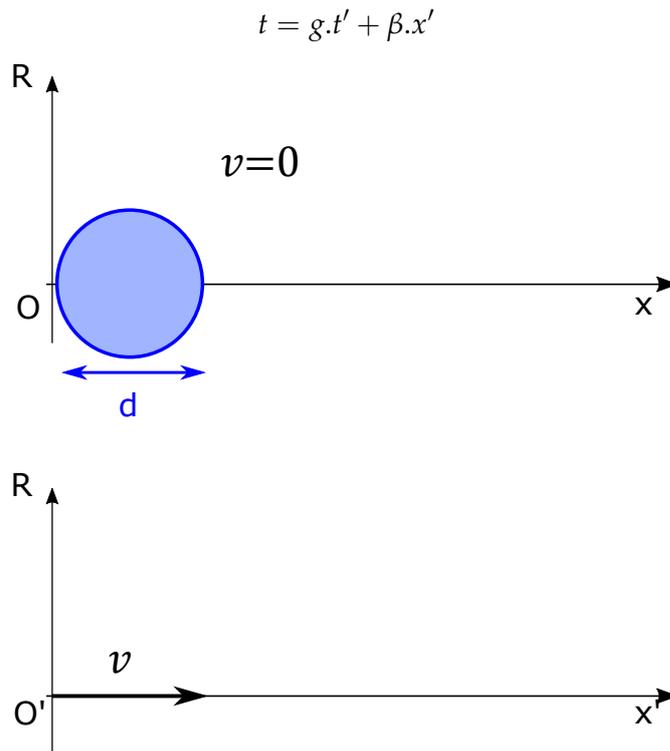


Figure 1.11 : L'observateur est en mouvement et l'objet est immobile

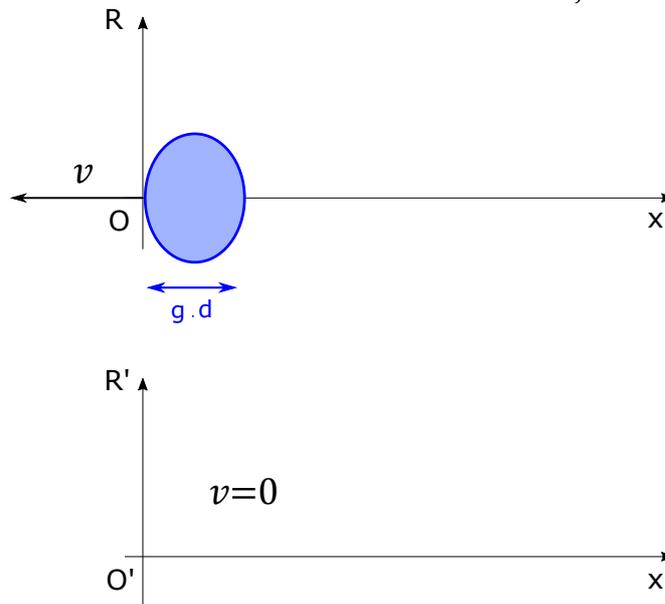


Figure 1.12 : Relativité des observations : l'observateur se considère immobile et voit l'objet s'éloigner et se contracter

Pour un observateur O' en mouvement selon la vitesse normalisée β , la durée pour parcourir l'objet dans sa longueur est de $t = d/\beta$ si l'on exprime les distances en secondes-lumière, ce qui donne selon le temps mesuré dans son propre référentiel :

$$t = d/\beta$$

Ce qui donne le temps exprimé dans son propre référentiel pour O' :

$$t' = g.t = (g.d) / \beta$$

Par ailleurs la vitesse relative du référentiel au repos, du point de vue de l'observateur en mouvement à la vitesse β , est égale à β et de sens inverse. En valeur absolue, on a :

$$v' = v$$

$$\beta' = \beta$$

Pour l'observateur en mouvement, la longueur apparente de l'objet au repos est donc :

$$d' = g.d$$

Nous obtenons une de nos premières remarques concernant la relativité selon les équations de Lorentz. Du point de vue des observateurs

- Un observateur au repos voit un objet en mouvement se contracter selon $g.d$
- Un observateur en mouvement peut de bon droit, au nom de l'équivalence des observations, affirmer qu'il est immobile tandis que l'objet est en mouvement d'éloignement et qu'il se contracte selon : $g.d$

Par ailleurs :

- Un objet en mouvement se contracte effectivement selon : $g.d$
- Un objet au repos conserve sa longueur d , indépendamment des mesures de l'observateur en mouvement

=> Derrière l'équivalence des points de vue des deux observateurs, la réalité du phénomène n'est pas la même.

1.3.3 Etude différentielle des équations de Lorentz

Nous allons désormais faire une étude différentielle sur la base des équations de Lorentz et leur forme inverse afin d'établir des relations de vitesses.

$$x' = g.x + \beta.t(1)$$

$$t' = g.t - \beta.x(2)$$

$$x = g.x' - \beta.t'(3)$$

$$t = g.t' + \beta.x'(4)$$

A partir de (1) et (2) on peut écrire :

$$x = \frac{1}{g} \cdot (x' - \beta \cdot t) \quad (5)$$

et :

$$t = \frac{1}{g} \cdot (t' + \beta \cdot x) \quad (6)$$

A partir de (3) et (4) on peut écrire :

$$x' = \frac{1}{g} \cdot (x + \beta \cdot t') \quad (7)$$

et :

$$t' = \frac{1}{g} \cdot (t - \beta \cdot x') \quad (8)$$

La différentielle de (7) donne suivie d'une factorisation de dt' donne :

$$dx' = \frac{1}{g} \cdot \left(\frac{dx}{dt'} + \beta \right) \cdot dt'$$

La différentielle de (6) donne suivie d'une factorisation de dt' donne :

$$dt = \frac{1}{g} \cdot \left(1 + \beta \cdot \frac{dx}{dt'} \right) \cdot dt'$$

En effectuant le rapport, on obtient :

$$\frac{dx'}{dt} = \frac{\frac{dx}{dt'} + \beta}{1 + \beta \cdot \frac{dx}{dt'}}$$

Cette équation différentielle se simplifie naturellement puisque l'un des deux référentiels est au repos, d'où l'on a $dx = 0$ quelle que soit la base de temps considérée

$$\frac{dx}{dt'} = 0$$

Nous avons donc :

$$\frac{dx'}{dt} = \beta$$

On retrouve la vitesse de l'objet contracté dans le référentiel au repos, qui est égale à : β .

De la même façon :

La différentielle de (5) donne suivie d'une factorisation de dt donne :

$$dx = \frac{1}{g} \cdot \left(\frac{dx'}{dt} - \beta \right) \cdot dt$$

La différentielle de (8) donne suivie d'une factorisation de dt donne :

$$dt' = \frac{1}{\gamma} \cdot (1 - \beta \cdot \frac{dx'}{dt}) \cdot dt$$

En effectuant le rapport, on obtient :

$$\frac{dx}{dt'} = \frac{\frac{dx'}{dt} - \beta}{1 - \beta \cdot \frac{dx'}{dt}}$$

Cette équation différentielle se simplifie naturellement puisque l'un des deux référentiels est au repos, d'où l'on a $dx = 0$ quelle que soit la base de temps considérée

$$\frac{dx}{dt'} = 0$$

Nous avons donc :

$$\frac{dx'}{dt} = \beta$$

On retrouve la vitesse de l'objet contracté dans le référentiel au repos, qui est égale à : β .

1.3.4 Changement de référentiel de Lorentz

Nous allons désormais envisager les équations de transformation pour passer d'un référentiel mobile à un autre.

Considérons un objet de coordonnées (x_n, t) dans un référentiel au repos, ainsi que ses coordonnées (x'_{n1}, t) lorsqu'il est en mouvement à la vitesse normalisée $\beta_1 = v_1/c$. Considérons enfin les coordonnées (x'_{n2}, t) de l'objet évoluant à la vitesse normalisée $\beta_2 = v_2/c$.

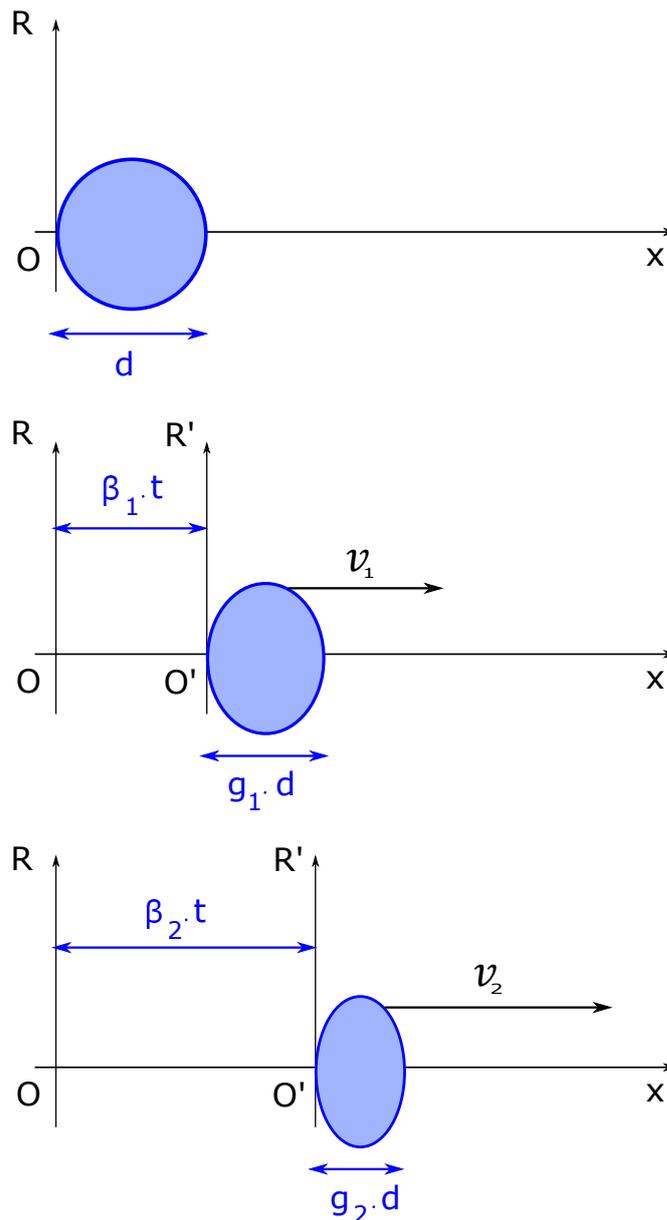


Figure 1.13 : On considère le même objet d'abord au repos, puis en mouvement selon β_1 , puis selon β_2

Concernant les dimensions de l'objet, on peut d'ores et déjà établir les relations suivantes :

$$d'_1 = g_1 \cdot d$$

$$d'_2 = g_2 \cdot d$$

$$d'_1 = \frac{g_1}{g_2} \cdot d'_2$$

Etant donné que les coordonnées de l'objet dans les référentiels en mouvements respectifs selon β_1 et β_2 peuvent être rapportées aux coordonnées dans le référentiel de l'objet au repos, nous pouvons établir leur relation grâce aux équations de Lorentz et leur forme inversée :

$$x'_1 = g_1 \cdot x + \beta_1 \cdot t(1)$$

$$t'_1 = g_1 \cdot t - \beta_1 \cdot x(2)$$

$$x'_2 = g_2 \cdot x + \beta_2 \cdot t(3)$$

$$t'_2 = g_2 \cdot t - \beta_2 \cdot x(4)$$

Equations inverses :

$$x = g_1 \cdot x'_1 - \beta_1 \cdot t'_1(5)$$

$$t = g_1 \cdot t'_1 + \beta_1 \cdot x'_1(6)$$

$$x = g_2 \cdot x'_2 - \beta_2 \cdot t'_2(7)$$

$$t = g_2 \cdot t'_2 + \beta_2 \cdot x'_2(8)$$

Avec :

$$\beta_1 = \frac{v_1}{c}$$

$$g_1 = \sqrt{1 - \beta_1^2}$$

Et :

$$\beta_2 = \frac{v_2}{c}$$

$$g_2 = \sqrt{1 - \beta_2^2}$$

En rapprochant (1) de (7), ainsi que (2) de (8), on obtient :

$$x'_1 = g_1 \cdot (g_2 \cdot x'_2 - \beta_2 \cdot t'_2) + \beta_1 \cdot (g_2 \cdot t'_2 + \beta_2 \cdot x'_2)$$

$$t'_1 = g_1 \cdot (g_2 \cdot t'_2 + \beta_2 \cdot x'_2) - \beta_1 \cdot (g_2 \cdot x'_2 - \beta_2 \cdot t'_2)$$

$$x'_1 = (g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot x'_2 + (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1) \cdot t'_2$$

$$t'_1 = (g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot t'_2 - (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1) \cdot x'_2$$

En rapprochant (5) de (3), ainsi que (6) de (4), on obtient :

$$x'_2 = g_2 \cdot (g_1 \cdot x'_1 - \beta_1 \cdot t'_1) + \beta_2 \cdot (g_1 \cdot t'_1 + \beta_1 \cdot x'_1)$$

$$t'_2 = g_2 \cdot (g_1 \cdot t'_1 + \beta_1 \cdot x'_1) - \beta_2 \cdot (g_1 \cdot x'_1 - \beta_1 \cdot t'_1)$$

$$x'_2 = (g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot x'_1 + (\beta_2 \cdot g_1 - \beta_1 \cdot g_2) \cdot t'_1$$

$$t'_2 = (g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot t'_1 - (\beta_2 \cdot g_1 - \beta_1 \cdot g_2) \cdot x'_1$$

Nous obtenons donc les éléments suivants :

* Lorsqu'un objet, de longueur d au repos, est en mouvement selon la vitesse normalisée β_1 :

- Sa longueur dans le référentiel au repos, qui correspond à la longueur réelle de l'objet en mouvement à la vitesse β_1 , est :

$$d'_1 = g_1 \cdot d$$

- Sa longueur mesurée dans un référentiel en mouvement selon la vitesse normalisée β_2 est :

$$(g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot d$$

* Lorsqu'un objet, de longueur d au repos, est en mouvement selon la vitesse normalisée β_2 :

- Sa longueur dans le référentiel au repos, qui correspond à la longueur réelle de l'objet en mouvement à la vitesse β_2 , est :

$$d'_2 = g_2 \cdot d$$

- Sa longueur mesurée dans un référentiel en mouvement selon la vitesse normalisée β_1 est :

$$(g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot d$$

Remarque : La longueur perçue d'un objet de vitesse β_1 depuis un référentiel de mouvement β_2 est égale à la longueur perçue du même objet à la vitesse β_2 depuis un référentiel de mouvement β_1

1.3.5 Etude différentielle des équations de Lorentz avec deux référentiels mobiles

Pour la composition des vitesses relatives entre les deux référentiels, par ailleurs en mouvement selon β_1 et β_2 dans le référentiel au repos, nous devons passer par une étude différentielle des équations trouvées. En nous inspirant de la première étude différentielle, nous posons :

$$G_{12} = g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2$$

$$B_{12} = \beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1$$

D'où l'on écrit à l'aide des équations établies précédemment :

$$x'_1 = G_{12}.x'_2 + B_{12}.t'_2(1)$$

$$t'_1 = G_{12}.t'_2 - B_{12}.x'_2(2)$$

$$x'_2 = G_{12}.x'_1 - B_{12}.t'_1(3)$$

$$t'_2 = G_{12}.t'_1 + B_{12}.x'_1(4)$$

A partir de (3) on écrit :

$$x'_1 = \frac{1}{G_{12}}.(x'_2 + B_{12}.t'_1)(5)$$

A partir de (4) on écrit :

$$t'_1 = \frac{1}{G_{12}}.(t'_2 - B_{12}.x'_1)(6)$$

A partir de (1) on écrit :

$$x'_2 = \frac{1}{G_{12}}.(x'_1 - B_{12}.t'_2)(7)$$

A partir de (2) on écrit :

$$t'_2 = \frac{1}{G_{12}}.(t'_1 + B_{12}.x'_2)(8)$$

La différentielle de (7) suivie d'une factorisation de dt'_2 donne :

$$dx'_2 = \frac{1}{G_{12}}.\left(\frac{dx'_1}{dt'_2} - B_{12}\right).dt'_2$$

La différentielle de (6) suivie d'une factorisation de dt'_2 donne :

$$dt'_1 = \frac{1}{G_{12}}.\left(1 - B_{12}.\frac{dx'_1}{dt'_2}\right).dt'_2$$

En faisant le rapport on obtient :

$$\frac{dx'_2}{dt'_1} = \frac{\frac{dx'_1}{dt'_2} - B_{12}}{1 - B_{12}.\frac{dx'_1}{dt'_2}}$$

$$\frac{dx'_2}{dt'_1} = \frac{\frac{dx'_1}{dt'_2} - (\beta_1.g_2 - \beta_2.g_1)}{1 - (\beta_1.g_2 - \beta_2.g_1).\frac{dx'_1}{dt'_2}}$$

La différentielle de (5) suivie d'une factorisation de dt'_1 donne :

$$dx'_1 = \frac{1}{G_{12}}.\left(\frac{dx'_2}{dt'_1} + B_{12}\right).dt'_1$$

La différentielle de (8) suivie d'une factorisation de dt'_1 donne :

$$dt'_2 = \frac{1}{G_{12}} \cdot \left(1 + B_{12} \cdot \frac{dx'_2}{dt'_1}\right) \cdot dt'_1$$

En faisant le rapport on obtient :

$$\frac{dx'_1}{dt'_2} = \frac{\frac{dx'_2}{dt'_1} + B_{12}}{1 + B_{12} \cdot \frac{dx'_2}{dt'_1}}$$

$$\frac{dx'_1}{dt'_2} = \frac{\frac{dx'_2}{dt'_1} + (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1)}{1 + (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1) \cdot \frac{dx'_2}{dt'_1}}$$

1.3.6 Interprétation des équations de composition des vitesses

Sens physique des valeurs exprimées

* β_1 : Vitesse du référentiel R1 du point de vue d'un référentiel au repos

* β_2 : Vitesse du référentiel R2 du point de vue d'un référentiel au repos

* $\frac{dx'_2}{dt'_1}$: Vitesse relative du référentiel R2 comparé à R1, que nous appellerons v'_{r2}

* $\frac{dx'_1}{dt'_2}$: Vitesse relative du référentiel R1 comparé à R2, que nous appellerons v'_{r1}

* Il n'est pas possible de mesurer β_1 et β_2 puisque ces valeurs impliquent les vitesses absolues des référentiels, seulement mesurables par un observateur dont la situation de repos est par définition inaccessible. Seules les vitesses relatives sont mesurables, conformément aux rélextions de Henri Poincaré à ce sujet ⁷

7. Sur la dynamique de l'électron (1905)

Synthèse des vitesses relatives - Tableau 1

		Vitesse relatives		
(β_2, g_2)	(β_1, g_1)	$(1, 0)$	$(0, 1)$	(β_1, g_1)
$(1, 0)$		$B_{12} = 0$	$B_{12} = -1$	$B_{12} = -g_1$
		$v'_{r1} = v'_{r2}$	$v'_{r1} = 1$	$v'_{r1} = \frac{v'_{r2} - g_1}{1 - g_1 \cdot v'_{r2}}$
		$v'_{r2} = v'_{r1}$	$v'_{r2} = -1$	$v'_{r2} = \frac{v'_{r1} + g_1}{1 + g_1 \cdot v'_{r1}}$
$(0, 1)$		$B_{12} = 1$	$B_{12} = 0$	$B_{12} = \beta_1$
		$v'_{r1} = -1$	$v'_{r1} = v'_{r2} = 0$	$v'_{r1} = \frac{v'_{r2} + \beta_1}{1 + \beta_1 \cdot v'_{r2}}$
		$v'_{r2} = 1$	$v'_{r2} = v'_{r1} = 0$	$v'_{r2} = \frac{v'_{r1} - \beta_1}{1 - \beta_1 \cdot v'_{r1}}$
(β_2, g_2)		$B_{12} = g_2$	$B_{12} = -\beta_2$	$B_{12} = \beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1$
		$v'_{r1} = \frac{v'_{r2} + g_2}{1 + g_2 \cdot v'_{r2}}$	$v'_{r1} = \frac{v'_{r2} - \beta_2}{1 - \beta_2 \cdot v'_{r2}}$	$v'_{r1} = \frac{v'_{r2} + (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1)}{1 + (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1) \cdot v'_{r2}}$
		$v'_{r2} = \frac{v'_{r1} - g_2}{1 - g_2 \cdot v'_{r1}}$	$v'_{r2} = \frac{v'_{r1} + \beta_2}{1 + \beta_2 \cdot v'_{r1}}$	$v'_{r2} = \frac{v'_{r1} - (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1)}{1 - (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1) \cdot v'_{r1}}$

Discussion

- Une vitesse égale à 1 correspond à 1 seconde-lumière par seconde, soit la vitesse de la lumière c .

- Lorsque l'un des référentiels atteint la vitesse de la lumière, la vitesse relative entre les référentiels ne dépasse jamais la vitesse de la lumière. On peut le vérifier facilement en étudiant les fonctions $y = \frac{x+g}{1+g \cdot x}$ ainsi que $y = \frac{x-g}{1-g \cdot x}$ lorsque x varie entre 0 et 1 et que le paramètre g est compris entre 0 et 1.

- Pour $\beta_1 = 0$ ($g_1 = 1$) et β_2 quelconque, on retrouve la formule reliant la vitesse d'un référentiel en mouvement par rapport à un référentiel au repos :

$$\frac{dx'_2}{dt'_1} = \frac{\frac{dx'_1}{dt'_2} + \beta_2}{1 + \beta_2 \cdot \frac{dx'_1}{dt'_2}}$$

Avec : $dx'_1 = 0$ (référentiel au repos) :

$$\frac{dx'_2}{dt'_1} = \frac{dx'_2}{dt} = \beta_2$$

- Pour $\beta_2 = 0$ ($g_2 = 1$) et β_1 quelconque, on retrouve la formule reliant la vitesse d'un référentiel en mouvement par rapport à un référentiel au repos :

$$\frac{dx'_2}{dt'_1} = \frac{\frac{dx'_1}{dt'_2} - \beta_1}{1 - \beta_1 \cdot \frac{dx'_1}{dt'_2}}$$

Avec : $dx'_2 = 0$ (référentiel au repos) :

$$\frac{dx'_1}{dt'_2} = \frac{dx'_1}{dt} = \beta_1$$

1.4 Étude de l'interféromètre selon les équations de Lorentz

Nous avons déjà déterminé les éléments suivants :

- Longueur d'un objet lorsqu'il est au repos
- Longueur d'un objet lorsqu'il est en mouvement
- Longueur perçue d'un objet en mouvement depuis un référentiel au repos
- Longueur perçue d'un objet au repos depuis un référentiel en mouvement
- Longueur perçue d'un objet en mouvement par rapport à un référentiel de mouvement différent

Pour des raisons triviales, nous n'avons pas traité la question de la hauteur de l'objet (sa dimension transversale au mouvement) puisque selon les équations de Lorentz, nous avons :

$$y' = y = D$$

C'est-à-dire que la hauteur de l'objet n'est pas affectée par la vitesse longitudinale. Par ailleurs, nous avons également :

$$dy' = dy = 0$$

La vitesse longitudinale n'a trivialement aucune influence sur son mouvement transversal.

Il nous reste à déterminer la mesure d'un objet en mouvement du point de vue d'un observateur associé au même mouvement. Pour ce faire, nous allons mettre en application les transformations de Lorentz aux cas de figure suivants :

- Durées de parcours d'un signal et distances parcourues sur le bras transversal de l'interféromètre au repos
- Comparaison de ces données avec la situation de l'interféromètre en mouvement
- Durées de parcours d'un signal et distances parcourues sur le bras longitudinal de l'interféromètre au repos
- Comparaison de ces données avec la situation de l'interféromètre en mouvement

1.4.1 Le bras transversal est au repos $v = 0; \beta = 0; g = 1$

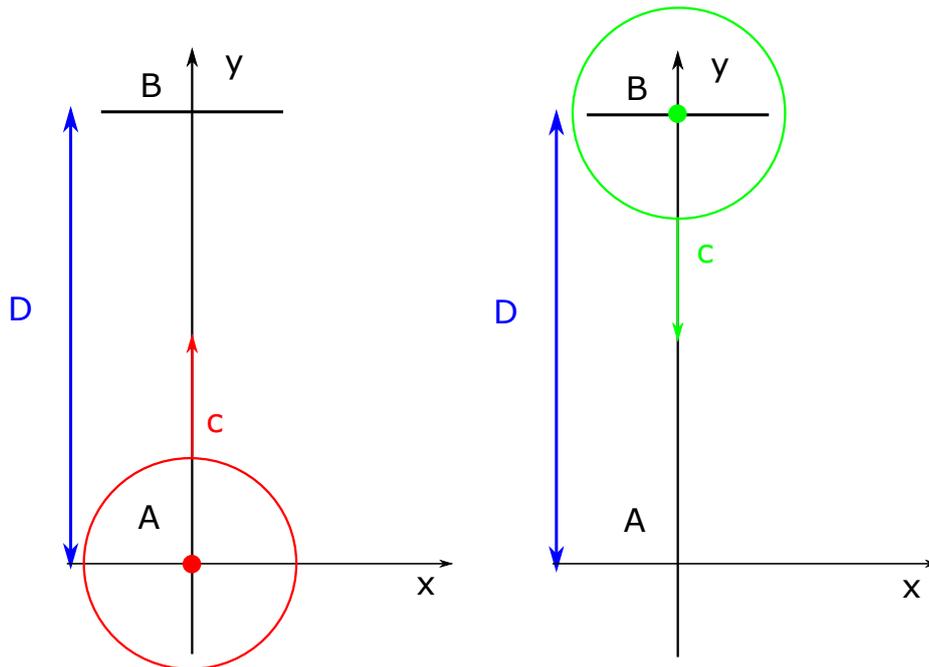


Figure 1.14 : Etapes 1 et 2 de l'aller-retour d'un signal optique

Durée nécessaire pour un signal optique de A à B :

$$t_1 = D$$

Durée nécessaire pour un signal optique de B à A :

$$t_2 = D$$

Durée d'aller-retour :

$$t = t_1 + t_2 = 2D$$

Remarque : Les distances et les longueurs sont exprimées en secondes-lumière

1.4.2 Le bras transversal est en mouvement à la vitesse normalisée $\beta = v/c$

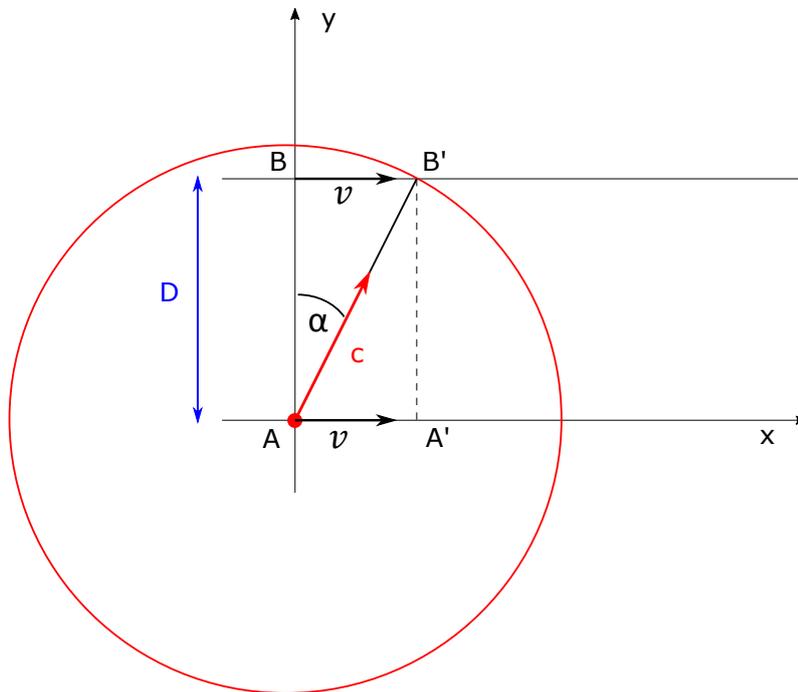


Figure 1.15 : Etape 1

La situation trigonométrique nous permet d'écrire :

$$\sin \alpha = \frac{v}{c} = \beta$$

$$\cos \alpha = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} = \sqrt{1 - \beta^2} = g$$

$$\cos \alpha = \frac{c \cdot D}{c \cdot t_1}$$

$$\cos \alpha = \frac{D}{t_1}$$

$$t_1 = \frac{D}{\cos \alpha}$$

$$t_1 = \frac{D}{g}$$

Temps nécessaire - conformément aux transformations de Lorentz -, au signal pour joindre B', exprimé dans le référentiel associé au bras en mouvement de AB vers A'B' :

$$t'_1 = g \cdot t_1$$

$$t'_1 = D$$

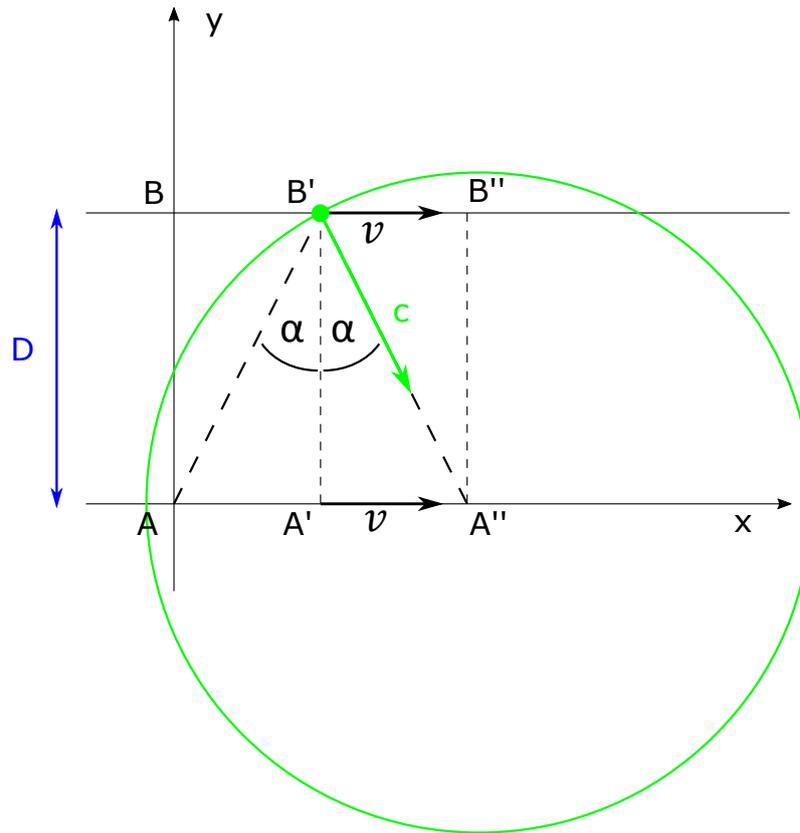


Figure 1.16 : Etape 2

Temps t_2 nécessaire au signal pour rejoindre A'' :

La composante longitudinale de C étant la même que précédemment, il en résulte que A'' se déplace vis-à-vis de B' de la même façon que A' s'est déplacé par rapport à B'

$$t_2 = \frac{D}{g}$$

Temps nécessaire - conformément aux transformations de Lorentz -, au signal pour joindre A'' , exprimé dans le référentiel associé au bras en mouvement :

$$t'_2 = g \cdot t_2$$

$$t'_2 = D$$

$$t'_1 + t'_2 = 2D$$

Remarques :

- La coordonnée initiale du point A dans le montage au repos est égale à zéro. Notre calcul de durée étant basé sur l'évolution du point A , l'expression : $t' = g \cdot t - \beta \cdot x$ se réduit dans ce cas particulier à : $t' = g \cdot t$

- Si λ est la longueur de l'onde de l'émetteur au repos, alors la longueur de l'onde émise lorsqu'il est en mouvement est égale à λ/g

1.4.3 Conclusion pour l'étude transversale

Les durées mesurées par un observateur au repos absolu sont identiques aux durées mesurées par un observateur associé au montage en mouvement. Du point de vue des observateurs :

- Un objet en mouvement transversal conserve sa longueur D
- Un objet en mouvement transversal aura pour longueur, selon l'observateur en mouvement : D

Par ailleurs :

- Un objet en mouvement conserve effectivement sa dimension transversale

=> Nous sommes dans le cas de figure particulier où il y a coïncidence des observations et des phénomènes.

On peut transposer notre démonstration à la situation où l'interféromètre est en mouvement à la vitesse $\beta_1 = v_1/c$ dans un premier temps, puis à la vitesse $\beta_2 = v_2/c$ dans un deuxième temps. La longueur mesurée du bras transversal en mouvement par les deux observateurs en mouvement sera dans les deux cas de figure égale à : D

1.4.4 Le bras longitudinal est au repos : $v = 0; \beta = 0; g = 1$

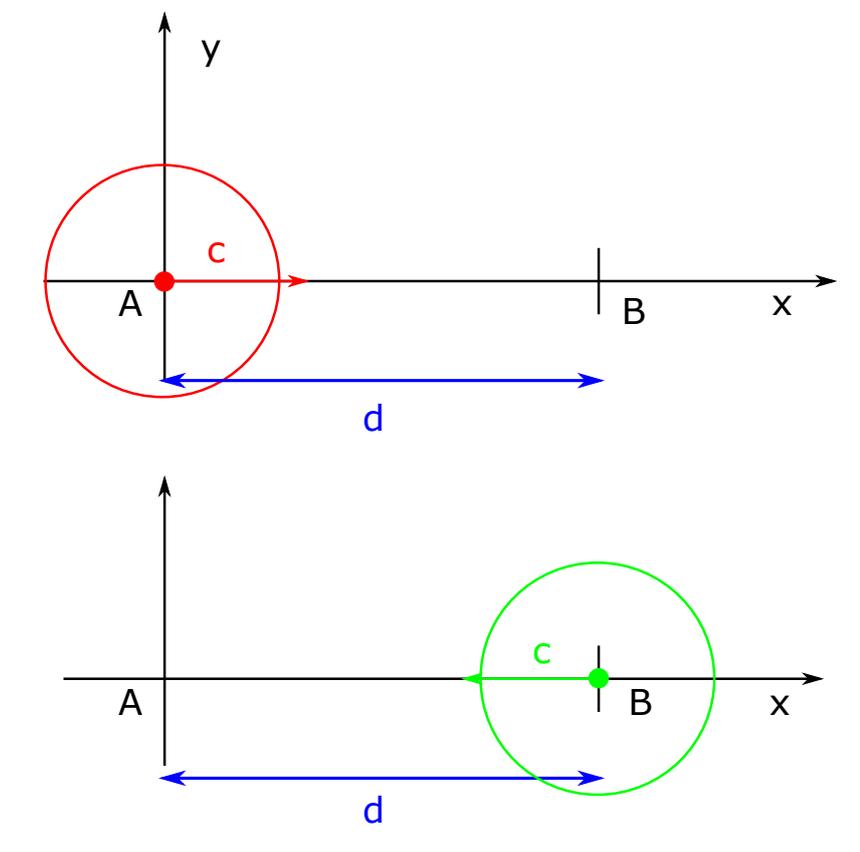


Figure 1.17 : Etapes 1 et 2

Durée nécessaire pour un signal optique de A à B :

$$t_1 = d$$

Durée nécessaire pour un signal optique de B à A :

$$t_2 = d$$

Durée d'aller-retour :

$$t = t_1 + t_2 = 2d$$

Remarque : Les distances et les longueurs sont exprimées en secondes-lumière

1.4.5 Le bras longitudinal est en mouvement à la vitesse normalisée $\beta = v/c$

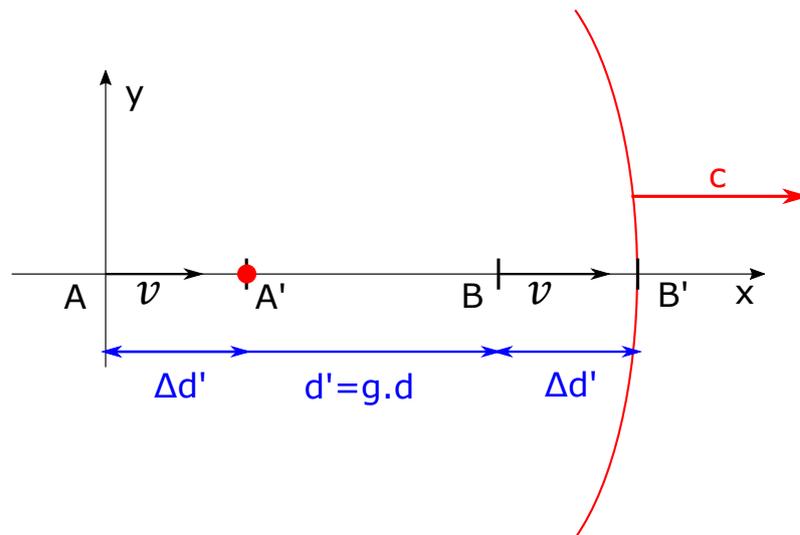


Figure 1.18 : Etape 1

Le bras est en mouvement, il se contracte, conformément aux transformations de Lorentz, d'un facteur g : $d' = g.d$

L'extrémité B du bras se déplaçant à la vitesse v , l'onde de vitesse c mettra le même temps pour rejoindre B' qu'il ne lui en faudrait pour rejoindre B à la vitesse normalisée $(1 - \beta)$

$$t_1 = \frac{g.d}{1 - \beta}$$

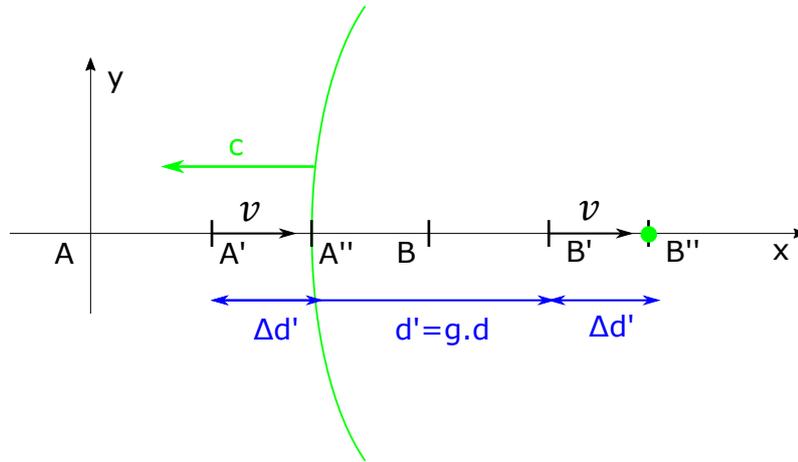


Figure 1.19 : Etape 2

Le bras est en mouvement, il se contracte, conformément aux transformations de Lorentz, d'un facteur g : $d' = g.d$

L'extrémité A' du bras se déplaçant à la vitesse v , l'onde de vitesse c mettra le même temps pour rejoindre A'' qu'il ne lui en faudrait pour rejoindre A' à la vitesse normalisée $(1 + \beta)$:

$$t_2 = \frac{g.d}{1 + \beta}$$

On obtient pour t_1 et t_2 :

$$\begin{aligned} t_1 + t_2 &= \frac{g.d}{1 - \beta} + \frac{g.d}{1 + \beta} \\ t_1 + t_2 &= g.d. \frac{1 + \beta + 1 - \beta}{(1 + \beta).(1 - \beta)} \\ t_1 + t_2 &= \frac{2g.d}{g^2} = \frac{2d}{g} \end{aligned}$$

Temps nécessaire - conformément aux transformations de Lorentz -, au signal pour rejoindre A'' , exprimé dans le référentiel associé au bras en mouvement :

$$\begin{aligned} t'_1 + t'_2 &= g.(t_1 + t_2) = g. \frac{2d}{g} \\ t'_1 + t'_2 &= 2d \end{aligned}$$

Remarques :

- La coordonnée initiale du point A dans le montage au repos est égale à zéro. Notre calcul de durée étant basé sur l'évolution du point A, l'expression : $t' = g.t - \beta.x$ se réduit dans ce cas particulier à : $t' = g.t$

- Si l'on considère que λ est la fréquence de l'émetteur au repos, la fréquence d'émission passe à λ/g Lorsque l'émetteur est en mouvement,

1.4.6 Conclusion pour l'étude longitudinale

Les durées mesurées par un observateur au repos absolu sont identiques aux durées mesurées par un observateur associé au montage en mouvement. Du point de vue des observateurs :

- Un objet en mouvement se contracte selon $g.d$ pour un observateur au repos, c'est-à-dire que $g.d$ est sa longueur que nous postulons réelle.
- Un objet en mouvement aura pour longueur d selon l'observateur en mouvement. Ce dernier peut de bon droit, au nom de l'équivalence des observations, affirmer qu'il est immobile tandis que l'observateur immobile est en mouvement d'éloignement.

Par ailleurs :

- Un objet en mouvement se contracte effectivement selon $g.d$

=> Derrière l'équivalence des points de vue des deux observateurs, la réalité du phénomène n'est pas la même.

On peut transposer notre démonstration à la situation où l'interféromètre est en mouvement à la vitesse $\beta_1 = v_1/c$ dans un premier temps, puis à la vitesse $\beta_2 = v_2/c$ dans un deuxième temps. La longueur mesurée du bras longitudinal en mouvement par les deux observateurs en mouvement sera dans les deux cas de figure égale à : d

En conclusion, l'interféromètre de Michelson et Morley, composé de deux bras disposés orthogonalement, ne fournira aucune différence de durée d'aller-retour, y compris lorsque sa vitesse relative varie. Si les signaux aller-retour longitudinaux et transversaux sont mis en phases dans une orientation donnée de l'interféromètre, alors une orientation différente de l'interféromètre n'aura aucune incidence sur la mise en phase des signaux. Avec une vitesse v_1 tout comme avec une vitesse v_2 , il chronométrera un temps égal à :

$2d$; d étant la longueur du bras considéré exprimé en secondes-lumière.

1.4.7 Tableaux récapitulatifs des situations

Longueurs longitudinales - Tableau 2

Longueurs longitudinales	Longueur estimée dans le référentiel au repos (longueur réelle)	Longueur estimée dans le référentiel R'1	Longueur estimée dans le référentiel R'2
Objet au repos	d	$g_1.d$	$g_2.d$
Objet de vitesse β_1	$d'_1 = g_1.d$	d	$(g_1.g_2 + \beta_1.\beta_2).d$
Objet de vitesse β_2	$d'_2 = g_2.d$	$(g_1.g_2 + \beta_1.\beta_2).d$	d

Longueurs transversales - Tableau 3

Longueurs transversales	Longueur estimée dans le référentiel au repos (longueur réelle)	Longueur estimée dans le référentiel R'1	Longueur estimée dans le référentiel R'2
Objet au repos			
Objet de vitesse β_1		D	
Objet de vitesse β_2			

Vitesse longitudinale - Tableau 4

Vitesse longitudinale	Vitesse estimée dans le référentiel au repos (longueur réelle)	Vitesse estimée dans le référentiel R'1	Vitesse estimée dans le référentiel R'2
Objet au repos	0	β_1	β_2
Objet de vitesse β_1	β_1	0	$v'_{r1} = \frac{v'_2 + (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1)}{1 + (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1) \cdot v'_{r2}}$
Objet de vitesse β_2	β_2	$v'_{r2} = \frac{v'_{r1} - (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1)}{1 - (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1) \cdot v'_{r1}}$	0

Vitesse transversale - Tableau 5

Vitesse transversale	Vitesse estimée dans le référentiel au repos (longueur réelle)	Vitesse estimée dans le référentiel R'1	Vitesse estimée dans le référentiel R'2
Objet au repos			
Objet de vitesse β_1		0	
Objet de vitesse β_2			

1.4.8 Discussion autour des paradoxes de la relativité restreinte

Le paradoxe du miroir

Le paradoxe du miroir imaginé par Albert Einstein consiste à se placer dans le cas où nous voyageons à une vitesse s s'approchant de la lumière avec un miroir devant nous. Selon la théorie classique de l'additivité des vitesses de la mécanique galiléenne, le reflet du visage du voyageur va finir par disparaître puisque la vitesse relative $(c - v)$ de l'enveloppe du visage pour aller au miroir va tendre vers zéro, pour finalement être égale à zéro si l'observateur atteint la vitesse de la lumière.

Albert Einstein va montrer en quoi sa compréhension de la relativité répond à ce paradoxe, en postulant l'invariance de la vitesse de la lumière dans tous les référentiels, dont la conséquence est une contraction de l'espace et une dilatation du temps.

Selon notre interprétation, la situation correspond exactement à la situation présentée pour le bras longitudinal de l'interféromètre en mouvement.

$$t'_1 = g.t_1 = \frac{g^2.d}{1-\beta} = d.(1+\beta)$$

$$t'_2 = g.t_2 = \frac{g^2.d}{1+\beta} = d.(1-\beta)$$

$$t'_1 + t'_2 = 2.d$$

Le temps d'aller-retour est constant quel que soit β , l'image du voyageur ne disparaît pas du miroir lorsque sa vitesse tend vers celle de la lumière.

Le paradoxe des jumeaux

Le paradoxe des jumeaux consiste à mettre deux jumeaux dans la situation suivante : l'un reste sur Terre, tandis que l'autre accélère pour voyager à une fraction non négligeable de la vitesse de la lumière. Puis il fait demi-tour et décélère pour retrouver son frère jumeau. La question est de savoir si les jumeaux ont conservé le même âge ou si le jumeau ayant voyagé revient plus jeune que son jumeau resté sur Terre, puisque le temps est censé se "contracter" pour le voyageur.

Selon notre compréhension des transformations de Lorentz, il n'y a pas de phénomène de dilatation du temps, mais plus trivialement de ralentissement des mécanismes à l'œuvre dans la matière en mouvement, si bien que le temps mesuré par un observateur associé au mouvement de son objet d'étude semblera plus lent.

Si l'on s'en tient à cette seule considération, alors le voyageur en mouvement vieillira naturellement moins vite, puisque ses rythmes biologiques ralentissent. De la même façon, toute horloge comptera le temps sur la base de mécanismes plus lent, elle affichera donc un temps cumulé intérieur à l'horloge au repos. Le fait d'accélérer le jumeau pour lui faire prendre de la vitesse puis de le faire décélérer sur le chemin du retour pour retrouver son jumeau n'est pas une situation symétrique : en phase d'accélération il y aura accélération du cumul de temps, et en phase de décélération il y aura décélération du cumul de temps. Dans cette deuxième phase, il n'y aura en aucun cas une évolution des durées venant compenser l'évolution sur le chemin de l'aller. Il s'agit d'un cumul de temps à caractère irréversible.

Si l'on intègre la seconde conséquence des transformations de Lorentz indiquant que la matière se contracte en même temps que ses mécanismes ralentissent, alors la situation devient plus difficile à trancher. En effet, si les mécanismes biologiques ralentissent en même temps que le corps se rapetisse, qu'en est-il du vieillissement ? De la même façon, si une horloge est basée sur un comptage de phénomène périodique, qu'en est-il du comptage si le phénomène ralentit en même temps que les distances se contractent ? Selon les transformations de Lorentz, la matière ne se contracte pas de façon isotrope, tandis que le phénomène de ralentissement des mécanismes est indépendant de toute orientation du phénomène périodique considéré, si bien que la situation reste en partie ambiguë. Si la contraction de l'objet était isotrope, nous pourrions envisager que les deux jumeaux vieillissent de façon identique et que deux horloges afficheront le même horaire lorsqu'elles seront à nouveau réunies.

Sans aucune contraction, nous pourrions envisager que le jumeau ayant voyagé aurait assurément vieilli moins vite que le jumeau resté au repos. Dans le cas intermédiaire présent, nous pencherons plutôt pour l'hypothèse d'un jumeau voyageur ayant tout de même vieilli plus vite que son jumeau resté immobile.

Chapitre 2

L'effet Doppler

2.1 Rappels sur l'effet Doppler classique

L'effet Doppler consiste en la modification d'une fréquence lorsque l'émetteur est en mouvement (effet Doppler absolu), ou encore en la perception d'un signal modifié en fréquence lorsque l'émetteur ou le récepteur sont en mouvement l'un par rapport à l'autre (effet Doppler relatif). Dans un premier temps nous étudions le cas non relativiste qui concerne les ondes non électromagnétiques, comme par exemple les ondes acoustiques. Nous utiliserons ensuite les équations de Lorentz pour passer à l'effet Doppler relativiste.

Pour la suite du chapitre, nous utiliserons les notations suivantes :

- * λ : longueur de l'onde de l'émetteur au repos
- * λ_{av} : longueur de l'onde avant de l'émetteur
- * λ_{ar} : longueur de l'onde arrière de l'émetteur
- * λ_r : longueur de l'onde telle que perçue par le récepteur

2.1.1 L'émetteur et le récepteur sont au repos

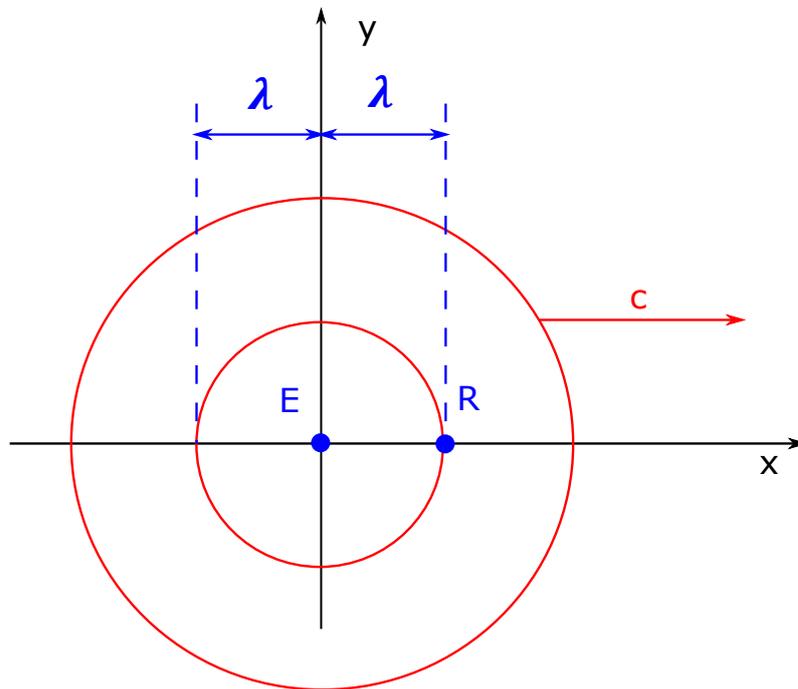


Figure 1.23 : L'émetteur et le récepteur sont immobiles

Le signal périodique de fréquence f et de longueur d'onde c/f parcourt la distance $2.c/f$ pour atteindre le récepteur. Le front suivant est à la distance c/f , évoluant à la même vitesse c :

$$f_{rec} = f_{em} = \frac{c}{\lambda}$$

$$\lambda_{av} = \lambda_{ar} = \lambda$$

$$\lambda_r = \lambda$$

2.1.2 L'émetteur est en mouvement de rapprochement (d'éloignement), le récepteur au repos

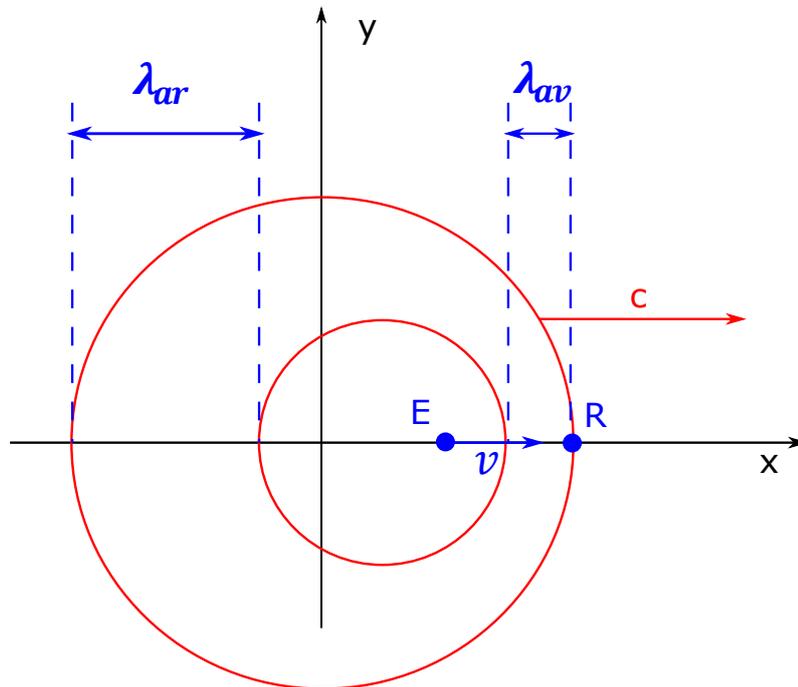


Figure 1.24 : L'émetteur est en mouvement (éloignement ou rapprochement) par rapport au récepteur

Le signal périodique de fréquence f et de longueur d'onde c/f parcourt la distance $2.c/f$ pour atteindre le récepteur. Le front suivant est à la distance $(c + v)/f$, évoluant à la même vitesse c :

$$\lambda_{av} = \frac{2.c}{f_{em}} - \frac{c + v}{f_{em}} = \frac{c - v}{f_{em}}$$

Par ailleurs :

$$f_{em} = \frac{c}{\lambda}$$

Ce qui donne :

$$\lambda_{av} = \lambda.(1 - \beta)$$

$$\lambda_r = \lambda_{av}$$

Selon un raisonnement similaire, nous trouverons pour l'onde arrière que :

$$\lambda_{ar} = \lambda.(1 + \beta)$$

$$\lambda_r = \lambda_{ar}$$

2.1.3 L'émetteur est en mouvement, le récepteur en mouvement associé sur l'axe transversal

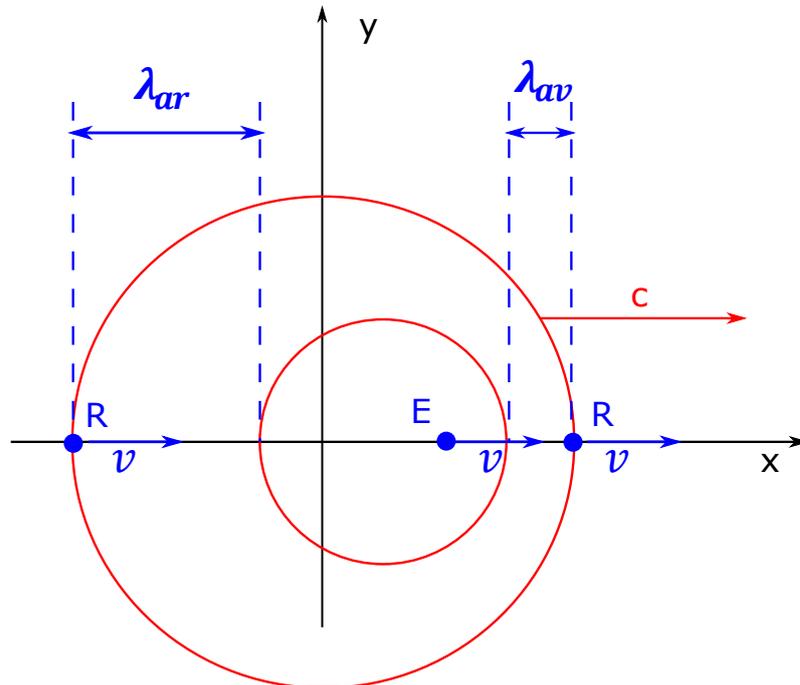


Figure 1.25 :

L'émetteur et le récepteur sont animés du même mouvement, le récepteur est sur l'axe du mouvement

L'effet Doppler dû au mouvement de l'émetteur est compensé par le mouvement du récepteur si l'on s'intéresse à la fréquence perçue par le récepteur.

$$\lambda_r = \lambda$$

En revanche, la longueur d'onde de l'émetteur est réellement modifiée par l'effet Doppler selon les valeurs suivantes :

$$\lambda_{av} = \lambda \cdot (1 - \beta)$$

$$\lambda_{ar} = \lambda \cdot (1 + \beta)$$

2.1.4 L'émetteur est au repos, le récepteur en éloignement

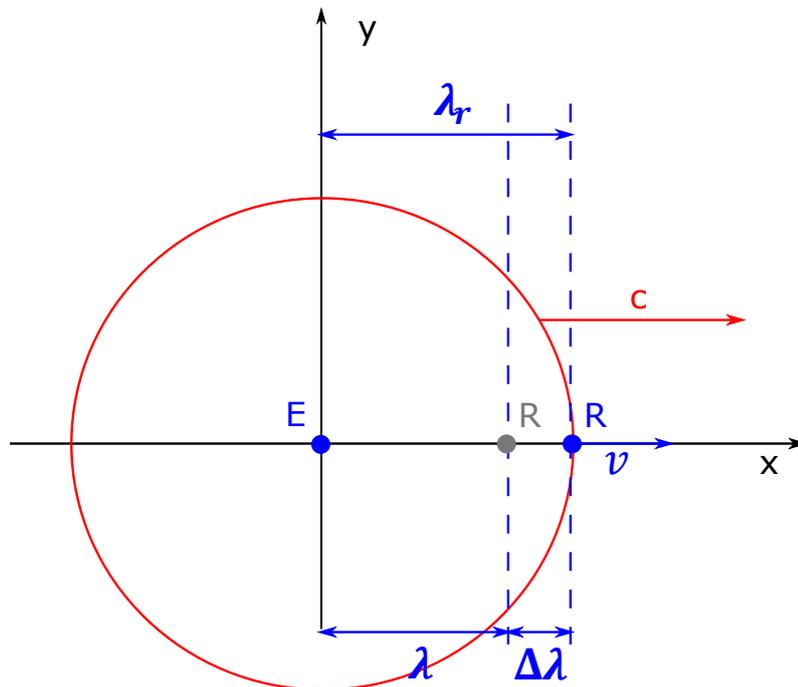


Figure 1.26 : Le récepteur s'éloigne de l'émetteur qui est immobile

Le récepteur en mouvement à la vitesse v parcourt la distance $\Delta\lambda$ tandis que le premier front d'onde avance à la vitesse c .

Le temps de parcours de la distance $\Delta\lambda$ équivaut au temps pour parcourir λ à la vitesse $(c - v)$

$$\Delta.t = \frac{\lambda}{c - v}$$

Ce qui donne pour $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda = v.\Delta.t = \lambda.\frac{v}{c - v}$$

La longueur d'onde arrière perçue par le récepteur vaut donc :

$$\lambda_r = \lambda + \Delta\lambda = \lambda\left(\frac{c - v + v}{c - v}\right) = \lambda.\frac{c}{c - v}$$

$$\lambda_r = \frac{\lambda}{1 - \beta}$$

L'émetteur étant immobile, on a par ailleurs :

$$\lambda_{av} = \lambda_{ar} = \lambda$$

2.1.5 L'émetteur est au repos, le récepteur en mouvement de rapprochement

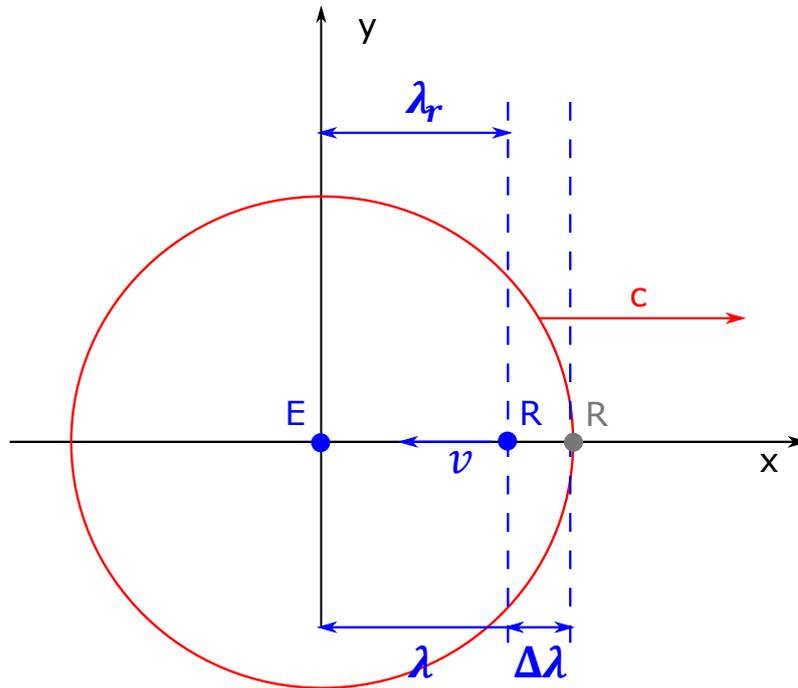


Figure 1.27 : Le récepteur se rapproche de l'émetteur qui est immobile

Le récepteur en mouvement à la vitesse v parcourt la distance $\Delta\lambda$ tandis que le premier front d'onde avance à la vitesse c .

Le temps de parcours de la distance $\Delta\lambda$ équivaut au temps pour parcourir λ à la vitesse $(c + v)$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{c + v}$$

Ce qui donne pour $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda = v \cdot \Delta t = \lambda \cdot \frac{v}{c + v}$$

La longueur d'onde avant perçue par le récepteur vaut donc :

$$\lambda_r = \lambda - \Delta\lambda = \lambda \left(\frac{c + v - v}{c + v} \right) = \lambda \cdot \frac{c}{c + v}$$

$$\lambda_r = \frac{\lambda}{1 + \beta}$$

L'émetteur étant immobile, on a par ailleurs :

$$\lambda_{av} = \lambda_{ar} = \lambda$$

2.1.6 L'émetteur et le récepteur sont de mouvements différents, le récepteur est sur l'axe du mouvement

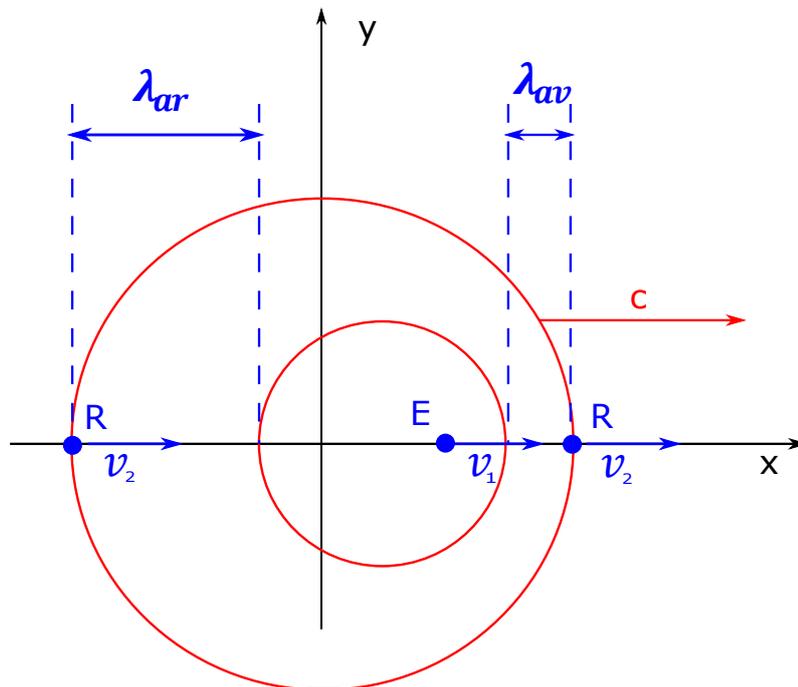


Figure 1.27 bis : L'émetteur et le récepteur sont de mouvements différents, le récepteur est sur l'axe du mouvement

Dans ce cas, il nous faut tenir compte de l'effet Doppler absolu sur la fréquence émise, et de l'effet Doppler relatif au niveau de la fréquence perçue par le récepteur

En vertu de l'effet Doppler absolu, la longueur de l'onde arrière émise par le récepteur est :

$$\lambda_{ar} = \lambda \cdot (1 + \beta_1)$$

En vertu de l'effet Doppler relatif combiné à l'effet Doppler absolu, la longueur de l'onde perçue par le récepteur en mouvement de rapprochement est donc :

$$\lambda_r = \lambda \cdot \frac{1 + \beta_1}{1 + \beta_2}$$

Selon un raisonnement similaire, la longueur de l'onde avant est :

$$\lambda_{av} = \lambda \cdot (1 - \beta_1)$$

La longueur de l'onde perçue par le récepteur avant en mouvement d'éloignement est donc :

$$\lambda_r = \lambda \cdot \frac{1 - \beta_1}{1 - \beta_2}$$

Remarque : Si l'émetteur et le récepteur ont des vitesses égales, soit $\beta_1 = \beta_2$, alors nous retrouvons : $\lambda_r = \lambda$

2.1.7 L'émetteur est en mouvement, le récepteur en mouvement associé sur l'axe longitudinal

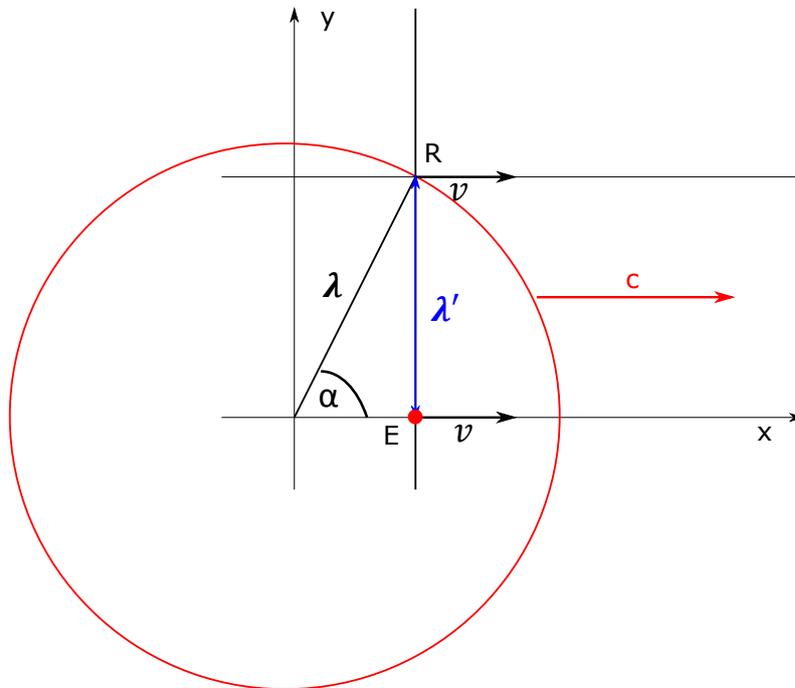


Figure 1.28 : L'émetteur et le récepteur sont animés du même mouvement, le récepteur est sur l'axe transversal passant par l'émetteur

A la deuxième émission de l'émetteur de fréquence $f = \frac{c}{\lambda}$, on obtient la situation trigonométrique suivante :

$$\sin \alpha = \frac{\lambda'}{\lambda}$$

Par ailleurs :

$$\cos \alpha = \frac{v}{c} = \beta$$

$$\sin \alpha = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha} = \sqrt{1 - \beta^2} = g$$

Soit :

$$\lambda' = g \cdot \lambda$$

Concernant la fréquence perçue par le récepteur, son mouvement identique à l'émetteur implique une compensation de l'effet Doppler : $\lambda_r = \lambda$

2.2 L'effet Doppler relativiste

Nous considérons que la deuxième équation de Lorentz relative aux durées respectives mesurées dans un référentiel au repos et en mouvement exprime le ralentissement des mécanismes au sein de la matière lorsqu'elle est en mouvement.

2.2.1 Cas de l'émetteur en mouvement et du récepteur au repos

Si l'on s'intéresse à un émetteur d'onde électromagnétique, nous postulons que celui-ci émet sur une fréquence ralentie du facteur de Lorentz $f' = g \cdot f$, ce qui revient à dire que la longueur de l'onde émise est égale à :

$$\lambda' = \frac{\lambda}{g}$$

Les équations de l'effet Doppler doivent donc être reprises telles qu'on les a trouvées dans le cas de l'effet Doppler classique, à ceci près que la fréquence de l'émetteur en mouvement a diminué d'un facteur g . On obtient pour l'effet Doppler relativiste les formules suivantes :

Pour l'onde arrière :

$$f_{ar} = \frac{g \cdot f}{1 + \beta} = f \cdot \frac{\sqrt{(1 - \beta) \cdot (1 + \beta)}}{\sqrt{(1 + \beta)^2}} = f \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

$$\lambda_{ar} = \frac{\lambda}{g} \cdot (1 + \beta) = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

Le récepteur étant au repos, la longueur de l'onde perçue est égale à la longueur de l'onde émise :

$$\lambda_r = \lambda_{ar}$$

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

Pour l'onde avant :

$$f_{av} = \frac{g \cdot f}{1 - \beta} = f \cdot \frac{\sqrt{(1 - \beta) \cdot (1 + \beta)}}{\sqrt{(1 - \beta)^2}} = f \cdot \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

$$\lambda_{av} = \frac{\lambda}{g} \cdot (1 - \beta) = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

Le récepteur étant au repos, la longueur de l'onde perçue est égale à la longueur de l'onde émise :

$$\lambda_r = \lambda_{av}$$

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

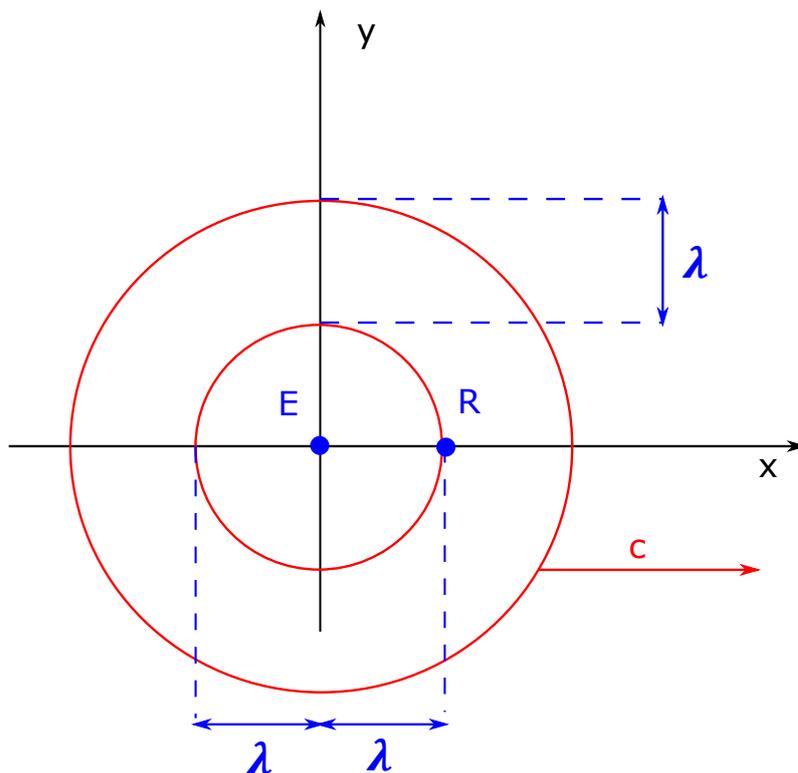


Figure 1.29 : Emetteur au repos

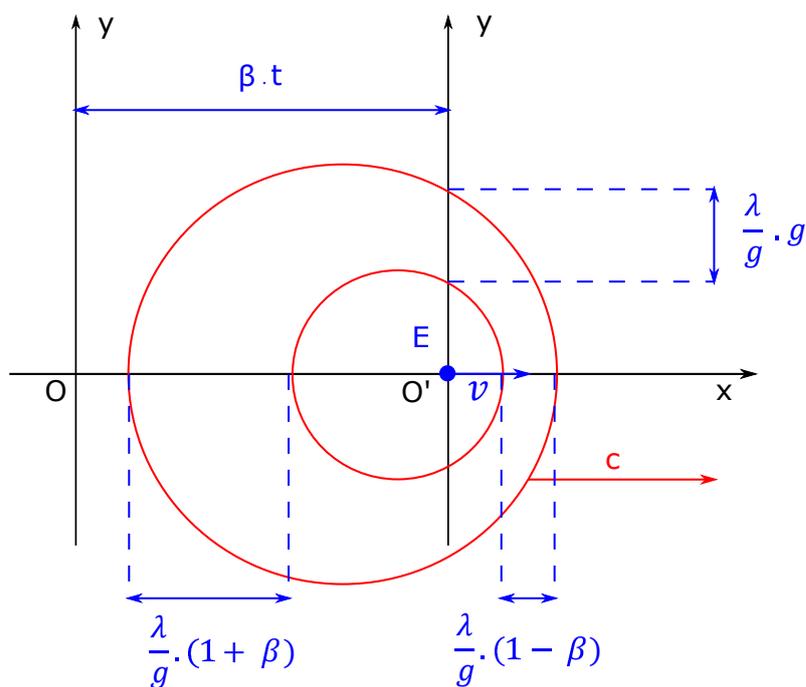


Figure 1.30 : Emetteur en mouvement

Remarques :

- La deuxième équation de Lorentz formule également un décalage horaire ou décalage de phase des horloges le long de l'axe du déplacement, ce qui selon nous se traduit par un décalage-retard égal à $\phi = -\beta \cdot d$ de l'émission située à l'avant d'un

groupe de deux émetteurs en mouvement selon β et séparés au repos d'une distance d .

- De façon surprenante et en vertu de l'effet Doppler classique combiné à l'effet relativiste, la longueur de l'onde sur l'axe transversal passant par l'émetteur est égale à :

$$\frac{\lambda}{g} \cdot g = \lambda$$

- L'effet Doppler relatif n'est pas l'effet Doppler relativiste. Par effet Doppler relatif, nous entendons la modification de la longueur d'onde perçue par un récepteur en mouvement alors que l'émetteur est au repos, par exemple. Nous pensons aussi à la constance de la fréquence perçue par un récepteur de même mouvement que l'émetteur alors que la fréquence est, en réalité, modifiée en raison du mouvement de l'émetteur. Quant à l'effet Doppler relativiste, il renvoie à l'effet Doppler dans le contexte d'une onde électromagnétique de vitesse c , et à l'influence de la vitesse de l'émetteur sur les longueurs et les périodes d'ondes émises. Bien que s'agissant de deux phénomènes distincts, ils peuvent néanmoins se combiner.

2.2.2 Cas de l'émetteur au repos et du récepteur en mouvement

Nous postulons qu'un récepteur d'onde électromagnétique en mouvement voit ses mécanismes internes ralentis. Lorsqu'il est en mouvement et qu'il reçoit un signal de fréquence f tout se passe, du point de vue de la mesure, comme si il recevait un signal de fréquence $g \cdot f$ en étant immobile. Les équations de l'effet Doppler doivent donc être reprises telles qu'on les a trouvées dans le cas de l'effet Doppler classique, en intégrant cette correction :

Lorsque le récepteur est en mouvement d'éloignement :

$$g \cdot f_r = f \cdot (1 - \beta)$$

$$f_r = f \cdot \frac{\sqrt{(1 - \beta)^2}}{\sqrt{(1 - \beta) \cdot (1 + \beta)}}$$

Par définition : $\lambda = c/f$ et $\lambda_r = c/f_r$

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

Lorsque le récepteur est en mouvement de rapprochement :

$$g \cdot f_r = f \cdot (1 + \beta)$$

$$f_r = f \cdot \frac{\sqrt{(1 + \beta)^2}}{\sqrt{(1 - \beta) \cdot (1 + \beta)}}$$

Par définition : $\lambda = c/f$ et $\lambda_r = c/f_r$

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

L'émetteur étant au repos, on a par ailleurs :

$$\lambda_{av} = \lambda_{ar} = \lambda$$

2.2.3 Interprétation physique de l'effet Doppler relativiste

D'une part :

- La longueur d'onde mesurée par le récepteur en mouvement de rapprochement, tandis que l'émetteur est immobile, est égale à la longueur d'onde mesurée par le récepteur immobile lorsque l'émetteur est en rapprochement

D'autre part :

- La longueur d'onde mesurée par le récepteur en mouvement d'éloignement, lorsque que l'émetteur est immobile, est égale à la longueur d'onde mesurée par le récepteur immobile lorsque l'émetteur est en éloignement

=> Il y a réciprocity complète des points de vue de l'observateur, que celui-ci soit en mouvement et la source immobile ou que celui-ci soit immobile et la source en mouvement

=> En revanche, il n'y a pas d'équivalence des effets puisque dans un cas, la fréquence de l'émetteur est affectée d'un facteur g (émetteur en mouvement) tandis que dans l'autre cas la fréquence de l'émetteur reste constante (émetteur au repos). L'entrée en jeu d'un deuxième récepteur permettrait d'ailleurs de mettre en évidence cette fausse symétrie entre les deux cas. Inversement, les caractéristiques du récepteur ne sont pas affectées dans un cas, mais affectées dans l'autre, de la même façon l'entrée en jeu d'un deuxième émetteur mettrait également en évidence la fausse symétrie des deux cas.

2.2.4 Discussion

La théorie de la relativité restreinte d'Albert Einstein appliquée à l'effet Doppler fournit les mêmes résultats que les développements présentés ici. L'effet Doppler relativiste classique fait donc le même constat d'équivalence complète des points de vue des observateurs.

En revanche, l'explication fournie par la relativité restreinte invoque une « dilatation du temps », auquel on associe le facteur g . La démonstration présente considère que l'apparition du facteur g dans les équations ne renvoie pas à une « dilatation du temps » mais plus trivialement à un ralentissement des mécanismes au sein de la matière. Parmi ces mécanismes, nous pouvons citer la fréquence de l'électron.

Si l'on admet que la fréquence de l'électron est affectée du facteur g lorsque celui-ci est en mouvement, alors on peut concevoir que le rayonnement électromagnétique associé à cet électron puisse être proportionnellement affecté de ce même facteur g .

Pour prendre un exemple, une antenne radio émettant à 10 GHz devrait, selon nous, émettre à une fréquence inférieure si elle se déplaçait à 30 km/s, soit une vitesse

normalisée $\beta = 10^{-4}$.

La fréquence émise passe de f à f' selon l'équation :

$$f' = g.f$$

$$f' = g.f = \sqrt{1 - (10^{-4})^2}.10^{10}$$

$$f - f' \approx 50 \text{ Hz}$$

Lorsque l'émetteur s'éloigne du récepteur, on a pour la fréquence reçue par l'émetteur :

$$f_r = f_{ar} = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

$$f_r = f_{ar} = 10^{10} \cdot \sqrt{\frac{1 - 10^{-4}}{1 + 10^{-4}}}$$

$$f_r \approx 9.998000250 \text{ GHz}$$

Lorsque l'émetteur s'approche du récepteur, on a pour la fréquence reçue par le récepteur :

$$f_r = f_{ar} = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

$$f_r = f_{ar} = 10^{10} \cdot \sqrt{\frac{1 + 10^{-4}}{1 - 10^{-4}}}$$

$$f_r \approx 10.002000250 \text{ GHz}$$

De la même façon, si c'est le récepteur que l'on anime de cette même vitesse tandis que l'émetteur est au repos, on obtiendra les mêmes variations de fréquence.

Ce type d'expérience prêche néanmoins à caution, puisque la mise en situation de repos reste approximative. Il s'agit plutôt d'un repos relatif de l'émetteur en comparaison à sa mise en mouvement ultérieure. On pourra l'estimer dans un référentiel inertiel élargi, mais jamais de façon absolue. Nous ne pouvons en effet pas connaître la situation réelle des objets c'est-à-dire, selon notre propos, leur situation (position, vitesse, trajectoire) rapportée à un référentiel fixe dans le milieu d'onde, par définition inaccessible. Si l'on désirait tenir compte des mouvements de l'émetteur et du récepteur pour évaluer l'effet Doppler relativiste et distinguer ses aspects relatifs et absolus, il faudrait mener une étude à part entière dont nous avons initié les bases dans l'annexe sur **L'effet Doppler relativiste lorsque l'émetteur et le récepteur sont en mouvement**.

2.3 Retour sur l'interféromètre de Michelson et Morley

2.3.1 Le bras longitudinal est au repos

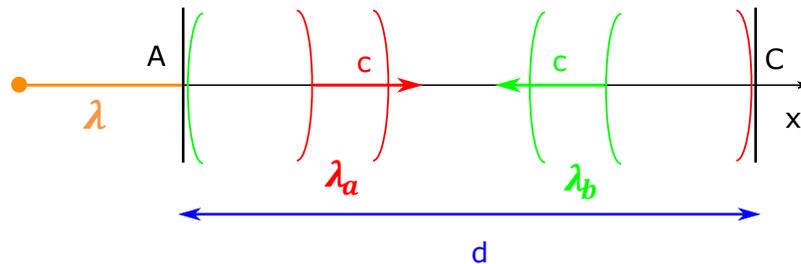


Figure 1.31 : Trajet aller-retour des ondes au sein du bras transversal de l'interféromètre lorsqu'il est au repos

Pour l'onde incidente au sein de l'interféromètre, on a :

$$\lambda_a = \lambda$$

Pour l'onde réfléchie au sein de l'interféromètre, on a :

$$\lambda_b = \lambda$$

2.3.2 Le bras longitudinal est en mouvement

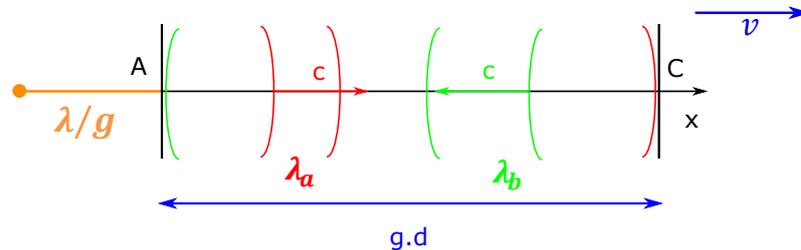


Figure 1.32 : Trajet aller-retour des ondes au sein du bras transversal de l'interféromètre lorsqu'il est en mouvement

L'émetteur est en mouvement, la longueur de l'onde émise passe donc de λ à λ/g .

Par ailleurs, celle-ci se contracte selon $(1 - \beta)$ en vertu de l'effet Doppler :

$$\lambda_a = \frac{\lambda}{g} \cdot (1 - \beta)$$

Le miroir en C est animé du même mouvement que la source primaire, il se comporte donc comme une source d'émission secondaire de fréquence λ/g . Par ailleurs, l'onde réfléchie se dilate selon $(1 + \beta)$ en vertu de l'effet Doppler :

$$\lambda_b = \frac{\lambda}{g} \cdot (1 + \beta)$$

2.3.3 Le bras transversal est au repos

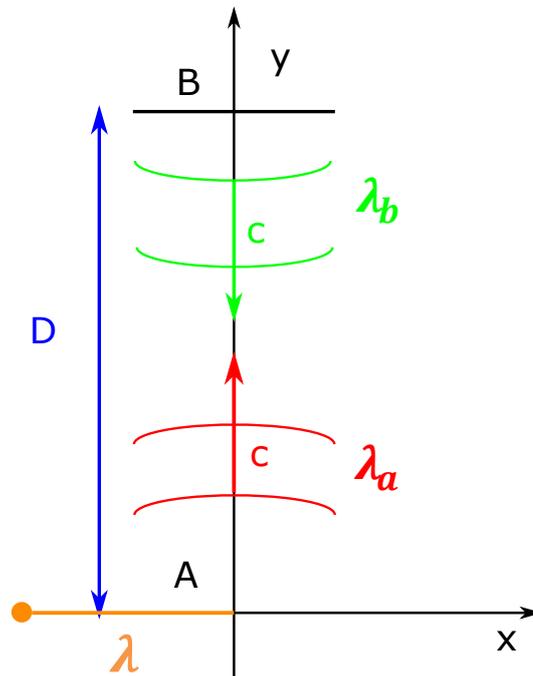


Figure 1.33 : Trajet aller-retour des ondes au sein du bras longitudinal de l'interféromètre lorsqu'il est au repos

Pour l'onde incidente au sein de l'interféromètre, on a :

$$\lambda_a = \lambda$$

Pour l'onde réfléchie au sein de l'interféromètre, on a :

$$\lambda_b = \lambda$$

2.3.4 Le bras transversal est en mouvement

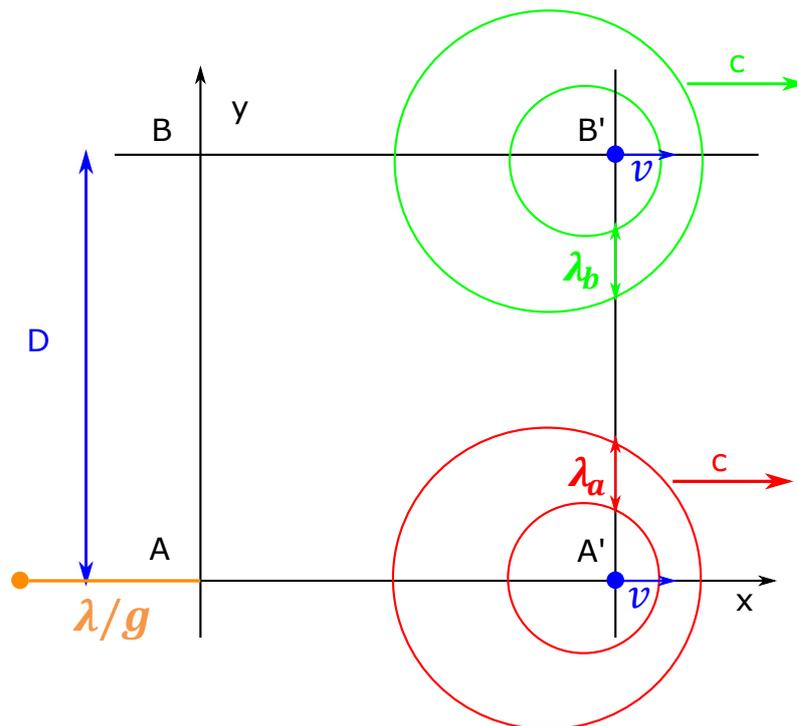


Figure 1.34 : Trajet aller-retour des ondes au sein du bras longitudinal de l'interféromètre lorsqu'il est en mouvement

L'émetteur est en mouvement, la longueur de l'onde émise passe donc de λ à λ/g . Par ailleurs, celle-ci se contracte selon g en vertu de l'effet Doppler :

$$\lambda_a = \frac{\lambda}{g} \cdot g$$

$$\lambda_a = \lambda$$

Le miroir en B est animé du même mouvement que la source primaire, il se comporte donc comme une source d'émission secondaire de fréquence λ/g . Par ailleurs, l'onde réfléchi se contracte selon g en vertu de l'effet Doppler.

$$\lambda_b = \frac{\lambda}{g} \cdot g$$

$$\lambda_b = \lambda$$

2.3.5 Conclusion

Nous avons déjà montré dans le 1er chapitre que les temps de trajet aller-retour des ondes étaient les mêmes au sein du bras transversal, que l'interféromètre soit au repos ou en mouvement. Idem pour le bras longitudinal.

Nous avons désormais montré qu'un réseau d'ondes s'établissait au sein du bras transversal et du bras longitudinal de l'interféromètre.

Dans le chapitre suivant nous montrerons, sur la base d'un modèle simplifié de

structure de la matière, qu'il se produit selon nous un phénomène identique au sein des réseaux d'atomes de la matière, conduisant à l'émergence d'un réseau d'ondes stationnaires dont nous évaluerons les longueurs.

Chapitre 3

Structure de la matière

3.1 Hypothèse sur la structure de la matière

Nous allons désormais développer la thèse présentée par des chercheurs indépendants comme Gabriel Lafrénière ou encore Youri Ivanov⁹, qui travaillent sur ce que l'on peut qualifier de « nouvelle mécanique ondulatoire »

Pour notre présentation, basée sur un modèle simplifié à des fins pédagogiques, nous assimilerons les atomes de la matière à des émetteurs d'ondes dans leur espace environnant. Les liens de covalence entre atomes seront représentés par des ondes stationnaires résultant de la combinaison des ondes avant et arrière de chaque atome. Les atomes auraient tendance à se loger dans les creux des ondes stationnaires se construisant entre eux ; les liens de covalence - et donc la distance entre les atomes - étant en lien direct avec la façon dont les ondes stationnaires sont modifiées par la vitesse de la structure d'atomes.

Nous postulons que la longueur des ondes stationnaires du réseau d'atomes est égale à la moyenne harmonique des ondes avant et arrière au repos ou liées à l'effet Doppler :

$$M_g = \sqrt{\lambda_{av} \cdot \lambda_{ar}}$$

$$M_a = \frac{1}{2} \cdot (\lambda_{av} + \lambda_{ar})$$

Par définition de la moyenne harmonique :

$$M_h = \frac{M_g^2}{M_a}$$

9. http://mirit.ru/rd_2007en.htm

3.2 Ondes stationnaires dans le réseau d'atomes au repos

3.2.1 représentation schématique

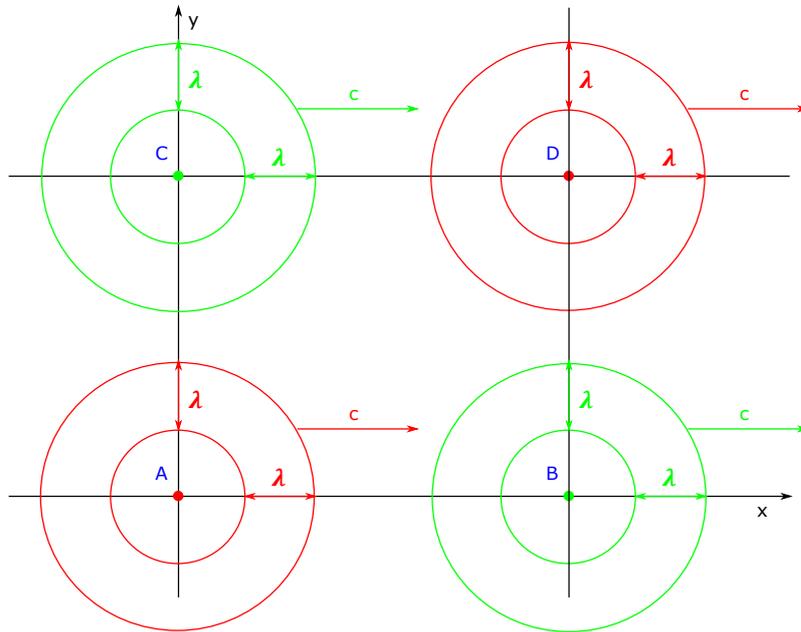


Figure 1.35 : Réseau d'atomes au repos

3.2.2 Longueur de l'onde stationnaire transversale dans le réseau d'atomes au repos

$$\lambda_{av} = \lambda$$

$$\lambda_{ar} = \lambda$$

Ce qui donne :

$$M_g^2 = \lambda^2$$

$$M_a = \frac{1}{2} \cdot (\lambda + \lambda) = \lambda$$

$$M_h = \lambda$$

3.2.3 Longueur de l'onde stationnaire longitudinale dans le réseau d'atomes au repos

$$\lambda_{av} = \lambda$$

$$\lambda_{ar} = \lambda$$

Ce qui donne :

$$M_g^2 = \lambda^2$$

$$M_a = \frac{1}{2} \cdot (\lambda + \lambda) = \lambda$$

$$M_h = \lambda$$

3.3 Ondes stationnaires dans le réseau d'atomes en mouvement

3.3.1 représentation schématique

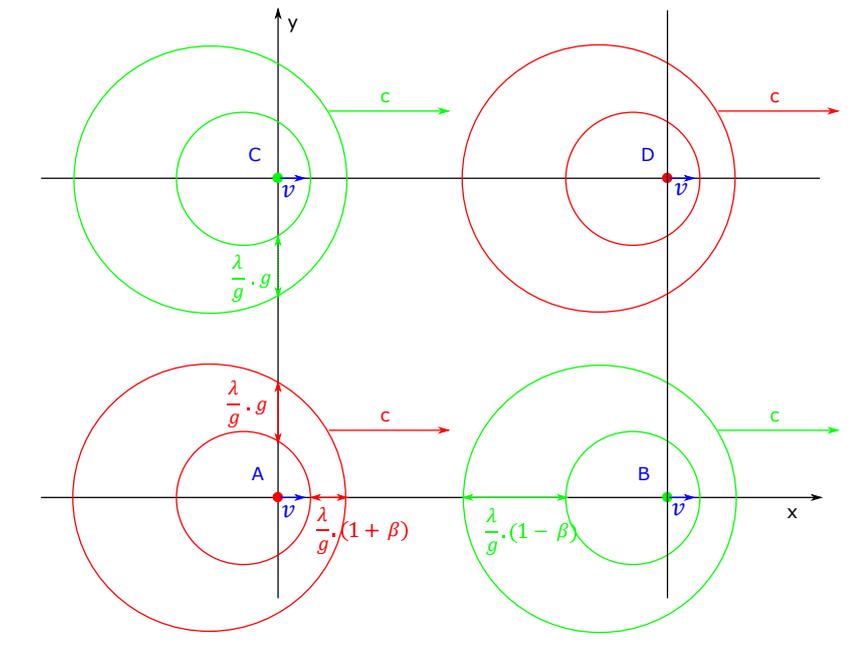


Figure 1.36 : Réseau d'atomes en mouvement

3.3.2 Longueur de l'onde stationnaire transversale dans le réseau d'atomes en mouvement

$$\lambda_{av} = g \cdot \frac{\lambda}{g} = \lambda$$

$$\lambda_{ar} = g \cdot \frac{\lambda}{g} = \lambda$$

Ce qui donne :

$$M_g^2 = \lambda^2$$

$$M_a = \frac{1}{2} \cdot (\lambda + \lambda) = \lambda$$

$$M_h = \lambda$$

3.3.3 Longueur de l'onde stationnaire longitudinale dans le réseau d'atomes en mouvement

$$\lambda_{av} = \frac{\lambda}{g} \cdot (1 - \beta)$$

$$\lambda_{ar} = \frac{\lambda}{g} \cdot (1 + \beta)$$

Ce qui donne :

$$M_g = \sqrt{\frac{\lambda}{g} \cdot (1 - \beta) \cdot \frac{\lambda}{g} \cdot (1 + \beta)} = \lambda$$

D'où :

$$M_g^2 = \lambda^2$$

$$M_a = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\lambda}{g} \cdot (1 - \beta) + \frac{\lambda}{g} \cdot (1 + \beta) \right) = \frac{2 \cdot \lambda}{2 \cdot g} = \frac{\lambda}{g}$$

$$M_h = g \cdot \lambda$$

3.4 Conséquences sur les dimensions de la matière

Les atomes sont au repos, ils se logent dans les noeuds de l'onde stationnaire résultante dont la moyenne harmonique est égale à : λ .

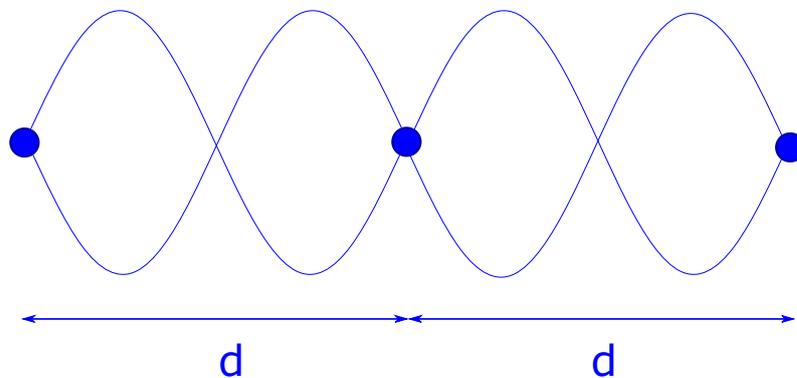


Figure 1.37 : Réseau d'atomes au repos

Les atomes sont en mouvement à la vitesse β , ils se logent dans les noeuds de l'onde stationnaire résultant de l'onde avant d'un atome et de l'onde arrière de l'atome suivant. Si l'oscillateur équivalent de l'atome émet selon la longueur λ , la moyenne harmonique de l'onde stationnaire est égale à $g \cdot \lambda$.

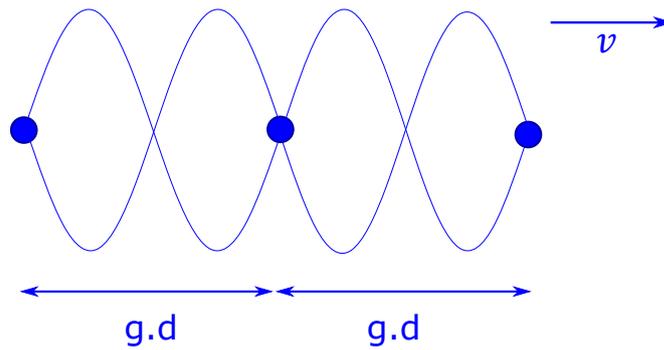


Figure 1.38 : Réseau d'atomes en mouvement

Si la distance entre les atomes au repos est égale à d , il en résulte que la distance entre les atomes en mouvement est égale à $g.d$ sur l'axe du mouvement. C'est pourquoi la matière se contracte de d à $g.d$ sur l'axe du mouvement.

Remarques :

- La moyenne harmonique de l'onde stationnaire résultante sur l'axe transversal est égale à λ , que le réseau d'atomes soit au repos ou en mouvement. Cela implique que les dimensions transversales de la matière en mouvement restent inchangées.

- Les signaux lumineux au sein de l'interféromètre de Michelson et Morley sont influencés de la même façon que les bras de l'interféromètre eux-mêmes, c'est pourquoi l'interféromètre ne peut mettre en évidence l'influence du mouvement sur la lumière.

- Cette influence à l'identique renforce, selon nous, l'hypothèse d'une structure ondulatoire de la matière, ou encore de l'existence de la matière en tant qu'ondes de matière.

- Bien qu'étant stationnaires du point de vue des atomes, le réseau d'ondes est en mouvement tout comme le réseau d'atome. C'est pourquoi le chercheur russe Youri Ivanov qualifie avec subtilité ce réseau d'ondes stationnaires mobiles ¹⁰.

- Tandis que les ondes de matière avant et arrière évoluent toujours à la vitesse de la lumière c , leur composition en ondes stationnaires évolue à la vitesse v de la matière en mouvement. Cette vitesse de la matière en mouvement, qui est aussi celle à laquelle se déplace les ondes stationnaires, fait inmanquablement penser à la notion de vitesse de groupe de l'onde associée au train d'ondes telle qu'exposée par Louis De Broglie dans ses travaux sur la mécanique ondulatoire dans les années 1920 ¹¹.

3.5 Discussion

Nous avons commencé notre présentation en expliquant que les transformations de Lorentz expriment la contraction des objets dans le sens de leur mouvement d'une part, et d'autre part le ralentissement des mécanismes œuvrant au sein de la matière.

10. Youri Ivanov - *op. cit.*

11. Louis de Broglie - *op. cit.*

Nous sommes désormais en mesure d'exprimer les choses un peu plus finement : **Les transformations de Lorentz doivent être comprises en premier lieu comme l'expression de l'influence de la vitesse des ondes sur leur longueur et leur fréquence** (remarque : une étude à part entière sur les amplitudes et les phases des ondes en mouvement mériterait également d'être menée). Elles sont en dernière analyse l'expression mathématique de l'effet Doppler et de ce qu'il implique.

Les variables x et x' d'une part, t et t' d'autres part, représentent en premier lieu les longueurs d'onde et les périodes d'onde. Le passage des longueurs et des périodes d'onde aux longueurs et fréquences de la matière découlent du fait que la matière est constituée par ces ondes. C'est pourquoi nous pouvons également utiliser les transformations de Lorentz pour manipuler x et x' compris comme les coordonnées des points d'un objet lorsque celui-ci est immobile ou en mouvement. C'est également la raison pour laquelle nous pouvons manipuler t et t' compris comme les cadences des mécanismes d'un objet immobile ou en mouvement. La durée mesurée par une horloge en mouvement ne sera pas la même que pour une horloge ayant un mouvement différent, encore différente de celle d'une horloge au repos.

Chapitre 4

Conclusion générale

Gabriel Lafrénière (1942-2012) n'est malheureusement plus parmi nous, sans quoi il lui reviendrait de présenter sa thèse basée sur une nouvelle compréhension des transformations de Lorentz et de ce qu'elles impliquent pour la relativité, la mécanique des ondes et la structure de la matière. Nous espérons que cette présentation reste fidèle à son propos.

Le point central de cette réflexion est de reconsidérer l'espace, non pas comme un lieu géométrique mais comme un milieu physique dynamique. Selon nos idées, il existe un milieu d'onde caractérisé par des grandeurs physiques invariantes, parmi lesquelles la vitesse de la lumière et de toute onde électromagnétique. La constante de Planck fait également partie de ces invariants, tout comme la permittivité du milieu d'onde, pour ne citer que celles-là.

Lorsque la matière est en mouvement, elle subit des effets : elle se contracte dans ses dimensions et ses mécanismes ralentissent. La symétrie et la réciprocité complète des observations menées dans différents référentiels en mouvement occulte la réalité des phénomènes, inaccessibles pour tout observateur puisque par définition, la situation privilégiée de repos absolu dans le milieu d'onde ne lui est pas accessible. Derrière la relativité des observations se cache néanmoins la réalité des phénomènes.

Il n'y a pas de contraction de l'espace ou de dilatation du temps comme c'est entendu dans la relativité restreinte faisant actuellement consensus, mais plus trivialement une contraction des objets dont la structure s'apparente à un réseau d'ondes stationnaires mobiles entre atomes. Les atomes se comportent comme des oscillateurs propageant des ondes dans le milieu d'onde, dont la longueur et la période varie en fonction de leur vitesse.

Cette nouvelle conception de la matière ouvre la voie à une nouvelle formulation des lois de la mécanique et de l'électromagnétisme. Elle permettrait de reprendre les travaux d'Isaac Newton afin de réinterpréter les notions d'inertie et donc de masse là où Newton les avait laissées, tout en intégrant la nouvelle physique développée par Einstein et ses successeurs (voir notamment l'annexe **Mécanique Doppler**). Elle permettrait également de porter un regard nouveau sur l'électromagnétisme et sur les phénomènes ondulatoires, dans le prolongement de pionniers en la matière tels que Louis De Broglie ou, plus proche de nous, le chercheur russe Youri Ivanov. Il s'agit là d'un vaste chantier dans lequel Gabriel Lafrénière s'était largement investi, et qui déborde du cadre de cette présentation. Nous espérons participer, à notre modeste façon, au débat scientifique en ouvrant de nouvelles pistes qui ne demandent qu'à être étudiées, qu'il s'agisse de les confirmer ou de les infirmer. Nous savons que la recherche physique fait actuellement face à de nombreuses difficultés et à

l'impossibilité d'unifier les deux grandes théories que sont la mécanique relativiste et la mécanique quantique, et espérons avoir contribué à ouvrir de nouveaux chapitres permettant d'identifier quelques éléments parmi ceux qui font blocage à ce rapprochement, pour aboutir à une meilleure compréhension de la physique.

Annexe A

Mécanique Doppler

Dans cette annexe, nous allons proposer quelques éléments de nouvelle mécanique ondulatoire, en établissant une équivalence entre les ondes, l'inertie et la masse de la matière. Nous parlerons **d'ondes de matière**.

A.1 Notion de masse active et de masse réactive

Nous commencerons par distinguer les ondes de matière situées à l'avant et à l'arrière de l'objet-masse.

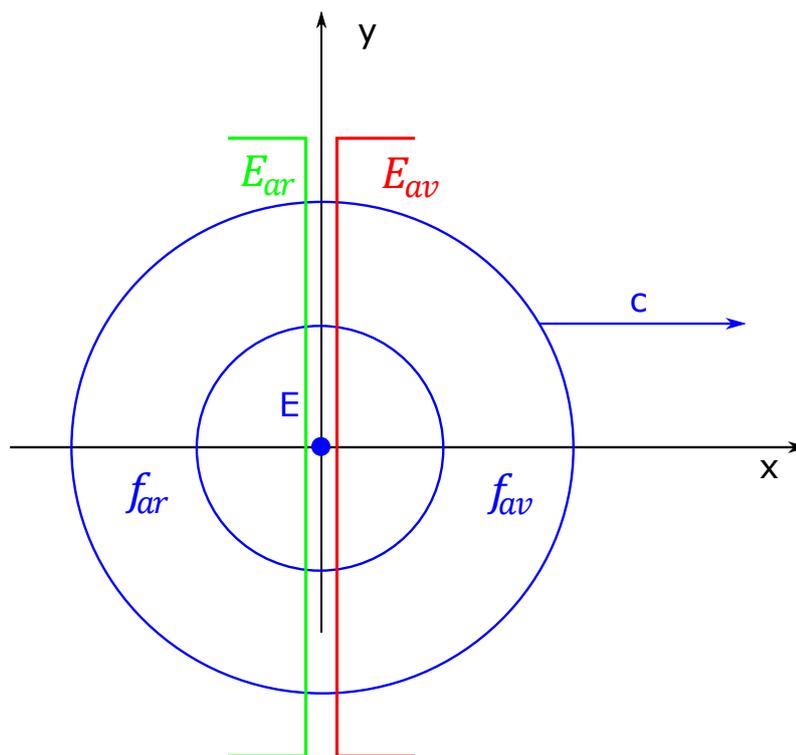


Figure 1.39 : Masse au repos et ses ondes de matières associées

Pour un objet au repos :

$$E = E_{av} + E_{ar} = m.c^2$$

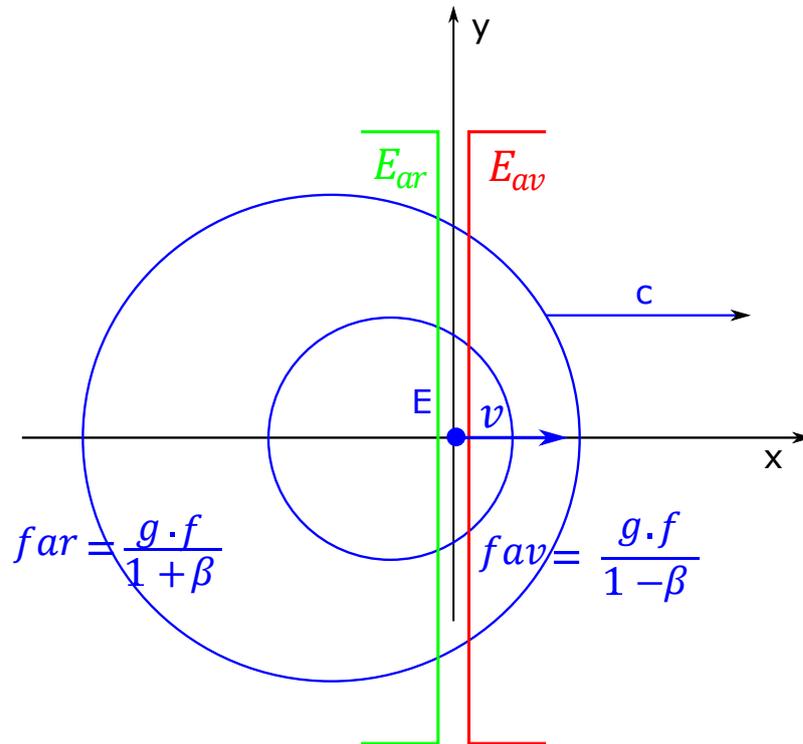


Figure 1.40 : Masse en mouvement et ses ondes de matière associées

Pour un objet en mouvement :

$$E = E_{av} + E_{ar} = \frac{m \cdot c^2}{g}$$

$$\beta = v/c$$

$$g = \sqrt{1 - \beta^2}$$

A.1.1 Bilan énergétique pour l'objet au repos

L'énergie d'une masse au repos est donnée par la formule d'équivalence masse-énergie d'Albert Einstein :

$$E = m \cdot c^2$$

Commençons par distinguer la masse active de la masse réactive, ainsi que leurs énergies associées. Celles-ci correspondent aux énergies des ondes avant et arrière, qui sont égales pour un objet au repos

Lorsque la masse est au repos on a naturellement :

$$E_{av} = E_{ar}$$

$$E_{av} + E_{ar} = m \cdot c^2$$

Ce qui donne :

$$E_{av} = \frac{m \cdot c^2}{2}$$

$$E_{ar} = \frac{m \cdot c^2}{2}$$

En postulant que l'énergie d'un signal périodique est proportionnelle à sa fréquence, on aura :

$$E_{av} = \frac{m \cdot c^2}{2} = A \cdot f$$

$$E_{ar} = \frac{m \cdot c^2}{2} = B \cdot f$$

Avec : $A = B$ pour des raisons de symétrie.

A.1.2 Bilan énergétique pour l'objet en mouvement

L'énergie d'une masse en mouvement est donnée par la formule relativiste :

$$E = \frac{m \cdot c^2}{g}$$

L'énergie d'un signal étant proportionnelle à sa fréquence, on aura :

$$E_{av} = C \cdot \frac{g \cdot f}{1 - \beta}$$

$$E_{ar} = D \cdot \frac{g \cdot f}{1 + \beta}$$

Conservation de l'énergie

En vertu du principe de conservation de l'énergie, nous écrivons que le rapport des énergies avant et arrière au repos correspond au rapport des énergies avant et arrière en mouvement, d'où :

$$\frac{E_{av_{mvt}}}{E_{av_r}} + \frac{E_{ar_{mvt}}}{E_{ar_r}} = \frac{E_{mvt}}{E_r} = \frac{\frac{m \cdot c^2}{g}}{m \cdot c^2} = \frac{1}{g}$$

Ce qui donne :

$$\frac{C}{A} \cdot \frac{g \cdot f}{1 - \beta} + \frac{D}{B} \cdot \frac{g \cdot f}{1 + \beta} = \frac{1}{g}$$

$$\frac{C}{A} \cdot \frac{g}{1 - \beta} + \frac{D}{B} \cdot \frac{g}{1 + \beta} = \frac{1}{g}$$

$$\frac{C}{A} \cdot (1 + \beta) + \frac{D}{B} \cdot (1 - \beta) = 1$$

Pour cette équation, nous retenons la solution remarquable :

$$\frac{C}{A} = \frac{D}{B} = \frac{1}{2}$$

Ce qui donne :

$$E = \frac{m \cdot c^2}{g} = \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{g}{1-\beta} + \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{1+\beta} \right) \cdot m \cdot c^2 = (m_a + m_r) \cdot m \cdot c^2$$

Pour un objet de masse m en mouvement, on peut considérer que son énergie se répartit en vertu de l'effet Doppler sur les ondes de matière en mouvement comme suit :

$$E = E_{av} + E_{ar} = m_a \cdot c^2 + m_r \cdot c^2$$

$m_a = \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{1-\beta} \cdot m$ est la masse active

$m_r = \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{1+\beta} \cdot m$ est la masse réactive

On a donc l'équation suivante :

$$\frac{E_{av}}{E_{ar}} = \frac{f_{av}}{f_{ar}} = \frac{1+\beta}{1-\beta}$$

A.1.3 Application des notions de masses actives et réactives au choc élastique élémentaire

Représentation classique

Avant le choc :

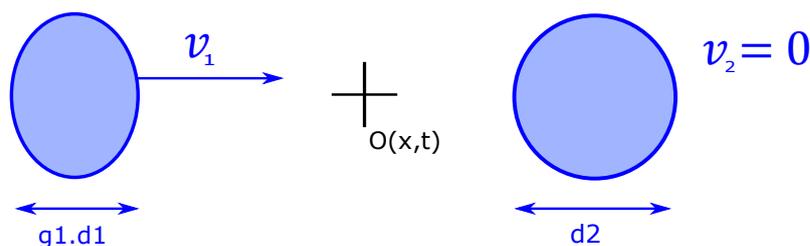


Figure 1.41 : L'objet de masse m_1 et de vitesse v_1 avance vers l'objet immobile de masse m_2

$$E_{m1} = \frac{m_1 \cdot c^2}{g_1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{g_1}{1-\beta_1} \cdot m_1 \cdot c^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{g_1}{1+\beta_1} \cdot m_1 \cdot c^2$$

$$E_{m2} = m_2 \cdot c^2 = \frac{m_2 \cdot c^2}{2} + \frac{m_2 \cdot c^2}{2}$$

Après le choc :

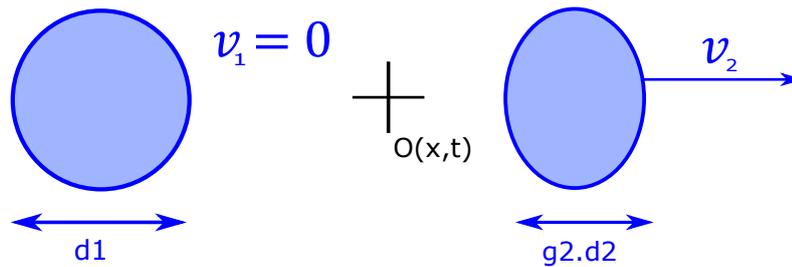


Figure 1.42 : L'objet de masse m_1 a été stoppé durant le choc, l'objet de masse m_2 a acquis la vitesse v_2

$$E_{m1} = m_1 \cdot c^2 = \frac{m_1 \cdot c^2}{2} + \frac{m_1 \cdot c^2}{2}$$

$$E_{m2} = \frac{m_2 \cdot c^2}{g_2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{g_2}{1 - \beta_2} \cdot m_2 \cdot c^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{g_2}{1 + \beta_2} \cdot m_2 \cdot c^2$$

Conservation de l'énergie (choc élastique) :

$$\frac{m_1 \cdot c^2}{g_1} + m_2 \cdot c^2 = m_1 \cdot c^2 + \frac{m_2 \cdot c^2}{g_2}$$

Conservation de la quantité de mouvement (choc élastique) :

$$\frac{m_1 \cdot v_1}{g_1} + \frac{m_2 \cdot 0}{g_2} = \frac{m_1 \cdot 0}{g_1} + \frac{m_2 \cdot v_2}{g_2}$$

$$\frac{m_1 \cdot v_1}{g_1} = \frac{m_2 \cdot v_2}{g_2}$$

Nous pourrions également et naturellement établir des bilans de force conformément à la formule :

$$F = \frac{dp}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m \cdot v}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \right)$$

Avec :

$$v = \frac{dx}{dt}$$

Si l'on considère le système constitué des deux masses dynamiques, ainsi que le référentiel longitudinal ayant pour point origine mobile O, centre d'inertie du système dans lequel par définition les masses dynamiques $\frac{m_1}{g_1}$ et $\frac{m_2}{g_2}$ sont perçues au repos, on pourra écrire :

$$F_{12} = F_{21}$$

$$\frac{dp_1}{dt} = \frac{dp_2}{dt}$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_1 \cdot v_1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{c}\right)^2}} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_2 \cdot v_2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_2}{c}\right)^2}} \right)$$

Représentation selon les ondes de matière

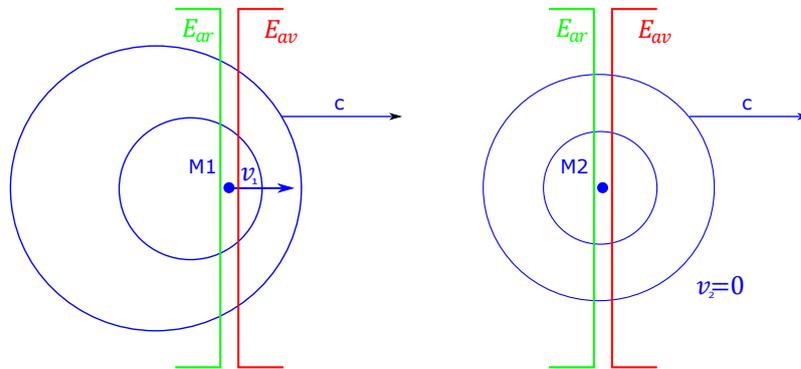


Figure 1.43 : Avant le choc

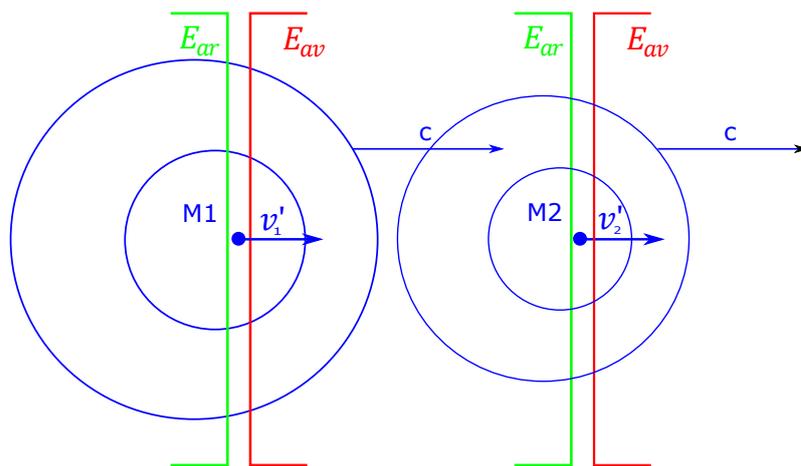


Figure 1.44 : Pendant le choc

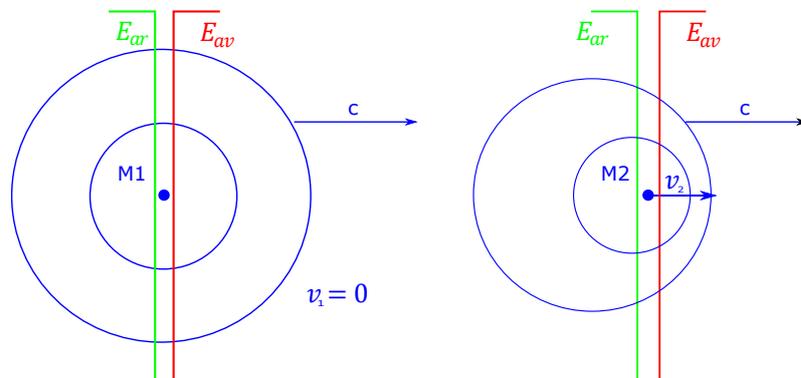


Figure 1.45 : Après le choc

A.2 Discussion

Si l'on raisonne en termes de masses, le transfert énergétique d'un choc élastique correspond à un transfert dynamique de masse. Celle-ci se répartit en une masse active et réactive, chacune augmentée pour l'objet mis en mouvement en vertu de la loi de conservation de l'énergie. En déterminant β_2 en fonction de β_1 , m_1 et m_2 à l'aide de l'équation de conservation de quantité de mouvement, on pourra calculer les masses actives et réactives correspondant à la masse m_2 mise en mouvement β_2 à l'issue du choc élastique.

Ces considérations sont conformes à la dynamique relativiste classique, à ceci près que nous expliquons le transfert d'énergie entre deux masses selon les énergies contenues dans les ondes avant et arrière d'un objet, synonymes de masse équivalente avant (et donc d'inertie) et de masse équivalente arrière (et donc d'inertie). On parlera alors d'onde de matière avant et d'onde de matière arrière.

Par ailleurs, l'équivalence entre inertie et onde de matière laisse présager la possibilité d'un transfert d'énergie - et donc de masse - par l'intermédiaire d'un champ électrodynamique s'établissant de façon mutuelle entre les ondes de matière. L'intensité des forces au sein de ce champ pourrait évoluer, en plus de leur dynamique temporelle, classiquement selon l'inverse du carré de la distance entre le centre émetteur des ondes et le centre récepteur, sachant que dans notre exemple, chaque centre est à la fois émetteur et récepteur d'ondes.

Le transfert de masse et d'énergie n'est pas instantané, mais dépend de l'interférence d'ondes de matières dont la vitesse absolue est la vitesse de la lumière c . La notion de choc instantané de la mécanique classique laisse place à la notion de transfert de masse et d'énergie à la vitesse c , que l'on pourrait qualifier de quasi-instantané.

Notons enfin que nous parlons d'ondes de matière périodiques, mais que nous n'avons émis aucune hypothèse sur leur amplitude. Si l'amplitude des ondes de matière décroît rapidement avec l'éloignement du centre des ondes, alors la dynamique de transfert, en plus d'avoir lieu selon la vitesse c , pourrait se jouer pour l'essentiel sur des ordres de grandeur de distances relativement courtes – typiquement interatomiques – au regard des dimensions de l'objet.

A.3 L'énergie cinétique

Nous allons désormais proposer une nouvelle formule de l'énergie cinétique en nous basant sur la loi d'addition des énergies. L'énergie totale d'une masse m en mouvement β peut être donnée de la façon suivante :

$$E_{tot} = E_{repos} + E_c$$

Ce qui donne :

$$\frac{m \cdot c^2}{g} = m \cdot c^2 + E_c$$

$$E_c = \frac{m \cdot c^2}{g} \cdot (1 - g)$$

Aux vitesses relativistes, nous avons $\frac{v}{c} \rightarrow 1$ et $g \rightarrow 0$, ce qui donne :

$$\lim_{v \rightarrow c} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{m \cdot c^2}{g} \cdot (1 - g)$$

$$\lim_{g \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{m \cdot c^2}{g}$$

Si on introduit le facteur de Lorentz g dans l'expression classique de l'énergie cinétique d'un corps animé d'une vitesse v et de masse m au repos, on peut écrire :

$$E_c = \frac{1}{2} \cdot \frac{m}{g} \cdot v^2$$

Avec :

$$g = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$$

$$v^2 = c^2 \cdot (1 - g^2)$$

D'où :

$$E_c = \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot c^2}{g} \cdot (1 - g^2)$$

Pour la limite lorsque $g \rightarrow 0$ on obtient :

$$\lim_{v \rightarrow c} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot c^2}{g} \cdot (1 - g^2)$$

$$\lim_{g \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{m \cdot c^2}{2 \cdot g}$$

Entre l'expression relativiste de l'énergie cinétique et son expression classique revisitée, nous trouvons une différence aux limites d'un facteur égal à : $\frac{1}{2}$

En revanche, aux vitesses non relativistes, c'est-à-dire pour lesquelles nous avons $\frac{v}{c} \rightarrow 0$ et $g \rightarrow 1$, nous avons :

Selon l'expression relativiste :

$$\lim_{v \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 1} E_c = \lim_{g \rightarrow 1} \frac{m \cdot c^2}{g} \cdot (1 - g)$$

$$\lim_{v \rightarrow 0} E_c = 0$$

Selon l'expression classique :

$$\lim_{v \rightarrow 0} E_c = \lim_{v \rightarrow 0} \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2$$

$$\lim_{v \rightarrow 0} E_c = 0$$

Proposition de Gabriel Lafrénière

Dans un sursaut d'intuition, Gabriel Lafrénière propose une version corrigée de l'expression de l'énergie cinétique intégrant la vitesse d'un objet de façon plus subtile. Il s'agit de remplacer le facteur $\frac{1}{2}$ par un facteur évoluant entre les valeurs de 1 et de $\frac{1}{2}$ lorsque v/c évolue de 0 à 1, c'est-à-dire lorsque le facteur g évolue de 1 à 0.

L'expression proposée est :

$$E_c = \frac{m \cdot v^2}{g} \cdot \frac{1}{1 + g}$$

En prenant en compte cette nouvelle formulation de l'énergie cinétique, on obtient effectivement :

$$\lim_{v \rightarrow c} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{m \cdot v^2}{g} \cdot \frac{1}{1 + g}$$

$$\lim_{g \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{m \cdot c^2}{g}$$

Aux vitesses relativistes, l'énergie totale d'une masse m est assimilable à son énergie cinétique. La formule corrigée de la mécanique newtonienne classique devient ainsi conforme à la formule relativiste.

Remarque : Dans l'exemple du choc élastique présenté précédemment, on pourra écrire de façon équivalente :

$$\frac{m_1 \cdot c^2}{g_1} + m_2 \cdot c^2 = m_1 \cdot c^2 + \frac{m_2 \cdot c^2}{g_2}$$

Ainsi que :

$$\frac{m_1 \cdot v_1^2}{g_1 \cdot (1 + g_1)} + m_1 \cdot c^2 + m_2 \cdot c^2 = m_1 \cdot c^2 + \frac{m_2 \cdot v_2^2}{g_2 \cdot (1 + g_2)} + m_2 \cdot c^2$$

Soit :

$$\frac{m_1 \cdot v_1^2}{g_1 \cdot (1 + g_1)} = \frac{m_2 \cdot v_2^2}{g_2 \cdot (1 + g_2)}$$

Pour les vitesses non relativistes, on peut écrire :

$$\lim_{v \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 1} \frac{m \cdot v^2}{g} \cdot \frac{1}{1 + g}$$

$$\lim_{v \rightarrow 0} E_c = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2$$

On retrouve la formule classique de l'énergie cinétique, qui s'avère être une approximation de la forme générale lorsque les effets relativistes sont négligeables.

Annexe B

L'effet Doppler relativiste lorsque l'émetteur et le récepteur sont en mouvement

Dans cette annexe, nous allons étudier l'effet Doppler relativiste lorsque l'émetteur est en mouvement d'éloignement et le récepteur en mouvement dans la même direction. Cet exemple nous permet de nous rapprocher des conditions de la mesure du *Redshift* cosmique.

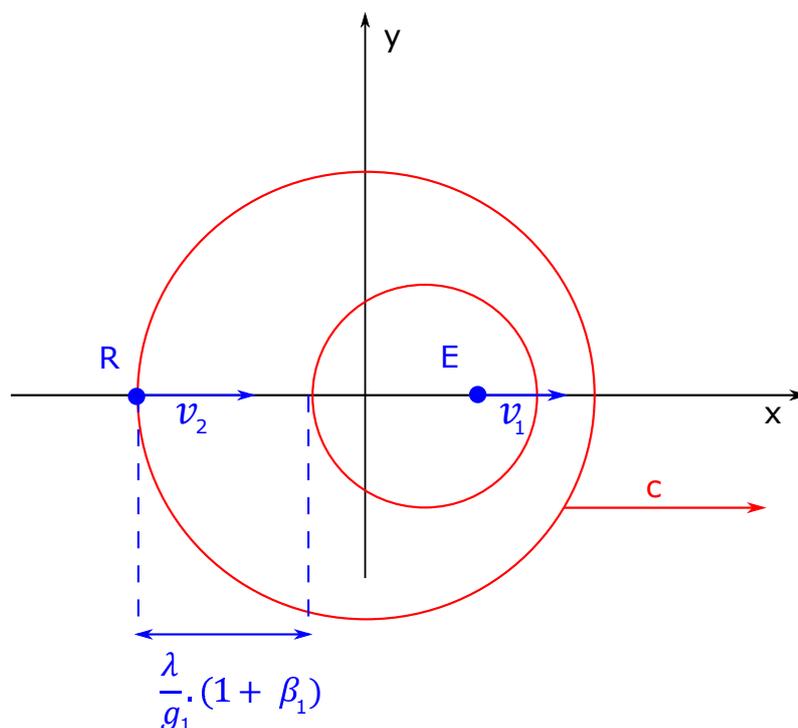


Figure 1.46 : L'émetteur et le récepteur sont en mouvement, l'onde émise est un signal lumineux ou quelque autre onde électromagnétique

Appelons β_1 la vitesse normalisée de l'émetteur, β_2 la vitesse normalisée du récepteur, λ la longueur d'onde de l'émetteur

Si l'on considère l'effet Doppler absolu sur la longueur de l'onde émise, le mouvement de l'émetteur de vitesse β_1 implique pour l'onde arrière émise :

$$\lambda_{ar} = \frac{\lambda}{g_1} \cdot (1 + \beta_1)$$

Si l'on considère l'effet Doppler relatif pour le récepteur, nous devons tenir compte des aspects suivants, liés à son mouvement :

- La vitesse β_2 du récepteur
- La modification de la fréquence équivalente de réception, de f_r à $g_2 \cdot f_r$ quelque soit la fréquence émise, ou si l'on parle des longueurs d'onde, de λ_r à λ_r / g_2

Cela conduit à l'équation suivante si l'on s'intéresse à la longueur de l'onde perçue par le récepteur :

$$\frac{\lambda_r}{g_2} = \frac{\lambda}{g_1} \cdot \frac{1 + \beta_1}{1 + \beta_2}$$

$$\lambda_r = \frac{g_2}{g_1} \cdot \lambda \cdot \frac{1 + \beta_1}{1 + \beta_2}$$

$$\lambda_r = \lambda \cdot \frac{\sqrt{(1 - \beta_2) \cdot (1 + \beta_2)}}{\sqrt{(1 - \beta_1) \cdot (1 + \beta_1)}} \cdot \frac{\sqrt{(1 + \beta_1)^2}}{\sqrt{(1 + \beta_2)^2}}$$

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{(1 - \beta_2) \cdot (1 + \beta_1)}{(1 - \beta_1) \cdot (1 + \beta_2)}}$$

En utilisant la même méthode, nous pouvons montrer que :

- Lorsque l'émetteur est en mouvement d'éloignement et le récepteur en mouvement dans la direction opposée (éloignement mutuel) :

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{(1 + \beta_2) \cdot (1 + \beta_1)}{(1 - \beta_1) \cdot (1 - \beta_2)}}$$

- Lorsque l'émetteur est en mouvement de rapprochement et le récepteur en mouvement dans la même direction :

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{(1 + \beta_2) \cdot (1 - \beta_1)}{(1 + \beta_1) \cdot (1 - \beta_2)}}$$

- Lorsque l'émetteur est en mouvement de rapprochement et le récepteur en mouvement dans la direction opposée (rapprochement mutuel) :

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{(1 - \beta_2) \cdot (1 - \beta_1)}{(1 + \beta_1) \cdot (1 + \beta_2)}}$$

Annexe C

Références - Bibliographie

- Albert Einstein
 - L'éther et la théorie de la relativité (1920)
 - Wikisource des travaux d'Albert Einstein : https://en.wikisource.org/wiki/Author:Albert_Einstein
- Hendrik Antoon Lorentz
 - Electromagnetic Phenomena in a System Moving with Any Velocity Smaller than that of Light (1904)
 - The Michelson-Morley Experiment and the Dimensions of Moving Bodies (1921)
 - Wikisource des travaux de Hendrik Lorentz : https://en.wikisource.org/wiki/Author:Hendrik_Lorentz
- Henri Poincaré
 - Sur la dynamique de l'électron (1905)
 - La Mécanique Nouvelle (1913)
 - Wikisource des travaux de Henri Poincaré : https://fr.wikisource.org/wiki/Auteur:Henri_Poincar%C3%A9
- Louis de Broglie
 - Recherches Sur La Théorie Des Quanta (1925)
 - Wikisource des travaux de Louis de Broglie works : https://fr.wikisource.org/wiki/Auteur:Louis_de_Broglie
- Gabriel Lafrénière
 - <http://web.archive.org/web/20110901222346/http://glafreniere.com:80/matiere.htm>
- Youri Ivanov
 - http://mirit.ru/rd_2007en.htm
- Sur Wikipedia
 - https://en.wikipedia.org/wiki/Lorentz_ether_theory

Annexe D

A propos

- La publication présente et son contenu sont sous licence [CC BY-NC-SA 4.0](#)

- Cette publication est basée sur une adaptation du modèle \LaTeX conçu par :

Steve Gunn

<http://users.ecs.soton.ac.uk/srg/softwaretools/document/templates/>

Sunil Patel

<http://www.sunilpatel.co.uk/thesis-template/>

Licence Creative Commons du modèle : [CC-BY-NC-SA 3.0](#)

- Les schémas ont été produits à l'aide de l'éditeur d'image vectorielle [Inkscape](#)

- A propos de l'auteur :

Simon FOSSAT

Ingénieur en électronique et systèmes au sein des services de l'Aviation civile (DGAC).

Email : simon.fossat@gmail.com