La modification minimale à apporter à la relativité restreinte pour qu'elle supporte l'expérience d'aller et retour d'un cylindre en rotation

Jean Stratonovitch

La modification minimale
à apporter à la relativité restreinte pour qu'elle supporte l'expérience d'aller et retour d'un cylindre en rotation

Jean Stratonovitch

Cet article fait suite à l'article *Le paradoxe des jumeaux de Langevin et l'expérience d'aller et retour d'un cylindre en rotation : incompatibilité logique de la relativité restreinte et de la mécanique des corps élastiques considérés dans leur étendue*, dans lequel nous avons montré que cette expérience aboutit à deux résultats contradictoires lorsqu'on l'analyse dans le cadre de la relativité restreinte.

1 – UNE « CATASTROPHE » FORCÉMENT LIMITÉE

Nous avons déjà noté dans le précédent article qu'il est possible de construire un modèle de la cinématique lorentzienne à l'intérieur de la théorie des ensembles ; et que ce modèle permet à son tour de construire un modèle ensembliste de la mécanique lorentzienne relativiste du point matériel.

La façon dont on peut construire le premier modèle à été brièvement exposée dans le premier article, mais pas celle du second. Elle est donnée dans l'encadré ci-contre.

> Soit $\mathcal{M}$ un modèle de la cinématique lorentzienne. On ne conserve dans $\mathcal{M}$ que les points matériels dont les trajectoires sont des lignes brisées, chaque segment rectiligne étant parcouru à vitesse uniforme. On affecte à chacun de ces points matériels, de toutes les façons possibles, une masse propre m. Si (M, t) est un évènement relativiste défini relativement à un référentiel RG, et si P_1, P_2, …, P_n, sont des points matériels pondérés ayant tous un point anguleux de leur trajectoire en (M, t), on dit que le choc entre ces points matériels est correct si les vitesses des points avant et après t obéissent aux lois de la relativité restreinte. Cette définition est indépendante du référentiel choisi pour la vérifier. L'ensemble $\mathcal{C}$ des chocs corrects fournit un modèle de la mécanique lorentzienne relativiste du point matériel.

La théorie de la relativité restreinte est donc d'une solidité mathématique totale pour ce qui est de la cinématique ainsi que de la dynamique du point matériel.

Les qualités d'une théorie ne se mesurent pas seulement en termes de solidité logique « interne ». Il s'agit aussi de représentation du réel. La relativité restreinte a dans ce domaine largement démontré sa valeur, au point qu'aucun physicien des hautes énergies, par exemple, ne songerait un instant à s'en passer.

En somme, tant qu'on se limite à la cinématique et à la mécanique du point matériel – et tel est, de fait, son domaine pragmatique d'utilisation – la relativité restreinte est à la fois solide en théorie et irremplaçable en pratique.

La portée de la « catastrophe » est donc singulièrement limitée. Si l'expérience d'aller et retour oblige certes à remplacer la relativité restreinte par une autre théorie, c'est par une théorie qui lui est mathématiquement identique dans son domaine effectif d'utilisation.

« Mathématiquement identique » n'est cependant pas « philosophiquement identique ». Les deux théories, dans ce domaine effectif, peuvent obéir au même modèle, mais pour des raisons bien différentes. Et, au-delà de ce domaine, l'une disparaît tandis que l'autre existe encore.

....

2 – OÙ EST LA SURCHARGE ? (première partie)

Lorsqu'un système est contradictoire, c'est qu'on lui en demande trop. Il est soumis à des exigences impossibles à satisfaire simultanément. Il faut jeter du lest. Mais puisque il y a justement plusieurs exigences contradictoires, on peut couper à tel ou tel endroit. Toute la question est de déterminer où.

Dans le cas de l'expérience d'aller et retour, les acteurs du conflit sont

– les lois de la mécanique, qui se ramènent à la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie ;

– la transformation de Lorentz ;

– la matière élastique considérée dans son étendue ;

– le principe de relativité.

Il n’est pas raisonnable de remettre en cause les lois de la mécanique, pas plus, comme nous venons de le dire, que la transformation de Lorentz, si bien vérifiée par les spectaculaires allongements des durées de vie des particules éphémères observées dans les accélérateurs.

La matière élastique considérée dans son étendue est elle aussi incontournable. C’est avec elle que nous construisons nos règles à mesurer, qui sont postulées redevenir parfaitement identiques à ce qu’elles étaient d’une mesure à une autre, autrement dit d’une position de repos galiléen durable à une autre. La matière élastique considérée dans son étendue est l’instrument fondateur de la géométrie.

> On définit aujourd’hui le mètre à partir de la longueur d’onde d’une certaine vibration lumineuse. Mais cela ne remet pas en cause le statut fondateur de la matière élastique dans la construction de la géométrie, puisque la lumière n’est pas manipulable sans elle : la lumière, à elle seule, n’est pas un instrument.

C’est donc le principe de relativité que l’expérience d’aller et retour du cylindre en rotation semble mettre cause.

■■

3 – QUELLE EST DONC LA VALEUR DU PRINCIPE DE RELATIVITÉ ?

Faut-il en faire une vérité absolue, définitive, presque divinisée, s’étendant même aux lois de la physique que nous ne connaissons pas encore ? Ou bien faut-il être plus pragmatique, se dire qu’il a certes fait ses preuves, mais que cela ne prouve pas qu’il soit totalement exempt de faiblesses ?

> Le principe de relativité est un principe, pas un axiome. C’est un méta-axiome, un moule à fabriquer des axiomes. Dans une perspective axiomatique, il doit être remplacé par une liste d’axiomes, chacun affirmant que telle ou telle loi physique particulière est valide relativement à n’importe quel référentiel galiléen.

Plaçons-nous par l’imagination en un lieu désert de l’univers, dans le vide intersidéral, à des dizaines d’années lumière de tout corps pouvant exercer une action perturbatrice. En ce lieu, marqué physiquement par notre laboratoire, qui est comme il se doit parfaitement immobile relativement à la sphère des fixes, se croisent une infinité d'espace galiléens, chacun allant à une certaine vitesse. Le principe de relativité nous dit qu'ils se valent tous, le nôtre y compris. Que *toutes* les expériences que nous pouvons faire dans notre laboratoire rendraient *exactement* le même résultat s'il était emporté par *n'importe lequel* des espaces galiléens dont nous imaginons, dans le vide où nous sommes, le défilement devant nous. Tous les espaces galiléens, en conséquence, sont indiscernables les uns des autres. Leur ensemble est totalement uniforme, aussi uniforme qu'une droite sur laquelle aucun point n'est marqué qui puisse servir de repère. Nous ne savons absolument pas à quelle vitesse nous allons, la question est totalement dénuée de sens. La vitesse n'est rien d'autre que relative.

Le principe de relativité intervient également « à l'intérieur » d'un même espace galiléen. On peut en effet le munir de référentiels disposés de toutes les façons possibles, et là encore les lois de la physique devront être les mêmes relativement à chacun d'eux, si bien que toutes les directions de cet espace sont équivalentes : il est isotrope.

Cependant, depuis ce lieu totalement désert de l'espace où nous avons installé notre laboratoire, nous ne pouvons nous empêcher de regarder le Ciel lointain et d'observer que s'il est sensiblement isotrope dans certains espaces galiléens, il ne l'est certainement pas dans d'autres, qui vont à des vitesses extrêmes relativement aux premiers. Depuis ces espaces, on le voit « bleu » dans une certaine direction, et « rouge » dans la direction opposée. Des observateurs installés dans un laboratoire lié à un tel espace auraient le plus grand mal à croire à validité du principe de relativité, puisque pour eux le Ciel lointain est fortement anisotrope. Leur espace galiléen est particulier, différenciable d'un autre dont la vitesse serait différente ; et l'ensemble des espaces galiléens n'a pas la stricte uniformité d'une droite infinie dépourvue de repère.

On pourra objecter que la couleur du ciel lointain n'est pas donnée par une loi physique, qu'elle n'est en quelque sorte qu'un phénomène contingent, mais ce n'est pas un point de vue facile à soutenir. Elle est observable, formulable dans le langage de la physique, donne lieu à des expériences régulières et reproductibles, dont les rétines, les appareils photographiques et les télescopes sont les témoins, et qui, par leur existence même, prouvent sa connexion physique avec le réel local. On peut dire que c'est un phénomène négligeable, mais la vérité est que nous ne savons pas, dans notre univers où tout interagit avec tout, quel est le poids réel de l'univers lointain dans le contexte local. Tout ce que nous savons, c'est que cette interaction n'est pas nulle, et qu'elle différencie les espaces les uns des autres. En outre, pour que le laboratoire soit vraiment galiléen, il est indispensable qu'il n'ait aucun mouvement de rotation relativement à la sphère des fixes, *et on ne voit pas comment le rapport cinématique au Ciel lointain pourrait être jugé crucial sous un de ses aspects et anecdotique sous un autre, alors même que ce deuxième aspect produit un phénomène physique observable.*

Que l'univers lointain soit isotrope ou au contraire anisotrope relativement au laboratoire, cela ne revient pas tout à fait au même. D'un cas à l'autre, il y a une différence *physique*.

Même dans le cadre plat de la physique galiléenne, la validité du principe de relativité ne peut pas être absolue.

……………………………………………………………

4 – OÙ EST LA SURCHARGE ? (deuxième partie)

La relativité restreinte limitée à la cinématique et à la mécanique du point matériel est solide ; cela montre que le principe de relativité ne pose alors aucun problème. Lorsqu'on introduit le corps élastique, la théorie devient inconsistante ; les axiomes qu'on est alors amené à poser entrent en conflit avec l'univers logique dans lequel on les insère.

Pourquoi est-on à ce moment amené à poser de nouveaux axiomes ? Parce qu'il y a plus dans le corps élastique étendu que dans une simple réunion infinie de points matériels élastiques. Ces derniers, étant constamment assimilés à des points, ne se déforment pas : leur comportement lors d'un choc est modélisé sans qu'il leur soit jamais attribué une forme. Tandis que le corps élastique étendu a à tout instant une forme qui témoigne des actions qu'on exerce sur lui et qu'il exerce sur les autres corps. Avec lui doit s'installer un *lien* *entre déformations et contraintes* qui n'existe pas dans la mécanique du point matériel.

De ce que la contradiction n'apparaît qu'avec la matière élastique considérée dans son étendue, nous concluons que :

Dans le cadre lorentzien, le lien entre déformations et contraintes ne peut pas obéir au principe de relativité.

Autrement dit :

Le lien entre déformations et contraintes dépend de la vitesse de l'espace galiléen tangent à la portion élémentaire considérée.

En l'occurrence, dans le cas de l'expérience d'aller et retour :

La torsion mécanique du cylindre au niveau d'une de ses sections ne coïncide pas avec sa torsion intrinsèque.

5 – L'ESPACE ISOTROPE LOCAL

Dans le désert intersidéral parfait où nous nous plaçons pour construire la physique « plate », les espaces galiléens ne sont pas tous identiques, puisque les lois de la physique n'y sont pas toujours les mêmes. Leur ensemble n'a pas l'uniformité de la droite infinie sur laquelle aucun repère naturel n'est marqué. Ils n'ont pas les mêmes propriétés *physiques*. Ils sont *discernables* les uns des autres, d'une façon qui ne se réduit pas à la simple relativité du mouvement par rapport aux autres espaces, mais fait référence à des caractéristiques physiques objectives particulières. Par exemple, l'amplitude de la différence de couleur entre leur Ciel « bleu » et leur Ciel « rouge » ; ou bien la façon particulière dont doivent être interprétées les déformations intrinsèques d'un morceau de matière élastique, entre celles qui sont mécaniques et celles qui sont cinématiques.

Un repérage complet d'un espace galiléen doit inclure sa situation relativement à l'univers lointain, autrement dit sa vitesse relativement à l'espace galiléen particulier dans lequel le Ciel lointain se montre statistiquement isotrope, ou le plus isotrope possible. Comme il ne peut être isotrope relativement à deux espaces galiléens distincts, cet espace galiléen particulier est unique. Nous l'appellerons l'**espace isotrope** local et nous le noterons (E_{is}). Sa détermination expérimentale ne peut être faite qu'avec une importante incertitude, mais ce n'est qu'un point secondaire devant le fait qu'il est en théorie indispensable à une description du réel local plus complète et plus fine que celle à laquelle nous limite le principe de relativité.

Pour faire disparaître la contradiction qu'engendre l'expérience d'aller et retour, il est nécessaire que la théorie

– intègre dans son modèle mathématique l'existence d'un espace galiléen privilégié, l'espace isotrope local ; les autres espaces sont caractérisés par leur vitesse relativement à lui ;

– sépare les lois de la physique en deux sous-ensembles, celles qui sont relativistes et celles qui ne le sont pas, ce deuxième n'étant pas vide.

C'est le moins que puisse abandonner la relativité restreinte. Ce faisant, comme l'ancienne géométrie grecque, elle sauve l'essentiel : toutes les lois relativistes, autrement dit tout ce qu'elle est.

Cet abandon n'est en rien un retour à l'espace absolu. Le principe de relativité demeure, sous une forme « faible » :

<u>Forme faible du principe de relativité</u> : Les lois de la physique ne sont pas obligatoirement les mêmes relativement à n'importe quel espace galiléen, mais elles sont les mêmes relativement au couple ((E_{is}), (E)) : en un autre lieu galiléen de l'univers, si la vitesse de (E') par rapport à l'espace isotrope local (E'_{is}) est la même que celle de (E) par rapport à l'espace isotrope local (E_{is}), alors les lois de la physique sont les mêmes relativement à (E') et à (E).

6 – CONSÉQUENCES IMMÉDIATES

D'une certaine façon, cet aménagement est minime, puisqu'il permet de sauver la totalité pragmatique de la théorie : tout ce qui fonctionne peut être transporté avec armes et bagages dans l'ensemble des lois relativistes dont nous parlions plus haut.

Sur le plan de la compréhension philosophique, le changement de paradigme est loin d'être insignifiant. L'univers cinématique est lorentzien, certes, mais nous passons d'un cadre où aucune référence absolue n'existe à un cadre muni d'un espace « central » qui, par son existence objective, rompt la totale démocratie qui régnait auparavant entre les espaces galiléens : chacun d'eux avait son point de vue sur l'espace et le temps, aussi légitime que celui d'un autre, voici maintenant que l'un d'eux a le pouvoir théorique d'imposer aux autres le sien.

<u>Existence d'une simultanéité objective</u>

La définition relativiste de la simultanéité est celle d'Einstein : les évènements i_A et i_B se déroulant en des lieux A et B d'un même espace galiléen (E) sont simultanés si un observateur installé dans (E) au milieu O de A et de B reçoit simultanément (au sens de la simultanéité locale) deux éclairs lumineux émis lors de ces évènements. Cette définition repose sur la symétrie de A et B relativement à O, et donc sur l'isotropie de (E) : les trajets AO et BO sont identiques.

Si (E) cesse d'être isotrope, les directions opposées AO et BO ne sont plus équivalentes, la symétrie est perdue, et avec elle la légitimité de cette simultanéité. Le seul cas où elle la conserve est celui où (E) est l'espace isotrope (E_{is}). Dans le cadre non-relativiste (c'est-à-dire le cadre relativiste faible), il existe donc une et une seule simultanéité légitime, celle relative à (E_{is}). Toutes les autres sont biaisées par rapport à elle. Nous ne savons pas mettre précisément le doigt sur elle, et la transformation de Lorentz, en rendant parfaitement relativiste toute la cinématique, contribue à nous la cacher encore plus. Peu importe. Entre postuler qu'il existe une et une seule *vraie* simultanéité – même si nous ne savons mettre le doigt sur elle qu'avec une très grande incertitude – et postuler que toute simultanéité n'est que relative, il y a une différence qui est d'importance.

Caractère objectif du raccourcissement des longueurs et du ralentissement des horloges

Considérons deux espaces galiléens (E) et (E') distincts, c'est-à-dire en mouvement l'un par rapport à l'autre ; et, immobiles dans (E), une horloge (H) et une boule (B) « en elle-même » parfaite – par exemple faite d'une matière homogène dont le nombre des atomes est le même sur chaque rayon.

Dans la relativité restreinte, cette situation suffit à la description du comportement des règles à mesurer et des horloges. Mais dans le cadre lorentzien non-relativiste elle ne suffit plus. Il faut faire intervenir l'espace galiléen isotrope (E_{is}), a priori distinct de (E) et de (E').

« En elle-même », pour ne pas dire « intrinsèquement », qui a dans ce texte une acception particulière : « relativement à l'espace galiléen tangent au mouvement de l'objet ». Il n'empêche que cette boule « en elle-même » parfaite est aussi, quand elle est au repos relativement à un espace galiléen, une boule « intrinsèquement » parfaite.

– Lorsque la situation est décrite depuis (E_{is}), à un instant de cet espace, (B), en mouvement relativement à lui, est un ellipsoïde de révolution, aplati dans la direction de son mouvement ; et (H) bat plus lentement qu'une horloge identique immobile dans (E_{is}). Les deux obéissent à des lois mathématiquement identiques à celles de la relativité restreinte, mais dont l'interprétation n'est plus la même. L'isotropie de (E_{is}) et l'anisotropie de (E) font que (B) et (H) sont *physiquement* différentes de ce qu'elles seraient si elles étaient immobiles dans (E_{is}). Comme la simultanéité relative à (E_{is}) est objective, les dimensions de (B), considérées dans la géométrie de (E_{is}) à un instant de cet espace, sont elles aussi objectives : sa contraction longitudinale est une contraction *objective*, *physique*, qui témoigne d'une modification de la matière dont est elle est faite, et qui s'oppose à la contraction « relative » de la relativité restreinte, qui n'est la conséquence d'aucune modification physique, mais est seulement l'effet de la vitesse relative du référentiel galiléen depuis lequel on observe (B). De la même façon, le ralentissement de (H) doit être considéré comme physique ou objectif.

– Lorsque la situation est décrite depuis l'espace (E) dans lequel les deux objets sont immobiles, (B) est parfaitement sphérique. C'est pourtant, *physiquement*, un ellipsoïde, mais les règles à mesurer dont (E) est muni subissent elles aussi un raccourcissement longitudinal objectif dont le taux est identique au taux d'aplatissement de (B), si bien qu'on n'observe aucun aplatissement. De la même façon, (H) bat au même rythme, relativement aux horloges de (E), que celui qu'elle aurait relativement aux horloges de (E_{is}) si elle était immobile dans cet espace, parce que les horloges de (E) subissent le même ralentissement objectif qu'elle.

> Tout en étant, *physiquement*, une boule sphérique. C'est une boule sphérique parfaite placée en situation d'anisotropie.

– Enfin, lorsque la situation est décrite depuis (E'), on « voit », conformément à la transformation de Lorentz, (B) aplatie dans le sens du mouvement de (E) dans (E'). Cet aplatissement varie quand varie la vitesse de (E'), sans que (B) soit en rien changée, il est donc « relatif », mais il porte sur une représentation non-objective de (B), qui apparaît dans (E) comme parfaitement sphérique alors que physiquement elle est un ellipsoïde ; et il est évalué avec les règles à mesurer de (E'), qui sont elles aussi non-objectives. De la même façon, on voit depuis (E') (H) avoir un rythme plus lent que celui qu'elle aurait immobile dans (E'), et ce ralentissement est relatif, et non physique ; mais il concerne une horloge non-objective, dont le rythme intrinsèque est identique à celui qu'elle aurait immobile dans (E_{is}) alors qu'objectivement il est plus lent ; et il est évalué avec les horloges de (E'), qui elles aussi sont non-objectives.

La situation, quoiqu'obéissant au même formulaire, est conceptuellement plus compliquée dans le cadre non-relativiste lorentzien que dans celui de la relativité restreinte. D'une façon générale, les corps en mouvement inertiel de translation et les horloges subissent deux sortes d'altérations qui se panachent, les altérations

> Sur le plan formel mathématique, nous n'avons cependant rien fait d'autre que de « marquer » un espace galiléen particulier (E_{is}), et d'ajouter au vocabulaire de la théorie le mot « objectif » (ou « physique », qui en est dans ce contexte un synonyme exact), dont la signification formelle est : relatif à (E_{is}).

physiques ou *objectives*, liées à leur mouvement relativement à l'espace isotrope, et les altérations *relatives*, liées au mouvement du référentiel relativement à eux, et évaluées avec des instruments eux-mêmes physiquement altérés par leur mouvement relativement à l'espace isotrope.

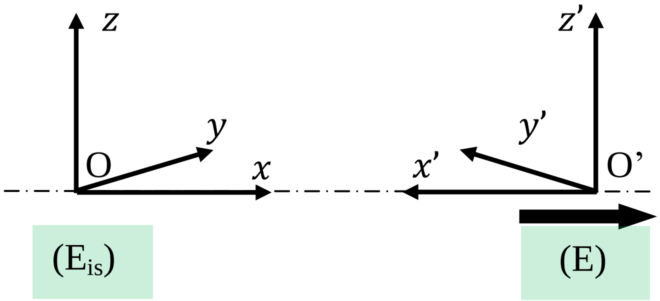
Deux cas particuliers sont toutefois simples. Le premier est celui où l'espace de référence est l'espace isotrope : les altérations ne sont alors qu'objectives ; mais l'incertitude sur la vitesse de cet espace est telle qu'en pratique, à l'échelle des vitesses ordinaires, nous ne le connaissons pas. Le deuxième cas simple est celui où l'espace de référence est celui dans lequel les corps et les horloges sont immobiles. Leurs altérations objectives, quoique inconnues, sont alors exactement compensées par celles des instruments, si bien que les corps et les horloges, en dépit de ces altérations objectives, ont les mêmes caractéristiques relativement à l'espace galiléen où ils sont immobiles que celles qu'ils auraient relativement à l'espace isotrope s'ils étaient immobiles par rapport à lui.

7 – « EFFET DOMINO » SUR LE CADRE PREMIER

La mise en place par Einstein de la transformation de Lorentz se fonde sur le principe de relativité. Cependant, l'expérience d'aller et retour nous conduit à la conclusion que la portée de ce principe n'est pas universelle. Nous avons été ainsi amenés à ajouter à la théorie un espace isotrope local, dont la réalité physique nous a obligés à considérer que les modifications des instruments en mouvement relativement à lui sont physiques et non pas relatives.

L'abandon du principe de relativité ne peut être limité aux déformations de la matière élastique considérée dans son étendue, il s'étend aux instruments de mesure et installe de ce fait un cadre premier non-relativiste.

Néanmoins, ce cadre obéit à la cinématique lorentzienne, qui est telle que la réciproque de la transformation de Lorentz de paramètre v soit une transformation de Lorentz de paramètre v (en orientant les axes des x et x' en sens inverse l'un de l'autre, ce qui place les deux référentiels dans une situation de symétrie).



$$\begin{cases} x' = \gamma(-x + v\,t) \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = \gamma\left(t + \frac{v\,x}{c^2}\right) \end{cases}$$

$$\begin{cases} x = \gamma(-x' + v\,t') \\ y = y' \\ z = z' \\ t = \gamma\left(t' + \frac{v\,x'}{c^2}\right) \end{cases}$$

Aussi, ce cadre premier non-relativiste engendre, par le « miracle » de la transformation de Lorentz une cinématique parfaitement relativiste.

Ainsi – voir plus loin – que par le « miracle » du groupe de Lorentz.

8 – STABILITÉ ONDULATOIRE DE LA MATIÈRE, CONTRACTION DE LORENTZ ET RALENTISSEMENT DES HORLOGES LORENTZIENNES

Essayons de comprendre comment s'installe la transformation de Lorentz.

Elle ne peut pas être déduite du principe de relativité, puisque le cadre premier est non-relativiste, et que c'est elle qui rend la cinématique relativiste.

Lorsque le principe de relativité nous amenait à considérer comme entièrement relatives les altérations des instruments en mouvement relativement à l'observateur galiléen, autrement dit que ces altérations les laissaient strictement inchangés, nous ne pouvions que les attribuer à une entité extérieure à eux. D'où le concept d'espace-temps, posé comme une réalité physique. Maintenant que par l'enchaînement des implications logiques un abandon marginal du principe de relativité nous a conduits à considérer que ces altérations sont, relativement à l'espace isotrope, des altérations physiques, elles ne peuvent plus être l'effet d'un espace-temps, car cela nous amènerait à les considérer comme purement relatives, ce qu'elles ne sont pas. L'espace-temps, envisagé comme entité génératrice de la cinématique lorentzienne, disparaît donc. Il nous faut l'expliquer autrement.

On sait aujourd'hui – et on ignorait à l'époque où est née la théorie de la relativité – que l'atome est formé d'un minuscule noyau central, entouré d'un nuage électronique. Les interactions entre le noyau et les électrons et entre les électrons sont électromagnétiques. Nous savons d'autre part que c'est une structure périodique, qui possède des rythmes internes liés à son état.

Par conséquent, et puisque la taille du noyau est négligeable :

Un atome peut être assimilé à un système vibratoire stable possédant une certaine étendue ; en ses divers points des variables physiques prennent des valeurs périodiques, qui sont d'un point à un autre synchronisées par des interactions électromagnétiques, autrement dit par de la lumière.

Une conséquence immédiate de ce postulat est que la vitesse de la matière relativement à l'espace isotrope ne peut dépasser celle de la lumière. Si c'était le cas, en effet, les allers et retours des interactions électromagnétiques à l'intérieur de l'atome ne pourraient plus se faire. La transformation de Lorentz n'est donc pas nécessaire à l'établissement de C comme vitesse maximale de la matière relativement à l'espace isotrope.

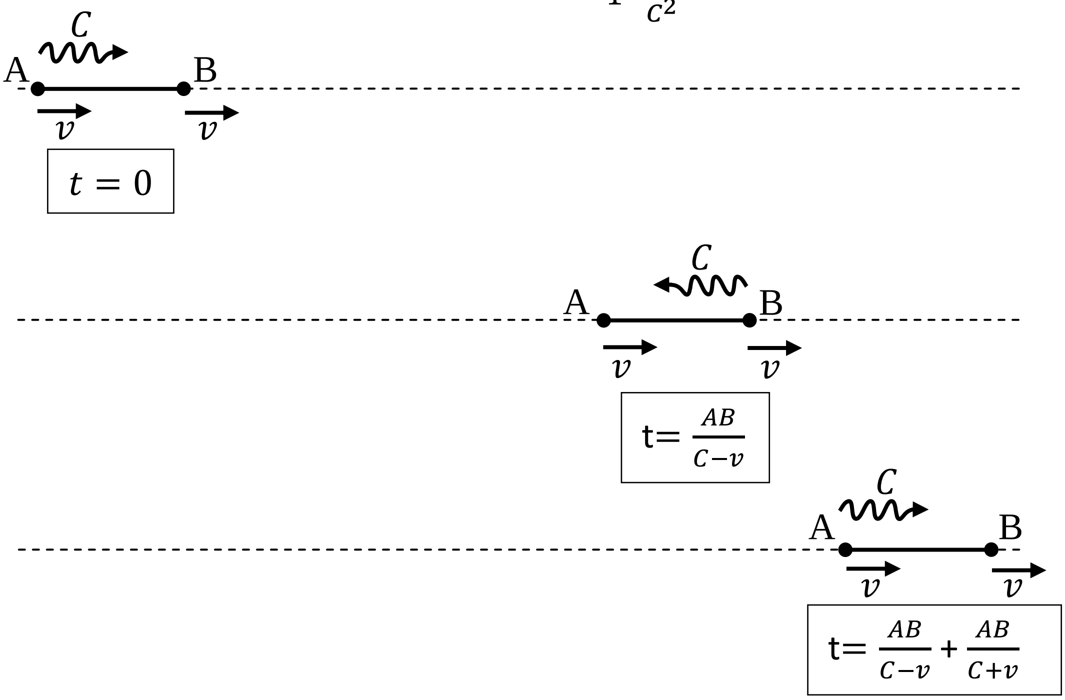
Nous posons donc, quant aux propriétés cinématiques de la lumière, ce simple postulat, moins contraignant que celui de la relativité restreint : la vitesse de la lumière relativement à l'espace isotrope local est C.

Considérons un atome immobile dans (E_{is}). Il est parcouru en tous sens par des interactions électromagnétiques qui, en vertu de l'isotropie de (Eis), vont toutes à la même vitesse, que nous appelons C. Les délais mis par la lumière pour parcourir des allers et retours ou des cycles fermés plus complexes entre les différents points singuliers, nœuds ou ventres, de son système ondulatoire font partie de son architecture rythmique, et sont donc en accord avec elle.

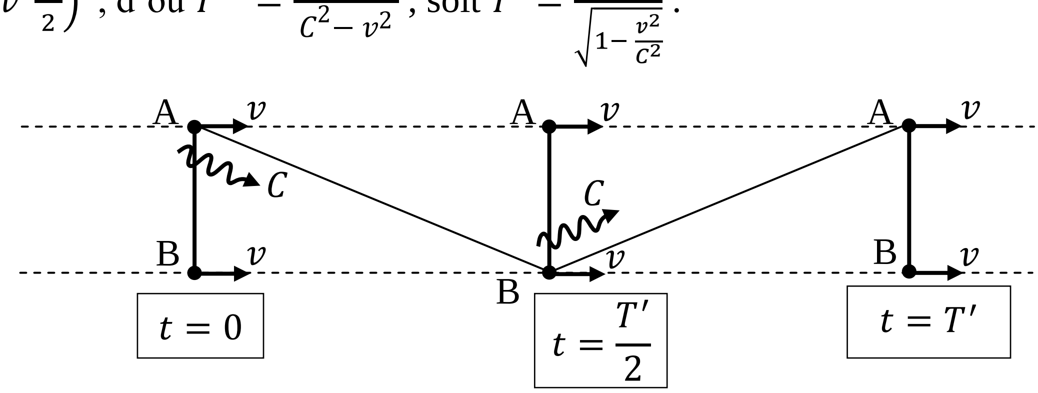
Supposons que ABA soit un tel cycle, parcouru en un temps T. On a donc $AB = C\ \frac{T}{2}$.

Considérons ce même atome allant à la vitesse v relativement à (E_{is}). Supposons que toutes ses dimensions géométriques objectives restent invariables.

Quand AB est colinéaire à v, la durée objective du trajet ABA devient $\frac{\mathrm{AB}}{C+v} + \frac{\mathrm{AB}}{C-v} = C\ \frac{T}{2}\ \frac{2\,C}{C^2 - v^2} = \frac{T}{1-\frac{v^2}{C^2}}$.



Quand AB est perpendiculaire à v, la durée objective T' du trajet vérifie, par le théorème de Pythagore, $\left(C\ \frac{T'}{2}\right)^2 = AB^2 + \left(v\ \frac{T'}{2}\right)^2$, d'où $T'^2 = \frac{4\left(C\frac{T}{2}\right)^2}{C^2 - v^2}$, soit $T' = \frac{T}{\sqrt{1-\frac{v^2}{C^2}}}$.



Quand AB fait avec v un angle autre que 0 ou $\frac{\pi}{2}$, le théorème de la valeur intermédiaire nous assure que la durée du cycle ABA peut prendre toutes les valeurs possibles entre $\frac{T}{\sqrt{1-\frac{v^2}{C^2}}}$ et $\frac{T}{1-\frac{v^2}{C^2}}$.

Ainsi, si les dimensions objectives de l'atome restaient invariables quand change sa vitesse, les cycles électromagnétiques internes, qui sont nécessairement accordés les uns aux autres pour que puisse exister une structure rythmique stable, verraient leurs durées dispersées de telles façon qu'il ne pourrait conserver son architecture ondulatoire.

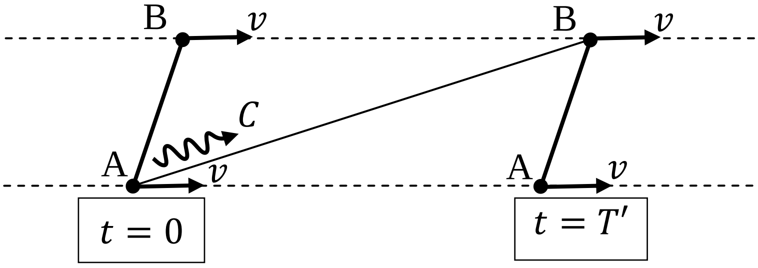
Nous n'avons pour simplifier considéré que le cas où l'atome est primitivement immobile relativement à (E_{is}). Mais le cas où ce serait relativement à un autre espace galiléen (E) revient au même, puisque de variations de vitesse relativement à (E) sont en général des variations de vitesse relativement à (Eis).

Le fait que l'architecture ondulatoire d'un atome au repos puisse perdurer, identique (ou plutôt isomorphe) à elle-même, lorsque varie sa vitesse, nous montre que les dimensions objectives de cet atome s'adaptent de manière à assurer la permanence de cette architecture.

Montrons que la contraction de Lorentz est exactement adéquate à la conservation de l'architecture vibratoire, ou plutôt à sa transformation en une architecture parfaitement isomorphe, mais de rythme plus lent, dans un rapport qui est celui donné par la transformation de Lorentz.

Soit (S) un système au repos dans (E_{is}), entre certains points duquel la lumière effectue différents cycles qui ont la propriété d'être accordés les uns aux autres. Lorsque nous mettons (S) en mouvement relativement à (E_{is}), et qu'il est alors au repos dans (E), de vitesse v par rapport à (E_{is}), ce système subit par hypothèse une contraction longitudinale de rapport $\sqrt{1-\frac{v^2}{C^2}}$. Montrons que tous les cycles-lumière de (S) subissent un raccourcissement objectif proportionnel à leurs durées, et restent donc accordés les uns aux autres.

Commençons par calculer la durée objective d'un trajet-lumière AB. L'espace de référence est donc (E_{is})



Soit, lorsque (S) est au repos relativement à (E_{is}), l la longueur AB, φ l'angle $\left(\vec{v}, \overrightarrow{\mathrm{AB}}\right)$, T la durée du trajet lumineux AB ; et, lorsque (S) est en mouvement par rapport à (E_{is}), l' la longueur objective AB, φ' l'angle $\left(\vec{v}, \overrightarrow{\mathrm{AB}}\right)$, T' la durée objective du trajet lumineux AB.

Par le théorème d'Al Kachi,

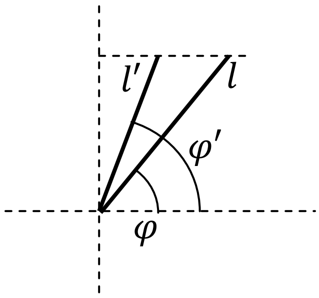
$$C^2T'^2 = v^2T'^2 + l'^2 - 2vT'l'\cos(\pi - \varphi')$$

D'où

$$(C^2 - v^2)T'^2 - 2vl'\cos\varphi'\, T' - l'^2 = 0$$

Cette équation du second degré en T' a deux racines dont le produit $\frac{-l'^2}{C^2-v^2}$ est négatif, et qui sont donc de signes contraires. La plus grande des deux est positive et fournit T'.

Le discriminant réduit est



$\Delta' = v^2l'^2\cos^2\varphi' + (C^2 - v^2)l'^2$

Or $l'^2\cos^2\varphi' = \left(1 - \frac{v^2}{C^2}\right) l^2\cos^2\varphi$

et $l'^2 = l'^2\sin^2\varphi' + l'^2\cos^2\varphi'$

$= l^2 sin^2\varphi + \left(1 - \frac{v^2}{C^2}\right) l^2\cos^2\varphi$

$= l^2\left(1 - \frac{v^2}{C^2}\cos^2\varphi\right)$

Si bien que

$\Delta' = v^2\left(1 - \frac{v^2}{C^2}\right) l^2\cos^2\varphi + (C^2 - v^2)l^2\left(1 - \frac{v^2}{C^2}\cos^2\varphi\right)$

$= (C^2 - v^2)l^2$

On a donc

$$T' = \frac{vl'\cos\varphi' + l\sqrt{C^2 - v^2}}{C^2 - v^2}$$

Appelons H_A et H_B les projections orthogonales à un instant objectif donné de A et B sur une droite parallèle à $\vec{v}$. Comme le mouvement de (S) est uniforme, la mesure algébrique $\overline{\mathrm{H_A H_B}}$ est indépendante de l'instant en lequel se fait la projection, et on a

$$T' = \frac{v\,\overline{\mathrm{H_A H_B}}}{C^2 - v^2} + \frac{\mathrm{AB}}{C\sqrt{1 - \frac{v^2}{C^2}}}$$

AB = l est la longueur de AB quand il est au repos relativement à (E_{is}).

La durée totale d'un cycle-lumière tel que par exemple ABCDEA est donc

$$\frac{v(\overline{\mathrm{H_A H_B}} + \overline{\mathrm{H_B H_C}} + \cdots + \overline{\mathrm{H_E H_A}})}{C^2 - v^2} + \frac{\mathrm{AB} + \mathrm{BC} + \cdots \mathrm{EA}}{C\sqrt{1 - \frac{v^2}{C^2}}}$$

La première somme est nulle par la relation de Chasles, si bien qu'entre les durées objectives T_{ABCDEA} et T'_{ABCDEA} du cycle quand (S) est immobile dans (E_{is}) et quand il va à la vitesse v relativement à cet espace on a la relation

$$T'_{ABCDEA} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{C^2}}} T_{ABCDEA}$$

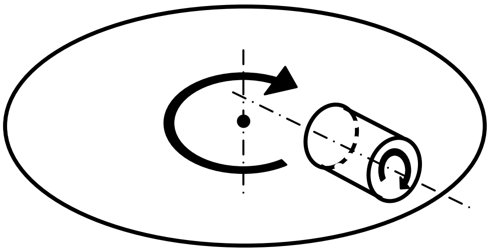
Les durées des cycles composant l'architecture vibratoire de (S) sont toutes multipliées par le même nombre, si bien qu'ils restent accordés les uns aux autres et manifestent exactement, à un isomorphisme près, la même structure.

Le raccourcissement lorentzien des longueurs est exactement adéquat à ce que soit conservée à l'identique la structure ondulatoire de la matière au repos.

La contraction lorentzienne des longueurs s'accompagne d'un ralentissement du rythme ondulatoire de la matière conforme à la transformation de Lorentz.

Ce qui vaut pour un atome vaut pour tout bloc de matière et pour toutes les particules assimilables à des systèmes périodiques ayant une certaine étendue et dont la synchronisation interne se fait à la vitesse de la lumière.

Nous appellerons **horloges lorentziennes** les horloges fondées sur le rythme interne de la matière. Les horloges atomiques en sont un exemple, les particules en mouvement rapide un autre. Les horloges inertielles – telles par exemple qu'un cylindre en rotation inertielle – ne sont pas lorentziennes. On peut s'en convaincre en imaginant par exemple un cylindre en rotation installé sur un plateau tournant et perpendiculaire à l'axe du plateau. Les deux extrémités du cylindre tournent à la même vitesse, alors que deux horloges lorentziennes placées en ces deux extrémités tourneraient à des vitesses différentes.



9 – L'ÉMERGENCE DE LA TRANSFORMATION DE LORENTZ

L'espace et le temps n'ont de mesure que subordonnées au choix des instruments. On pourrait en théorie mesurer les longueurs objectives, mais en pratique on ne le peut pas, vu la grande incertitude qui grève la détermination de l'espace isotrope local. Cela nous obligerait en outre à considérer qu'une règle au repos dans un laboratoire terrestre a une longueur qui varie selon un rythme diurne et annuel, puisque l'espace galiléen tangent au laboratoire varie selon ces rythmes. Ce ne serait pas très commode.

On choisit donc de se fonder sur les longueurs *relatives*, celles que construisent par classes d'équivalence les expériences de superposition durable : si les règles A et B, l'une et l'autre au repos relativement à un espace galiléen, sont superposables, et si B et C le sont elles aussi, dans des conditions semblables, alors A et C le sont, etc. Les classes d'équivalence sont compatibles avec le transport d'un espace galiléen à un autre, et les dotent de géométries identiques. Les lois de la géométrie ainsi construite sont donc relativistes.

> En fait, la construction de la géométrie à partir des longueurs relatives est plus qu'un choix. C'est la première et la seule que nous puissions faire à partir des matériaux qui nous tombent sous la main, avant d'avoir construit la chronométrie, laquelle s'appuie nécessairement sur la géométrie. Les longueurs relatives sont les longueurs premières, les longueurs objectives sont des longueurs *deuxièmes*, qui requièrent le concept de simultanéité et ne peuvent apparaître qu'une fois construite la chronométrie.

On pourrait de même en théorie utiliser pour la chronométrie les durées objectives définies par les horloges de l'espace isotrope, mais on se heurte à des inconvénients similaires. On pourrait utiliser des horloges inertielles, mais elles sont plus un instrument théorique, dont le bon fonctionnement reformule le principe de Galilée en construisant le temps de telle façon que le mouvement inertiel soit uniforme, qu'un instrument effectif – à l'exception de la Terre, dont le mouvement de rotation nous a longtemps donné la meilleure horloge dont nous disposions. Aujourd'hui, les meilleures se fondent sur un principe différent, celui de la stabilité du rythme propre de la matière. Immobiles relativement à un espace galiléen donné, elles fournissent un temps en théorie parfaitement régulier devant le temps inertiel théorique, et concrètement meilleur que le temps sidéral, qui est altéré par des phénomènes parasites, notamment les effets des marées. On choisit donc d'utiliser des horloges *atomiques*, autrement dit lorentziennes. Transportées d'un espace galiléen à un autre, elles subissent la même altération relative et fournissent ainsi les unes et les autres les mêmes durées : elles sont, comme les longueurs relatives, compatibles avec le passage d'un espace galiléen à un autre. Comme elles sont accordées au rythme propre de la matière, ce dernier reste invariable relativement à elles après un tel passage. Ces horloges installent donc une chronométrie à la fois lorentzienne et relativiste.

On pourrait enfin utiliser la simultanéité objective de l'espace isotrope, mais là encore on se heurte à des difficultés semblables, si bien qu'on recourt à celle construite sur la perception simultanée de deux éclairs lumineux par l'observateur installé au milieu des deux évènements. Cette simultanéité est biaisée par rapport à celle de l'espace isotrope, qui est la seule à être fondée sur une complète symétrie, et donc la seule à être une véritable simultanéité.

La simultanéité relativiste n'est donc pas à considérer du même œil que les règles et les horloges. Ces dernières, en effet, ont certes leur fonctionnement propre, mais sont des instruments parfaits, dépourvus de biais. Tandis que la simultanéité qu'utilise la relativité restreinte n'en est tout simplement pas une – sauf évidemment si l'espace galiléen de référence est (E_{is}).

Imaginons, dans un espace galiléen (E), deux points A et B à la distance d l'un de l'autre ; d est donc une distance dans la géométrie intrinsèque de (E), c'est-à-dire une distance au sens premier.

Un rayon lumineux part de A, se réfléchit en B sur un miroir convenablement disposé, et revient en A. La figure est exactement semblable, à la taille près, à un cas particulier de celle étudiée plus haut à l'intérieur d'un atome, où un rayon lumineux faisait un cycle de sommet A; ici, le cycle est ABA. Le calcul qui a été fait montre que quel que soit B sur la sphère de centre A et de rayon d (pour la géométrie intrinsèque de (E)), la lumière met toujours le même temps à effectuer le cycle ABA. Ce cycle a une durée objective plus longue que si la même figure intrinsèque était tracée dans (E_{is}) : il est soumis au ralentissement lorentzien des durées. Mais les horloges de (E), qui sont lorentziennes, tournent plus lentement que celles de (E_{is}), dans la même proportion que ce cycle est ralenti, et il a donc, selon les horloges de (E), exactement la durée qu'il aurait selon les horloges de (E_{is}) si la figure était tracée dans cet espace, autrement dit $2\,\frac{d}{c}$.

Avec les règles à mesurer et les horloges lorentziennes dont (E) est muni, la durée du cycle ABA est $T = 2\,\frac{\mathrm{AB}}{c}$.

Notons T_{AB} la durée relative à (E) du trajet-lumière AB. Le résultat ci-dessus est donc que $T_{\mathrm{AB}} + T_{\mathrm{BA}} = 2\,\frac{\mathrm{AB}}{c}$.

Soit B' le symétrique de B par rapport à A. Par définition de la simultanéité relative à (E), on a $T_{\mathrm{B'A}} = T_{\mathrm{BA}}$; et de l'égalité $\overrightarrow{\mathrm{B'A}} = \overrightarrow{\mathrm{AB}}$ on tire que $T_{\mathrm{B'A}} = T_{\mathrm{AB}}$. On a donc $T_{\mathrm{AB}} = T_{\mathrm{BA}} = \frac{\mathrm{AB}}{c}$.

Ainsi, tandis que les durées objectives des trajets-lumière AB et BA sont différentes, l'emploi de la simultanéité-lumière rend égales leurs durées relatives à (E).

Lorsqu'on utilise pour construire la géométrie et la chronométrie des espaces galiléens

– les règles à mesurer emportées par eux,

– les horloges lorentziennes emportées eux,

– la simultanéité-lumière relative à eux,

la vitesse de la lumière relativement à tous les espaces galiléens est C dans toutes les directions.

D'où, par un théorème maintes fois démontré :

Avec les choix instrumentaux ci-dessus, la cinématique est lorentzienne de paramètre C.

Ainsi, l'émergence de la transformation de Lorentz n'est pas, en dernier recours, la conséquence du principe de relativité et de la constance de la vitesse de la lumière, mais découle au contraire

– de ce que le cadre premier est non-relativiste, centré autour d'un espace galiléen isotrope,

– de la stabilité ondulatoire de la matière

– et des choix instrumentaux qu'il est pertinent d'opérer dans ce contexte.

La constance de la vitesse de la lumière n'est pas un axiome, mais une propriété démontrable. Avec d'autres choix instrumentaux, qui utiliseraient des règles objectives, ou des horloges objectives, ou encore la simultanéité objective, elle disparaîtrait.

10 – UNE NON-RELATIVITÉ HABILLÉE DE RELATIVITÉ

Le statut de la transformation de Lorentz est en l'affaire paradoxal. Elle émerge comme découlant de la non-relativité du contexte galiléen, puisqu'elle signe la réalité physique de l'anisotropie du cadre premier, de la contraction de Lorentz et du ralentissement lorentzien du rythme ondulatoire de la matière, qui sont autant de phénomènes non-relativistes. Cependant, avec un choix convenable des coordonnées, elle est involutive ; du coup elle place (E_{is}) relativement à (E) dans une situation cinématiquement indiscernable de celle de (E) relativement à (E_{is}) ; et, comme le groupe que ces transformations particulières engendrent par composition est fait de transformations de Lorentz, cette indiscernabilité s'étend à tous les espaces galiléens.

> Ce n'est pas une évidence algébrique : par exemple, en géométrie plane, le groupe engendré par les symétries orthogonales contient les rotations et les translations, qui ne sont pas des symétries orthogonales.

C'est donc un univers relativiste qu'elle construit, et ce caractère déborde le raccourcissement des longueurs et le ralentissement des horloges pour inclure la permanence de la structure ondulatoire de la matière, l'invariabilité de la vitesse de la lumière, l'impossibilité de la dépasser, et s'étend encore à un grand nombre de lois dont le caractère relativiste est confirmé par l'expérience.

À cela on peut risquer une tentative d'explication générale. La matière est soumise à des lois qui dépendent, entre autres paramètres, de sa vitesse relativement à l'espace isotrope. Mais en la considérant avec des instruments subissant les mêmes altérations qu'elle, on gomme au maximum l'incidence de sa vitesse : on opère une séparation des paramètres qui nous fait ne plus voir que ses caractéristiques relativistes. Ce point de vue, qui fait disparaître le contexte cinématique objectif en rendant la vitesse de la lumière invariablement égale à C relativement à la matière au repos, est pertinent, car elle est un objet fortement relativiste, un objet qui reste le plus possible identique à lui-même quand change sa vitesse.

D'autre part, en nous montrant la matière au repos toujours dans la même situation relativement à la lumière, il nous montre aussi la lumière toujours dans la même situation relativement à la matière au repos ; et opère ainsi avec la lumière la même séparation des paramètres qu'avec la matière, en sélectionnant son aspect le plus relativiste. En même temps, parce que la lumière est partie prenante dans l'architecture de la matière, celle-ci ne pourrait pas être aussi relativiste qu'elle l'est si la lumière n'avait pas elle-même des caractéristiques relativistes essentielles. On comprend donc que la valeur du principe de relativité, même si elle n'est pas absolue, déborde largement du cadre cinématique pour s'étendre à la mécanique du point matériel et à l'électromagnétisme.

11 – CONCLUSION PROVISOIRE

On peut interpréter le résultat de l'expérience de Michelson et Morley de deux façons opposées.

La première, qui fut celle de Lorentz et de Fitzgerald, est de considérer que la matière, lorsqu'elle est en mouvement relativement à un espace galiléen particulier, subit une contraction longitudinale effective, une contraction physique. Pour eux, l'espace en question était semble-t-il l'espace « absolu », entité presque concrète, chosifiée, existant « en elle-même », immuable et identique à elle-même d'un bout à l'autre de l'univers – mais c'est un point secondaire : l'essentiel est que la matière ne reste pas intrinsèquement identique à elle-même lorsque change sa vitesse relativement à un espace particulier.

La deuxième interprétation, celle d'Einstein et de la relativité restreinte, considère au contraire que la matière au repos est intrinsèquement la même quel que soit l'espace galiléen dans lequel elle est immobile.

Dans l'histoire de la physique, c'est la deuxième qui a pris le dessus. La contraction lorentzienne effective des longueurs a paru être une hypothèse artificieuse, fabriquée exprès pour expliquer le résultat négatif de l'expérience de Michelson et Morley. On ne pouvait guère comprendre quelle force mystérieuse pouvait bien ainsi rétrécir les matériaux, invisible, et qui, au contraire de toutes les autres forces connues, agissait exactement de la même façon sur chacun d'eux, du plus souple au plus rigide. En outre le débat s'est tenu à une époque où l'idée générale aujourd'hui triviale que la matière est une structure ondulatoire stable synchronisée entre ses différents lieux par des interactions électromagnétiques était encore dans les limbes. Un argument essentiel, celui que la contraction de Lorentz est le moyen effectif que la matière a de perdurer en tant que structure rythmique isomorphe à elle-même, et qu'elle implique le ralentissement lorentzien de son rythme, ne pouvait pas être avancé.

La relativité restreinte, si miraculeusement limpide sur ses deux piliers, le principe de relativité et l'invariance de la vitesse de la lumière, était, quelle que soit son étrangeté, bien plus convaincante que le recours à cette contraction effective incongrue et inexplicable. La théorie était pertinente, elle décrivait correctement le réel, elle s'est imposée sans qu'on voie que sa pertinence venait plus de la transformation de Lorentz que du principe de relativité. Ni que la théorie rivale, en aboutissant elle aussi à cadre lorentzien, et étant largement – mais pas complètement – relativiste, pouvait être au moins aussi pertinente. En outre, comme la transformation de Lorentz est déductible de la théorie de la relativité, celle-ci se l'est appropriée, oubliant et faisant oublier que cette transformation est tout autant le fait d'une théorie lorentzienne non-relativiste. Le vocabulaire en porte la marque, qui qualifie en général de « relativiste » ce qui est simplement lorentzien

On peut se demander – et la question a été souvent posée – quelle est au juste la différence entre la déformation de Lorentz-Fitzgerald et celle d'Einstein. On dit que l'une est « absolue », ou encore « physique », tandis que l'autre n'est que « relative ». Qu'est-ce cela signifie précisément, puisque les apparences géométriques sont exactement les mêmes ?

J'ai préféré parler de déformation « objective » pour éviter toute référence à un espace absolu.

Tant que l'objet n'est considéré qu'en situation de repos relativement à un espace galiléen ou à un autre, il n'y a en effet aucune différence. Mais lorsque nous considérons un cylindre dans des situations successives où il est d'abord globalement immobile relativement à un espace galiléen (E_0), puis relativement à un autre (E_1), tournant dans l'un et l'autre cas librement sur lui-même, hors de toute contrainte, il apparaît une différence.

Dans le cas de la relativité restreinte, le cylindre est postulé redevenir intrinsèquement identique à ce qu'il était. Une génératrice gravée sur lui quand il tourne dans (E_0) reste une génératrice quand il tourne dans (E_1) : dans l'un et l'autre cas une droite parallèle à l'axe.

Dans le cas de la non-relativité lorentzienne, l'absence de torsion mécanique doit être évaluée en des instants objectifs, et par conséquent – puisque la contraction de Lorentz, à elle seule, n'engendre aucune torsion – doit être évaluée relativement à (E_{is}), qui n'est ni (E_0) ni (E_1). La génératrice (G) gravée sur (C) quand il tourne dans (E_0) n'en est objectivement pas une, puisque le décalage de simultanéité entre (E_{is}) et (E_0) le long de (C) fait naître un décalage angulaire des sections du cylindre : (G) est objectivement une hélice régulière que ce décalage fait « voir » depuis (E_0) comme une droite. L'absence de torsion mécanique fait que (G) est relativement à (E_{is}) une hélice de même pas quand il tourne dans (E_0) ou dans (E_1). Mais, puisque le décalage de simultanéité le long de (C) n'est pas le même entre (E_{is}) et (E_0) qu'entre (E_{is}) et (E_1), (G) ne sera pas « vue » comme une droite dans (E_1). Ainsi, au contraire de ce qui se produit en relativité restreinte, une génératrice gravée sur (C) quand il tourne dans (E_0) n'en est plus une quand il tourne dans (E_1).

Le cylindre en rotation, porteur d'une « droite » gravée sur lui, est un objet dont le comportement n'est pas le même dans l'une et l'autre théorie. C'est donc un objet capable de discriminer l'une de l'autre.

Nous avons étudié son comportement dans le cadre de la relativité restreinte et montré que l'expérience d'aller et retour y engendrait une contradiction. Dans un article faisant suite à celui-ci, nous montrerons que la contradiction disparaît dans le cadre de la mécanique lorentzienne non-relativiste des corps élastiques considérés dans leur étendue, et que cette théorie, étant constructible à l'intérieur de la théorie des ensembles, est aussi solide que les mathématiques.

Table des matières