LA RELATIVITE GENERALE
La longue marche d'Albert Einstein

INTRODUCTION

La relativité générale (**RG**) est avant tout une théorie de la gravitation développée entre 1907 et 1915 par Albert Einstein. Auparavant ce dernier avait construit et publié en 1905 la théorie de la relativité restreinte (**RR**) dont le but initial était de mettre en accord la mécanique de Newton et l'électromagnétisme de Maxwell. Le cœur du désaccord entre les deux était que la seconde n'obéissait pas à la loi galiléenne de composition des vitesses de la première. En revisitant en profondeur les concepts d'espace et de temps A. Einstein proposait alors une refonte totale de la physique des corps en mouvement relatif. Pour cela il posa comme principe de base que « *les lois générales de la nature (par exemple les lois de la mécanique ou les lois concernant la propagation de la lumière dans le vide) ont exactement la même forme dans tous les référentiels se déplaçant les uns par rapport aux autres dans des mouvements rectiligne uniforme*[1]. » Ceci constitue le principe de relativité restreinte auquel il ajouta un second postulat d'origine expérimentale : la vitesse de la lumière est indépendante du mouvement de l'observateur.

Mais pour Einstein le travail n'était pas terminé car, dans son esprit, il n'y avait aucune raison que le principe de relativité se limite aux référentiels galiléens et ne puisse pas être étendu à des mouvements relatifs quelconques entre référentiels. Il se remet au travail sur la question dès 1907. Mais auparavant revenons sur quelques points importants de la mécanique newtonienne qui, du point de vue d'Albert Einstein, posaient problème à la communauté des physiciens : pour notre propos, en relation avec la **RG**, ces questions concernent avant tout le statut et l'origine des forces d'inertie.

LES FORCES D'INERTIE DE NEWTON

La seconde loi de **Newton** (1642/1727) $\vec{F} = m.\vec{a}$ (F, résultante des forces appliquées sur le système et a, accélération de ce système dans le référentiel d'étude) n'a cette forme simple que dans les référentiels galiléens, c'est à dire en translation rectiligne uniforme les uns par rapport aux autres. Cependant il n'est pas toujours facile de savoir si le référentiel dans lequel on est au repos et à partir duquel on étudie un phénomène appartient à une telle classe. La première idée que l'on peut avoir est de vérifier que l'absence de force appliquée occasionne la nullité de l'accélération. Problème : comment s'assurer que la force est nulle sinon en déterminant que c'est le cas de l'accélération ? Cette première approche ne permet pas de se sortir de ce cercle vicieux. On peut cependant imaginer une autre expérience un peu plus complexe mais permettant de casser cette « boucle infernale ». Considérons un corps de

[1] « La relativité » - Albert Einstein – Petite Bibliothèque Payot (voir bibliographie en fin d'article). De tels référentiels sont dits galiléens ou inertiels.

masse m et de charge électrique Q placé dans un champ électrique statique $\vec{E}$. Il est soumis à une force électrostatique $\vec{F}_e = Q.\vec{E}$ avec laquelle nous pouvons écrire la seconde loi de Newton $F = m.\vec{a} = \vec{F}_e = Q.\vec{E}$, permettant de calculer la valeur théorique de l'accélération $\vec{a}_{th} = (Q/m).\vec{E}$. Si la valeur expérimentale $\vec{a}_{ex}$ est identique à la valeur théorique donnée par l'expression précédente, c'est que notre référentiel **(R)** est bien galiléen. Dans le cas contraire notre référentiel d'étude est accéléré et la seconde loi de Newton doit être écrite sous une forme modifiée. On a alors :

$$\vec{F} = m.\vec{a}' = Q.\vec{E} - m.\vec{A}'$$

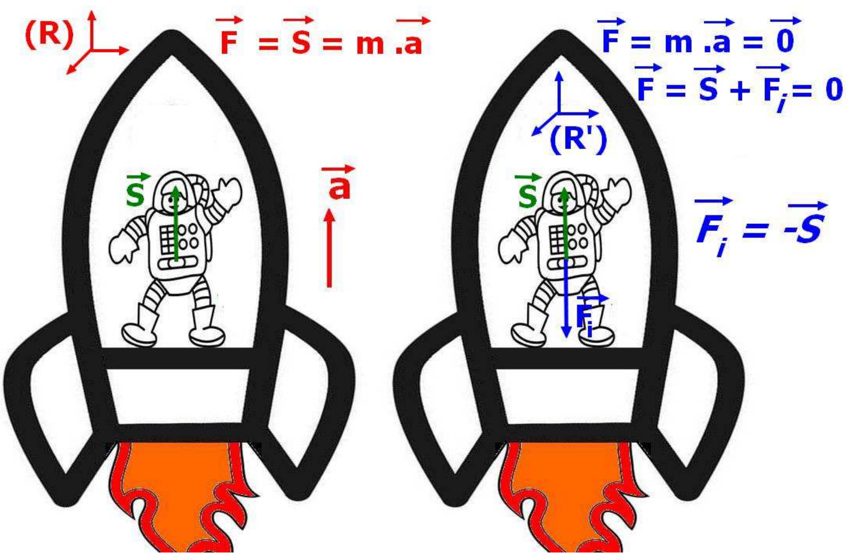
avec :

$\vec{a}'$: accélération du système par rapport à un référentiel **(R')**.

$\vec{A}$: accélération de notre référentiel **(R')** par rapport à un référentiel galiléen **(R)**.

Ce terme $-m.\vec{A}$ qui vient s'ajouter aux forces physiques exercées et qui n'apparaît que lorsqu'on travaille dans un référentiel non inertiel est appelé « force d'inertie ». Il devient alors possible d'observer notre charge « au repos » dans **(R')** alors qu'elle est soumise à un champ électrique et donc à une force électrostatique.

Prenons un autre exemple pour montrer comment étudier un même système – ici un cosmonaute dans une fusée loin de toute source gravitationnelle - depuis deux référentiels distincts : le premier, **(R)**, est galiléen et le second, **(R')**, ne l'est pas. Supposons que les moteurs soient en action et donnent à notre système une accélération $\vec{a}$ dans le référentiel **(R)**. Dans ce dernier le cosmonaute est soumis uniquement à la réaction $\vec{S}$ du plancher et nous pouvons écrire $\vec{S} = m.\vec{a}$. Dans **(R')** – accéléré - le cosmonaute est au repos mais il faut écrire la seconde loi de Newton en introduisant la force d'inertie $\vec{F}_i$ comme décrit dans la figure ci dessous.



Ainsi les forces d'inertie, comme la force centrifuge ou celle de Coriolis, ont la curieuse propriété d'apparaître ou de disparaître selon la nature du référentiel dans lequel l'étude réalisée est conduite ! Comment expliquer un tel comportement ? Pour répondre (difficilement) à cette question Newton suppose que l'espace a un caractère absolu – il existe indépendamment de la matière qu'il contient et lui est indifférent. Il a des propriétés qui entraîne que l'accélération par rapport à lui a une signification physique. Selon cette interprétation les référentiels galiléens sont ceux qui n'ont pas d'accélération par rapport à l'espace. Mais cette conception de l'espace souffre de plusieurs faiblesses qui ont été relevées très rapidement par certains contemporains de Newton (Berkeley, Leibniz). Tout d'abord il n'est guère envisageable d'attribuer à l'espace des propriétés qui l'apparente à une matière (notion d'éther qui prendra corps essentiellement au XIX^e siècle pour expliquer les propriétés de la lumière) car il faudrait alors donner à la vitesse absolue un sens au même titre qu'à l'accélération absolue et le mouvement uniforme devrait devenir observable au même titre que l'accélération[2]. De plus, si cette « substantialisation » de l'espace correspondait à la réalité il faudrait expliquer pourquoi ce dernier peut agir sur la matière par l'intermédiaire des forces d'inertie alors que lui même ne subit aucune action de la part de cette dernière puisque, dans la vision de Newton, les propriétés de l'espace absolu sont données a priori et indépendamment de son contenu. Le physicien et philosophe du XIXe siècle, **Ernst Mach** (1838/ 1916), contestera lui aussi vigoureusement l'approche newtonienne et, dans la lignée des critique de **Georges Berkeley** (1685/1753), propose, d'une part, que les référentiels d'inertie soient ceux qui ne sont pas accélérés par rapport aux « étoiles fixes » et, d'autre part, que les forces d'inertie sont des effets physiques liés à la présence de la matière lointaine de l'univers.

Einstein sera d'accord, dans un premier temps, avec le point de vue de Mach mais s'en détachera par la suite en adoptant, comme on va le voir, une approche différente. En s'appuyant sur des expériences de pensée à la puissance heuristique considérable, il va montrer que les forces gravitationnelles et les forces d'inertie constituent un seul et même concept. Pour lui, l'espace est bien à l'origine des forces d'inertie mais nous devons alors lui attribuer des propriétés physiques variables du fait de la « réponse » qu'il donne à la présence de la matière qu'il contient : il n'est donc pas absolu et indifférent à son contenu.

1907 : LES PREMIER PAS D'ALBERT EINSTEIN

La légende[3] voudrait que, alors qu'il se rendait à son travail à l'Office des Brevets de Berne, A. Einstein ait été témoin de la chute d'un ouvrier depuis un toit, accompagné dans son mouvement par ses outils. C'est à cette occasion que lui serait venu à l'esprit « *l'idée la plus heureuse de toute sa vie* ». Cette idée est caractéristique de la démarche qui l'accompagna dans toute son activité intellectuelle : imaginer des situations « banales » ayant pour tout un chacun aucun intérêt mais cachant en réalité une vérité profonde. Ici sa question était la suivante : *« Que verrait autour de lui une personne en chute*

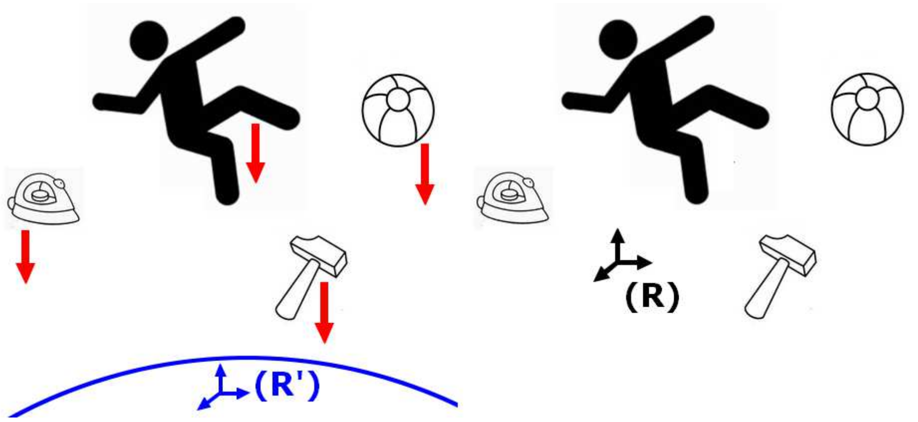
[2] Un tel comportement sera rechercher dans l'expérience de Michelson et Morley.

[3] S'il est peu probable qu'Einstein ait été témoin d'un tel incident – il n'en parle nulle part – la citation à propos de cette « idée la plus heureuse de sa vie » est du savant lui même : en novembre 1907, alors qu'il réfléchissait au sens profond du principe de relativité, il lui vint soudainement à l'esprit cette idée qu'une personne en chute ne sentira plus son poids.

libre ? » Pour la plupart d'entre nous cette personne s'écraserait au sol sans qu'il n'y ait rien de plus à dire.

Mais pour Einstein, le point important est que, pendant tout le temps de sa chute, cette personne verra les objets qui l'accompagnent au repos par rapport à lui même car tous tombent de la même façon. En effet, comme Galilée l'avait montré trois siècles auparavant, l'accélération des corps en chute libre est indépendante de leur masse. Tout objet lâché sans vitesse initiale par un observateur, lui même en chute libre, va rester au repos par rapport à ce dernier qui, lui même, n'éprouvera aucune sensation de poids : il se trouve dans un état d'impesanteur[4] qui nous est bien connu aujourd'hui grâce aux diverses expériences popularisées par les membres d'équipage des stations orbitales.

Cette expérience de pensée n'a rien d'original ; elle est dans la droite ligne des travaux de **Galilée** (1564/1642) mais le simple fait de changer de point de vue – Galilée regarde tomber les corps (schéma de gauche dans la figure ci-dessous) alors qu'Einstein participe à ce mouvement de chute (schéma de droite) – montre une nouvelle approche permettant de s'abstraire de la gravitation. La figure suivante illustre cette situation :



Le schéma de gauche correspond à ce que l'on voit dans le référentiel **(R')** de la Terre où tous les objets tombent à la même vitesse et celui de droite correspond à ce que voit l'observateur attaché au référentiel **(R)** en chute libre.

Vu depuis le référentiel **(R)** tous les objets sont au repos les uns par rapport aux autres et par rapport à l'observateur : on peut donc considérer que **(R)** est un référentiel d'inertie, c'est à dire dans lequel tous les corps conservent un état de repos ou de mouvement rectiligne uniforme en l'absence de forces extérieures s'exerçant sur lui. Autrement dit il semblerait que, pour l'observateur en chute libre, la gravitation ait été « effacée » !

[4] Les termes d'impesanteur et d'apesanteur sont, dans notre texte, synonymes mais, pour des raisons phonétiques – comment distinguer dans le discours oral « la pesanteur » de « l'apesanteur » ? – on préfère utiliser le premier plutôt que le second. Ces termes signifient que la pesanteur ne se manifeste plus mais n'implique nullement que les forces de gravité sont absentes.

Un peu plus tard Einstein va préciser sa première expérience de pensée en imaginant que l'homme est enfermé dans une enceinte aveugle elle même en chute libre. Dans cette situation l'expérimentateur a la sensation d'être en apesanteur et sera dans l'impossibilité de préciser s'il est en chute libre dans un champ de gravitation ou si l'enceinte dans laquelle il est enfermé est dans un lieu éloigné de toute source de gravitation.

Inspiré par ses expériences de pensée, Einstein rapproche la conclusion qu'il en a tirée d'une constatation jusque là inexpliquée. En mécanique classique, chaque corps possède deux grandeurs caractéristiques d'origine bien différente mais strictement égales l'une à l'autre, comme l'ont montré de nombreuses expériences. Il s'agit , d'une part, de :

- Sa masse grave m_g qui intervient dans l'expression de son poids, c'est à dire de la force gravitationnelle[5] que la Terre exerce sur lui selon l'expression $\vec{P} = m_g.\vec{g}$. Dans une théorie de la gravitation la masse grave est l'équivalent de la charge électrique pour la théorie de l'électromagnétisme.

Et, d'autre part, de :

- Sa masse inerte ou inertie m_i qui intervient dans le relation entre la force – d'origine quelconque - s'exerçant sur lui et lui donnant une accélération $\vec{a}$ telle que $\vec{F} = m_i.\vec{a}$.

En mécanique newtonienne, une telle égalité était un fait d'observation depuis Galilée mais n'avait aucune explication. Newton prenait lui aussi cette propriété comme un fait d'expérience et la considérait comme un préalable à admettre pour mettre en œuvre les lois de la mécanique. Mais pour Einstein, suivant le raisonnement du paragraphe sur les forces d'inertie, cette égalité explique pourquoi l'on ne peut pas distinguer, au moins localement, le cas où l'on est dans un référentiel inertiel dans lequel s'exerce une force de gravitation et celui où l'on est attaché à un référentiel accéléré dans lequel apparaît une force d'inertie. On est donc incapable de vérifier la présence ou l'absence de forces de gravitation, alors qu'il n'y a pas de problème pour les forces d'une autre nature, comme celles d'origine électromagnétiques : la gravitation est bien un phénomène particulier de notre espace-temps

Pour Einstein, l'égalité entre la masse grave et la masse inerte doit être considérée comme une identité fondamentale entre les forces d'inertie intervenant dans l'étude du mouvement des corps accélérés et les forces de gravitation expliquant l'attraction entre deux objets selon la loi de « l'attraction universelle ». Répétons le : cela signifie que localement[6] les deux types de force ont des effets indiscernables car elles communiquent à un corps d'épreuve une accélération indépendante de sa masse. Pour Einstein un champ

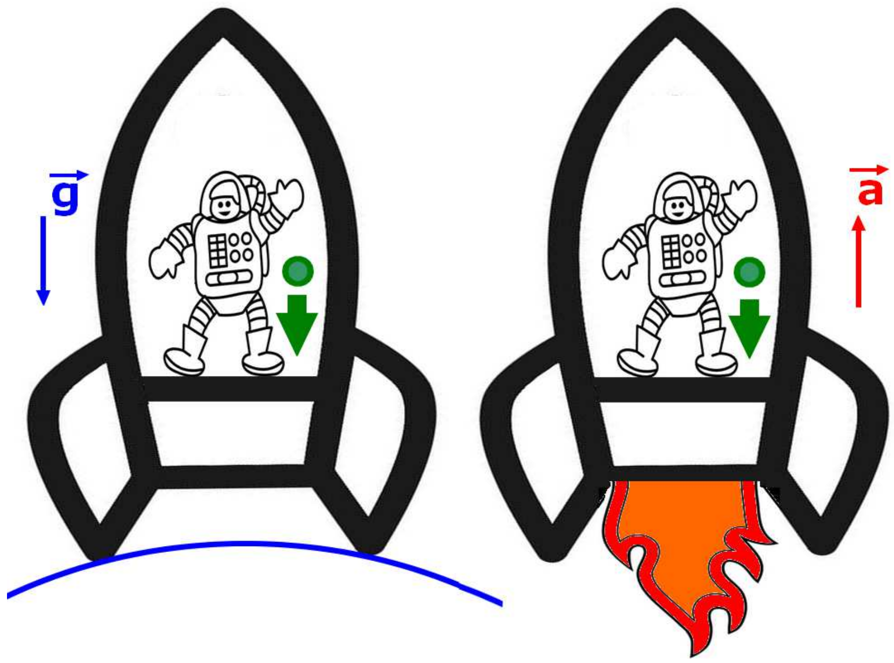
[5] Cette quantité intervient plus généralement dans l'expression de la loi newtonienne de l'attraction universelle.
[6] Il est important de préciser le caractère local de cette identité car la structure des deux champs de force n'est pas la même si l'on considère une région étendue de l'espace. Nous reviendrons plus loin sur cet aspect.

de pesanteur se manifeste par un champ d'accélération et il appelle cette identité le « **principe d'équivalence** » (PE)[7] ; ce dernier signifie que le choix judicieux d'un référentiel accéléré permet d'annihiler les effets d'un champ de gravitation, tout au moins dans un volume suffisamment petit de l'espace.

Poursuivant sa réflexion, il propose, toujours en 1907, une modification de sa précédente expérience de pensée : l'homme en chute libre précédent est toujours enfermé dans une enceinte close – un ascenseur pour le savant, une fusée dans notre exemple ci dessous - elle même en chute libre. Dans cet espace fermé cet observateur aura l'impression d'être en apesanteur et tous les objets qu'il lâchera flotteront à côté de lui. ***Il sera donc incapable de décider si la cabine tombe dans un champ de gravitation ou flotte dans un milieu dépourvu de pesanteur.***

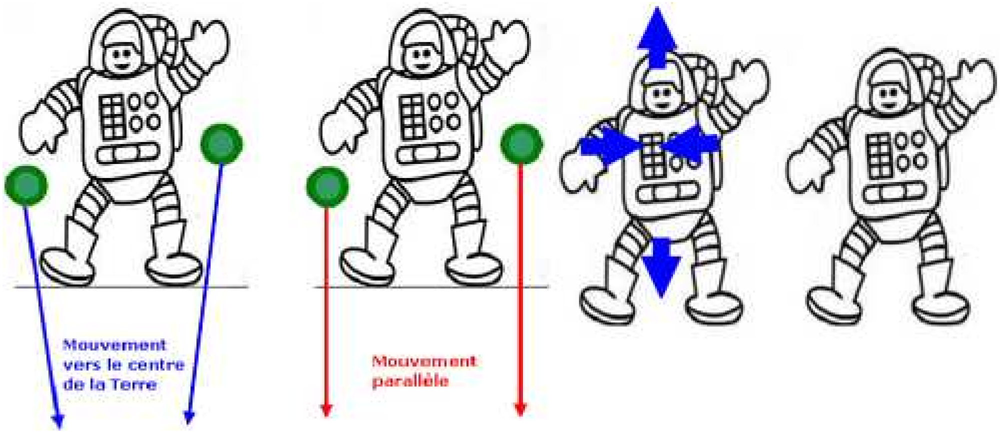
Il passe ensuite à une dernière version de son expérience virtuelle. Considérons les deux situations suivantes : la première correspond à une fusée posée sur la planète Terre à l'intérieur de laquelle le cosmonaute se livre à des expériences de physique, en particulier celle de la chute d'une balle pesante. Il peut alors déterminer l'accélération du mouvement de l'objet et en déduire les caractéristiques du champ de pesanteur terrestre. La seconde version de son expérience considère le même cosmonaute dans la même fusée mais cette dernière a ses moteurs de poussée activés qui donnent à l'ensemble, dans un référentiel galiléen, une accélération $\vec{a}$ vers le « haut ».

On peut alors supposer avec Einstein que l'observateur enfermé à l'intérieur de sa cabine réalise plusieurs expériences de mécanique (mesure du temps de chute d'un objet, détermination de la période d'oscillation d'un pendule … etc.).

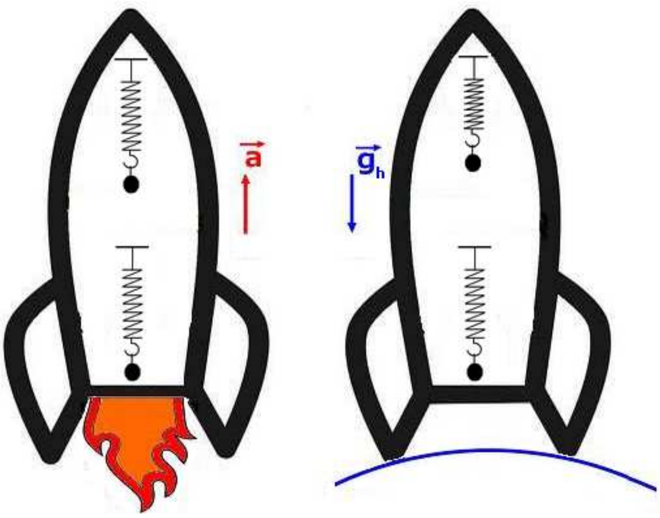


[7] Pour distinguer l'identité des deux types de masse (observation expérimentale) de l'identité des deux type de référentiels (choix théorique, conséquence de la première identité), on appelle quelquefois le premier « **principe d'équivalence faible** » et le second « **principe d'équivalence d'Einstein** ». Il en existe un troisième, dit « **principe d'équivalence fort** » ou « **principe de covariance** » que nous rencontrerons un peu plus loin.

Il lui est impossible de savoir si les résultats enregistrés sont dus à la pesanteur terrestre – fusée au repos dans le référentiel de la Terre - ou à l'accélération fournie par les moteurs de la fusée si celle là a une valeur égale en module à **g**. Là encore Einstein en déduit que si les deux situations sont indiscernables, c'est qu'elles sont en réalité équivalentes. Il énonce alors une autre formulation du « **principe d'équivalence** » : un système **accéléré sans gravitation** est **équivalent** à un **système galiléen** – c'est à dire en mouvement rectiligne uniforme – **avec gravitation**. Cette équivalence, comme nous l'avons déjà indiqué, n'est que locale car les directions du mouvement de la boule lancée de différents endroits ne sont pas parallèles dans le cas d'un champ de gravitation planétaire : elles sont orientées vers le centre de la planète. Au contraire, dans le cas du champ d'accélération considéré elles sont strictement parallèles. Le schéma suivant illustre cette différence.



Sur la partie droite de la figure on a représenté les forces différentielles ressenties par différentes parties du corps du cosmonaute par rapport à celle présente en son centre de masse. Dans un champ d'accélération elles sont rigoureusement nulles mais dans un champ gravitationnel elles ne le sont pas et décrivent précisément ce qui fait la spécificité de la gravitation ; on appelle ce phénomène « l'effet de marée » qui occupera un rôle central en **RG**. Bien sûr ce phénomène, à l'échelle d'un individu, est négligeable si l'on considère que l'on se trouve à proximité de la Terre. Cependant il existe des objets cosmiques – étoiles à neutrons, trous noirs – pour lesquels il n'en est pas de même.



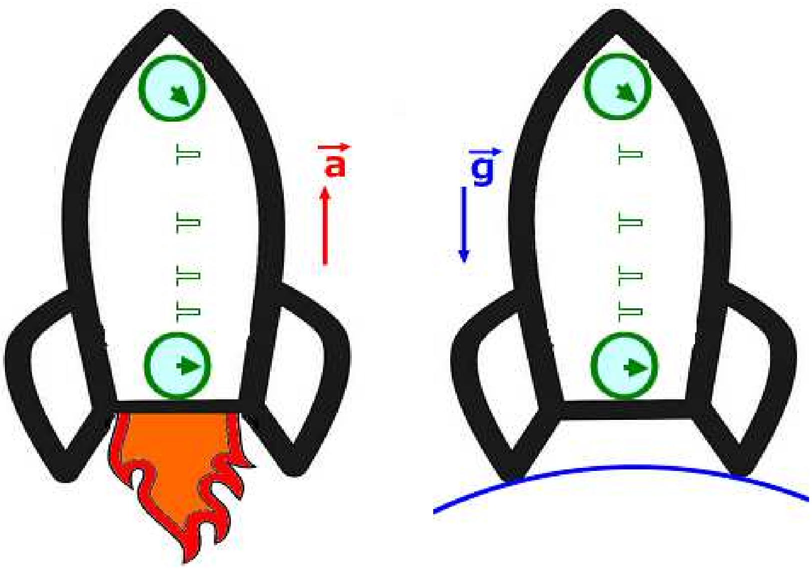
Cette limitation à une région de « petite taille » a une seconde raison : dans le cas d'un champ de gravitation $\vec{g}$ dont le module décroît avec l'altitude – il n'est donc pas constant dans la fusée selon que l'on se trouve sur le plancher ou à son sommet – alors que celui de $\vec{a}$, pour la fusée placée dans un champ d'accélération, est le même en tous les points du laboratoire spatial, comme le montre le schéma ci dessus illustré avec l'allongement d'un ressort lesté par la même masse grave.

Insistons encore une fois sur le point suivant : cette équivalence était présente dans la théorie newtonienne de la gravitation mais elle n'y apparaissait que comme une similitude accidentelle liée à l'égalité expérimentale entre la masse grave et la masse inerte[8]. Ce point avait étonné Newton qui a réalisé de nombreuses expériences pour en vérifier la véracité ; pour cela il mesura la période de nombreux pendules et montra que cette dernière était indépendante de la nature de la matière dont ils étaient constitués. Par la suite il fallut attendre les expériences du baron hongrois **Roland von Eötvös** (1848/1919) pour confirmer avec une très grande précision (10^{-8}) l'égalité des deux types de masse. Aujourd'hui cette vérification est faite à 10^{-12} près et on ambitionne d'atteindre 10^{-15}, puis 10^{-18}, d'ici quelques années en réalisant les expériences nécessaires dans l'espace (mission Microscope qui devrait être lancée en avril 2016).

Muni du principe d'équivalence, Einstein a en sa possession un outil lui permettant de considérer la gravitation comme un champ d'accélération : comme en relativité restreinte, il est parvenu à ramener une question de dynamique (la gravitation) à une question de cinématique (l'accélération). En appliquant cette nouvelle approche il va mettre en évidence deux nouveaux effets de la gravitation.

- ***Le ralentissement des horloges dans un champ gravitationnel***

Reprenons notre exemple des deux fusées, l'une dans un champ d'accélération et l'autre dans un champ de gravitation.



Dans chacune de ces fusées sont installées deux horloges identiques, la première sur le plancher et la seconde à la pointe de l'engin. Pour commencer, intéressons nous au schéma de gauche : la fusée, loin de tout source gravitationnelle, accélère progressivement. Notre observateur s'installe dans la

---

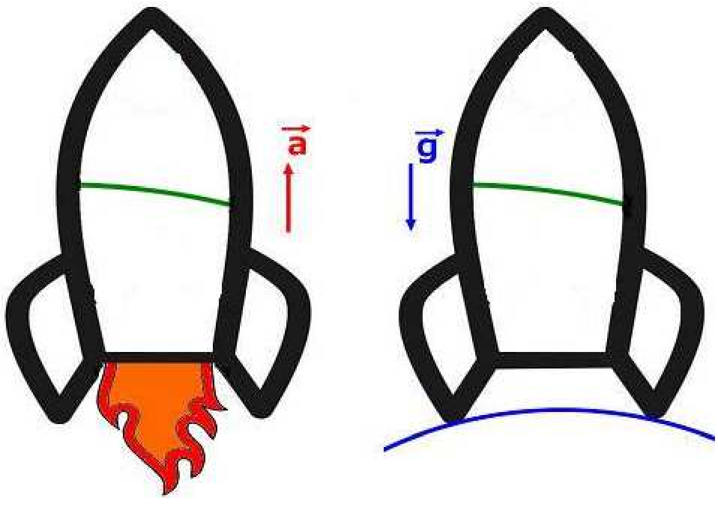
[8] Le principe d'équivalence n'explique pas l'égalité des masses inerte et gravitationnelle. On peut alors se demander quel est l'origine de ces caractéristiques universelles de la matière et de l'énergie et quel phénomène physique est à l'origine de l'inertie, c'est à dire cette capacité du mouvement à résister au changement ? Comme on l'a vu précédemment, une piste suivie par **Ernst Mach** (1838/1916) a été de penser que les référentiels galiléens sont privilégiés : l'ensemble des masses de l'Univers est dépourvu de rotation par rapport à eux alors que dans tous les autres référentiels l'ensemble des masses de l'Univers serait en rotation. Il faut alors relier la définition pratique des référentiels galiléens à la répartition de matière dans l'Univers. En d'autres termes, en l'absence d'espace absolu, l'origine de l'inertie et des forces d'inertie (centrifuge, Coriolis) doit être recherchée dans une interaction à longue distance avec l'ensemble des masses de l'Univers. A. Einstein n'a finalement pas retenu ce choix.

partie supérieure. Pour lui permettre de connaître la marche de l'horloge du bas, cette dernière envoie à chacun de ses « tics » une impulsion lumineuse. Le laboratoire spatiale subissant une accélération constante, sa vitesse augmente régulièrement et chacune des impulsions émises mettra plus de temps que la précédente pour parvenir à proximité de l'observateur : les impulsions de l'horloge inférieure parviennent en haut de la fusée à un rythme plus lent que celui de leur émission. Nous avons ici la manifestation d'un effet que nous connaissons : l'effet Doppler-Fizeau. Pour l'observateur installé à côté de l'horloge située au sommet, celle placée sur le plancher fonctionne plus lentement que la sienne. Le calcul qui s'appuie sur la formule de cet effet montre que le ralentissement de l'horloge est proportionnel à l'accélération et confirme que la marche d'une horloge est fonction du champ gravitationnel dans lequel est plongée.

Une seconde remarque importante : contrairement à ce que nous savons en **RR**, il n'y a pas ici réciprocité des effets cinématiques. Un observateur installé à proximité de l'horloge du bas constaterai lui aussi que son horloge bat plus lentement que celle de son collègue. En effet si nous installons l'émetteur d'impulsions en haut et le synchronisons avec l'horloge qui s'y trouve, l'observateur installé sur le plancher constatera qu'il reçoit les impulsions de plus en plus vite, ce qui indique bien que l'horloge supérieure avance plus vite que la sienne.

Plaçons nous maintenant dans le second cas : la fusée est au repos sur Terre et soumise au champ gravitationnel de notre planète. Selon le principe d'équivalence, nous devons y faire les mêmes observations que dans la situation précédente : l'observateur installé au sommet de la fusée verra son horloge tourner plus vite que celle placée sur le plancher. Cet effet ne dépend absolument pas du type d'horloge utilisée et reste vrai pour tout phénomène physique de nature périodique : un atome émettant une radiation électromagnétique lors d'une transition entre deux niveaux d'énergie est une horloge. Le rythme attaché à cette dernière est donné par la fréquence du rayonnement émis. Dans cette situation, la fréquence de la lumière émise par des atomes placés au niveau du plancher est plus faible que celle de la lumière émise par les mêmes atomes résidant au plafond. Un tel effet est appelé le décalage spectral d'origine gravitationnelle.

- ***La déviation d'un rayon lumineux dans un champ gravitationnel***



Là aussi les deux fusées vont de nouveau nous permettre d'illustrer ce nouvel effet.

Considérons sur le schéma de gauche la fusée en phase d'accélération constante. Un pointeur laser, installé sur un des côtés, tire une salve en direction de la paroi opposée. Le faisceau émis va alors se courber pour l'observateur embarqué dans la fusée car durant le temps nécessaire pour passer d'une paroi à l'autre, le laboratoire embarqué s'est déplacé dans une direction perpendiculaire en accélérant.

Sur la figure de droite nous retrouvons la situation avec notre fusée cette fois ci au repos dans le référentiel terrestre où règne la pesanteur. En conséquence du principe d'équivalence on peut prévoir que là aussi le rayon lumineux va se courber. On pourrait d'ailleurs utiliser ici la première formulation du principe d'équivalence en remarquant que, d'après la **RR**, un rayon lumineux transportant de l'énergie, il doit posséder également une inertie. Masse inerte et masse pesante étant équivalente, le rayon lumineux[9] doit également être dévié lorsqu'il se déplace transversalement dans un champ gravitationnel.

Nous détaillerons dans un autre article comment ces nouveaux effets ont pu être mis en évidence expérimentalement. Remarquons ici la puissance d'esprit d'Albert Einstein qui, s'appuyant sur un principe heuristique[10] dont l'élaboration se fonde avant tout sur une réflexion pertinente et originale des fondements de la mécanique newtonienne, met en évidence deux des trois tests de sa future théorie !

<u>1911 –1912 : RETOUR A L'ETABLI …</u>

Après cette année 1907 durant laquelle il construisit les bases de ce qui allait devenir la **RG**, Albert Einstein ne publia[11] plus rien en relation avec la gravitation jusqu'en 1911. Ceci ne veut pas dire qu'il n'y pensait jamais mais il butait sur sa principale insatisfaction[12] liée à cette première ébauche : l'approche précédente montrait que dans une région de l'espace ayant une extension non négligeable les forces de pesanteur (gravitation) et les forces d'inertie (accélération) ne peuvent pas être considérées comme indiscernables car les différentes versions du principe d'équivalence ne sont valables que **localement**. Einstein en conclut alors que la **RR** ne peut pas être le bon cadre pour décrire les propriétés générales de l'espace-temps en présence d'un champ gravitationnel. De ce fait, il n'est pas possible de repérer tous les points de l'espace-temps dans un seul référentiel d'inertie. On ne peut le faire que dans une région réduite, la région voisine devant être associée à un autre référentiel d'inertie. Einstein est donc convaincu que l'espace-temps plat ou pseudo-euclidien de Minkowski ne convient pas pour décrire la gravitation à toutes les échelles. Mais par quoi le remplacer ?

---

[9] La seconde forme du PE ou « **principe d'équivalence d'Einstein** » affirme l'identité des deux type de référentiels pour toutes expériences physiques qu'elles soient mécaniques, optiques ou autres.

[10] Un principe heuristique est une affirmation non démontrée formellement mais possédant une importante puissance déductive permettant d'avancer dans la recherche de la solution d'un problème. En 1905 un des quatre textes célèbres qui ont fait d'Einstein un des plus grands physiciens de l'époque moderne s'intitulait « Un point de vue heuristique concernant la production et la transformation de la lumière ».

[11] Entre 1907 et 1911 A. Einstein s'est essentiellement concentré sur l'étude de la théorie des quanta (ancêtre de la mécanique quantique).

[12] La force du principe d'équivalence – quelque soit sa forme – est qu'il montre les effets produits par un champ gravitationnel sans que l'on dispose d'une théorie de la gravitation permettant, dans le cas général, de calculer les effets d'un champ non uniforme. Pour construire une telle théorie A. Einstein a du bâtir une nouvelle géométrie de l'espace-temps en s'appuyant sur des outils mathématiques sophistiqués.

En poste à Prague à ce moment là, il reprend son travail là où il l'avait laissé en 1907 et va approfondir sa réflexion dans plusieurs directions d'étude :

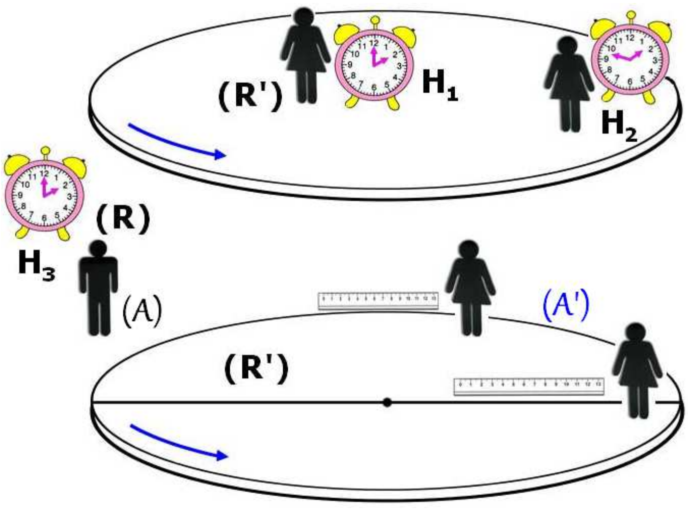
- **Décalage spectral et caractère non euclidien de l'espace-temps**

Le changement de fréquence de l'onde lumineuse entre le moment où elle est émise depuis le « bas » et celui où elle reçue en « haut » semble une absurdité pour un physicien « classique ». Mais pour Einstein une telle observatoire doit être possible si l'on suppose que la présence d'une champ gravitationnel influence la marche des horloges. Mais si deux horloges au repos l'une par rapport à l'autre en des points entre lesquels existe un gradient gravitationnel sont désynchronisées, il n'est plus possible de considérer que l'espace-temps dans lequel elles sont plongées est euclidien ou pseudo-euclidien (Minkowski).

- **Déviation de la lumière et caractère non euclidien de l'espace-temps**

Comme on l'a montré précédemment, un rayon lumineux se propageant dans un champ gravitationnel perpendiculaire au vecteur $\vec{g}$ suit une trajectoire curviligne. En conséquence de cela, « *la loi […] de la constance de la vitesse de la lumière dans le vide, qui est une des deux suppositions fondamentales de la Théorie de la relativité restreinte, ne peut pas prétendre à une validité illimitée. En effet, une courbure des rayons lumineux ne peut se produire que si la vitesse de propagation de la lumière varie avec le lieu*[13]. » Mais nous savons, depuis l'élaboration de la relativité restreinte, que la quantité c - à laquelle on identifie la vitesse de la lumière – est une constante structurelle fondamentale de l'espace-temps de Minkowski. Ce dernier est mathématiquement plat, c'est à dire que ses propriétés s'apparentent à celles de l'espace euclidien à trois dimensions dans lequel s'était développée la mécanique classique mais étendu, grâce aux transformations de Lorentz, à quatre dimensions. Donc, là encore, Einstein comprend, qu' en présence d'un champ gravitationnel il faut envisager une théorie construite dans un espace-temps non-euclidien.

L'année suivante, en 1912, il détaille les conclusions de ses réflexions précédentes et se propose d'étudier une nouvelle piste : la relation entre les forces d'inertie et le caractère non euclidien de l'espace-temps. Comme à son habitude, Einstein va travailler sur une nouvelle expérience de pensée. Pour montrer qu'en présence de forces d'inertie – donc dans un référentiel accéléré – la géométrie décrivant l'espace occupé ne peut pas être euclidienne,



[13] La relativité – Albert Einstein – 1947 - Payot. On verra un peu plus loin comment, en RG, accorder l'idée que la vitesse de la lumière est constante et égale à c dans n'importe quel référentiel inertiel attaché à une « petite » région et celle qui nous dit que la vitesse de propagation de la lumière entre un lieu d'émission (le Soleil par exemple) et un autre de réception (la Terre par exemple) semble être différente de c.

il propose l'exemple suivante décrite par la figure ci dessus.

Considérons un ensemble d'observateurs « habitant » un disque plat constituant le référentiel **(R')**. Ce dernier est en rotation à la vitesse ω par rapport à un référentiel d'inertie **(R)** dans lequel nous disposons également d'observateurs.

Sur le schéma du haut considérons les trois horloges : H_1 et H_2 sont placées sur le disque qui est en rotation par rapport au référentiel galiléen **(R)** dans lequel H_3 est au repos, à côté du disque. H_1 est disposée au centre du disque et H_2 près de son bord extérieur. Les horloges H_1 et H_3 fonctionnent à la même cadence puisqu'elles sont au repos l'une par rapport à l'autre, dans le référentiel **(R')**.[14] L'horloge H_2 semblera fonctionner plus lentement pour un observateur du référentiel **(R)** de H_3, car elle est en mouvement par rapport cette dernière et subit donc la dilatation du temps selon les équations de la **RR**. Puisque H_1 et H_3 vont au même rythme, alors H_2 semblera également tourner plus lentement pour un observateur du référentiel **(R')** de H_1. Mais H_2 est au repos pour un observateur dans ce référentiel du disque où H_1 est également immobile. **Donc, bien que H_1 et H_2 soient au repos l'une par rapport à l'autre, il n'est pas possible de les synchroniser**.

En s'appuyant sur le schéma inférieur de l'illustration précédente, imaginons maintenant que l'observateur **A'**, voisin de H_2 et au repos dans **(R')**, veuille mesurer le rapport entre la circonférence de la bordure extérieure du disque et son rayon. L'observateur **A** au repos dans **(R)** à côté de H_3 souhaite également entreprendre la même expérience. Qu'obtiennent ils, chacun de leur côté ? Suivons ici la présentation qu'en fait Albert Einstein dans son ouvrage « *L'évolution des idées en physique*[15] » écrit en collaboration avec Léopold Infeld en 1936.

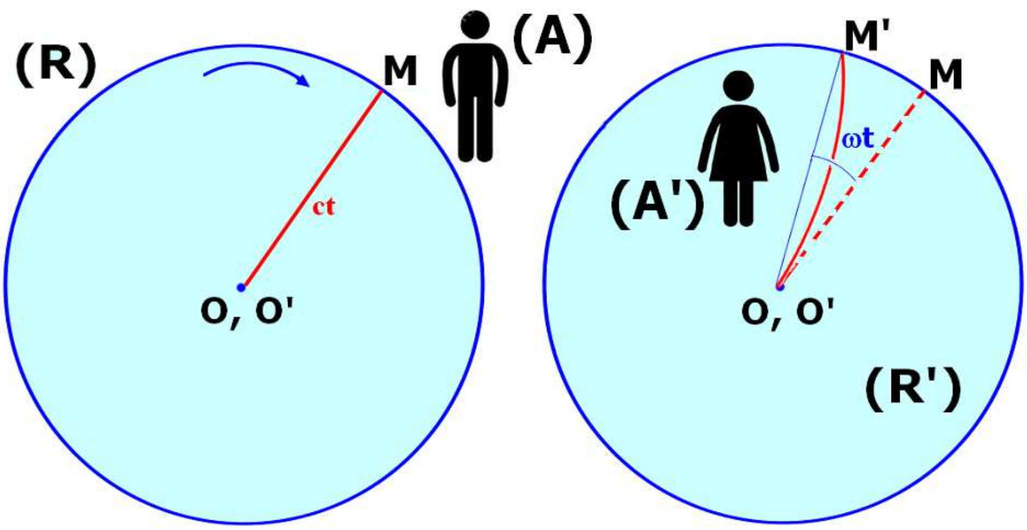
A et **A'**, équipés de règles identiques, vont tout d'abord mesurer le rayon du disque, **r** dans **(R)** pour l'un et **r'** dans **(R')** pour l'autre. **A**, qui ne tourne pas, va mesurer cette longueur **r** comme une distance entre deux points immobiles[16] dans son propre référentiel. De son côté **A'** place sa règle le long d'un rayon quelconque du disque. L'instrument étant perpendiculaire au mouvement de rotation, l'instrument, conformément à ce dit la **RR**, ne sera pas concerné par la contraction de Lorentz et il notera donc la même valeur **r'** que celle mesurée par **A**, c'est à dire **r**. **A** et **A'** sont donc d'accord sur la mesure du rayon du disque. Venons en maintenant à la mesure de la circonférence. **A** va mesurer la circonférence d'un cercle au repos[17] dans **(R)** et obtenir un résultat **L**. Pour **A**, le rapport **L/r** sera alors simplement égal au nombre $\mathbf{2\pi}$, relation que nous connaissons tous dans notre espace euclidien habituel. Qu'en est-il pour **A'** dans sa mesure de la circonférence **L'** ? Ici la

[14] Rappelons que H_1 occupe le centre du disque. Elle ne tourne donc pas ou à une vitesse extrêmement faible.
[15] Ouvrage remarquable disponible chez Flammarion - collection Champs sciences
[16] Les deux points concernés sont, d'une part, le centre du disque qui est bien immobile dans **(R)** et le point « courant » du bord du disque qui ne change pas de position dans ce même référentiel **(R)**.
[17] Comme pour la remarque précédente, il faut bien voir que pour **A** la mesure de la circonférence du cercle ne dépend pas du mouvement du disque qui lui correspond : il mesure ici une longueur géométrique au repos dans son référentiel.

règle placée sur la circonférence dans la direction du mouvement paraîtra contractée à l'observateur extérieur **A**, s'il la compare à sa règle au repos. Si, par conséquent, nous appliquons les résultats de la **RR**[18], notre conclusion, après calcul, sera la suivante : les longueurs de la circonférence du disque[19], mesurées par les deux observateurs, doivent être différentes[20]. **A'** a reporté le long de la circonférence un plus grand nombre de fois sa règle « raccourcie » que l'a fait **A** à partir de son référentiel. On démontre alors la relation **L'** > **L**, donc **L'/r'** > **2π** ! L'espace-temps attaché au disque tournant n'est pas euclidien.

Cette expérience de pensée peut être l'objet d'une autre observation intéressante dans le cas où un rayon lumineux est émis depuis le centre du disque en direction d'un point M de sa périphérie :

- comment un habitant **A** extérieur au disque percevra la trajectoire ?
- comment un habitant **A'** solidaire du disque percevra la trajectoire de ce même rayon ?



Comme le montre le schéma de gauche, l'observateur **A**, au repos dans le référentiel galiléen **(R)**, constatera que le rayon lumineux s'est propagé en ligne droite depuis **O** en direction du point **M** dans ce même référentiel.

---

[18] Au départ RR ne concerne que les référentiels galiléens ou inertiels, c'est à dire dans lesquels est vérifier le principe d'inertie qui nous dit qu'un corps soumis à aucune force persiste dans son état de repos ou de mouvement rectiligne uniforme. Cependant on peut appliquer la RR à un référentiel accéléré à la condition de ne conserver le même repère (O, x, y, y, t) - dit repère tangent - que sur une durée infinitésimale dt et d'intégrer le résultat obtenu pour obtenir la valeur recherchée sur une infinité de repères successifs. L'application de la RR ne peut alors être que locale et non pas globale. C'est pour cela que le fameux « paradoxe du voyageur de Langevin » peut être traité rigoureusement dans le cadre de la RR. L'utilisation de la RG ne deviendrait nécessaire que si le voyageur traversait des régions dans lequel existe un champ gravitationnel non négligeable. Dans le cas du mouvement circulaire uniforme traité ici, chaque repère retenu pour une durée dt se déduit du précédent par une simple rotation d'angle dθ.

[19] Il ne faut pas confondre le changement de la circonférence d'un cercle mesurée dans un référentiel tournant (effet cinématique) avec la déformation éventuelle du disque (effet dynamique) qui ne nous concerne pas ici. C'est le système de coordonnées en rotation et non le disque physique qui tourne à grande vitesse qui est important ici. On pourrait d'ailleurs considérer un observateur **A'** - placé dans notre exemple sur le bord du disque - tournant circulairement sans être installé sur un disque.

[20] On sait que dans **(R)**, référentiel galiléen non tournant, L = 2πr et on démontre que L' = γ L avec $\gamma = 1/\sqrt{(1-\beta^2)}$ dans lequel β = v/c et v = rω (ω : vitesse de rotation du disque en rad/s). On a donc L'/r' = 2πγ > 2π.

Sur le schéma de droite on constate que pour l'observateur **A'**, au repos dans le référentiel non inertiel **(R')**, les choses sont un peu plus compliquées. Pour lui la trajectoire de la lumière prend la forme d'un arc de courbe, tourné vers sa gauche, changeant donc constamment de direction[21]. En effet pour franchir un rayon du disque la lumière va mettre un certain temps t pendant lequel le disque va tourner d'un angle ωt. Pour expliquer ce déplacement, **A'** doit supposer, comme précédemment, que l'espace dans lequel il évolue n'est pas euclidien.

En conclusion, en application du principe d'équivalence, on peut alors dire :

- pour les observateurs de **(R)** les habitants du disque sont en rotation et subissent de ce fait une accélération centripète d'autant plus grande qu'ils sont plus éloignés du centre de leur disque auquel est attaché le référentiel **(R')**.

- pour les observateurs de **(R')** qui habitent le disque, ils occupent un lieu « au repos » et ce sont les habitants de **(R)** qui, de leur point de vue, tournent. Bien sûr ils ressentent une force mais, pour eux, elle est due à un champ de gravitation[22] centrifuge qui agit sur la géométrie du disque, déforme les outils de mesure des longueurs et modifie le rythme des horloges.

En résumé, dans notre exemple, une description s'appuyant sur la **RR** étendue à des référentiels accélérés non galiléens ne pouvant être décrits par la géométrie de Minkowski que **localement** montre que **globalement**, pour un habitant du disque, l'espace-temps n'est pas euclidien. Le principe d'équivalence nous dit qu'il doit en être de même dans une région où existe un champ gravitationnel.

Le caractère heuristique de toutes ces expériences de pensée ayant accompagné une réflexion approfondie sur cette question fondamentale de l'équivalence nécessaire entre tous les référentiels, qu'ils soient inertiels ou accélérés, a permis d'aboutir à cette conclusion : pour généraliser à tous les référentiels la covariance[23] des lois de la physique, déjà présente dans la **RR** pour les référentiels inertiels, il faut élargir la structure de l'espace-temps à des géométries non euclidiennes. Dans l'esprit du savant la géométrisation de

---

[21] En mécanique classique le champ de forces d'inertie qui intervient ici est celui de Coriolis que l'on rencontre à la surface terrestre pour expliquer la déviation des masses d'air en météorologie.

[22] Bien sûr un tel champ gravitationnel ne peut pas exister physiquement d'après la théorie newtonienne de la gravitation. Dans notre exemple il serait nul au centre du disque et croîtrait proportionnellement à la distance depuis le centre et serait dirigé vers l'extérieur du disque. C'est le principe d'équivalence qui permet aux habitants du disque de construire un tel champ de force gravitationnel.

[23] Les notions de covariance et d'invariance sont quelquefois confondues mais c'est une approximation préjudiciable. Un système d'équations reliant des grandeurs physiques est dit covariant si la validité de ces équations dans un système de coordonnées entraîne la validité du même système d'équations dans n'importe quel autre repère. Les équations de Maxwell sont covariantes. Une équation mathématique qui possède la même forme dans n'importe quel repère est dite invariante. L'intervalle d'espace-temps est, par exemple, un invariant de la **RR**. On dira la même chose pour un grandeur scalaire caractéristique d'un objet ou d'un système : la charge, la masse au repos d'un électron sont des invariants.

l'espace-temps et l'identification de la gravitation à la caractéristique fondamentale qui lui est attachée, sa courbure, est indispensable. La question pour Einstein est alors : **Comment raccorde t'on mathématiquement des géométries localement euclidiennes mais qui ne concordent pas globalement, pour former un espace-temps étendu non-euclidien ?**

LES LIMITES DU PRINCIPE D'EQUIVALENCE

Pour aborder une analyse fine du principe d'équivalence le mieux est de citer M.A. Tonnelat qui écrit dans son ouvrage[24] « Histoire du principe de relativité » :

« Bien entendu, le principe d'équivalence ne constitue pas une synthèse des forces d'inertie et des forces de gravitation, au sens où la loi d'attraction universelle avait établi une synthèse entre gravitation et pesanteur. L'inertie n'est pas un cas particulier de la gravitation. Au sens strict du principe d'équivalence, inertie et gravitation constituent deux actions distinctes qui, localement, se manifestent pas des effets indiscernables. […] [Cependant] *la présence d'un champ de gravitation entraîne une courbure de l'espace-temps que traduit un « tenseur de courbure » non nul. L'existence d'un champ de gravitation s'exprime […], au niveau des courbures, par une **structure intrinsèque**. Ses composantes tensorielles dépendent, bien entendu, du système de référence adopté mais **elles ne peuvent, en aucun cas, s'annuler toute identiquement**. Leur disparition équivaudrait, en effet, à une réduction à l'espace plat, c'est à dire à la disparition pure et simple du champ de gravitation. Admettre qu'un « changement de système de référence » permet de passer d'un point de vue gravitationnel (c'est à dire d'un espace courbe), à un point de vue inertial (lequel serait décrit dans l'espace plat) reviendrait à dire qu'un caractère intrinsèque de l'espace – sa courbure – pourrait se résorber en adoptant un système de coordonnées bien choisi est une affirmation qui est manifestement absurde.*
*Le rôle du principe d'équivalence est assez différent. Il suggère qu'un champ de gravitation, traduit par la courbure de l'espace-temps, peut se réinterpréter au moyen d'une « correspondance locale » dans un espace euclidien tangent. […] Autrement dit, le passage des forces de gravitation aux forces d'inertie n'est donc pas un simple « changement de **point de vue** » qu'exprimerait une transformation particulière de coordonnées. Il ne constitue pas […] la généralisation pure et simple du changement de repère galiléen. **On ne peut donc pas assimiler le principe d'équivalence à un « jugement »** qui permet de se prononcer arbitrairement entre deux types de relations analogues.*
[…] En conclusion le principe d'équivalence, en autorisant l'assimilation locale des forces d'inertie et des forces de gravitation, permet de considérer un système accéléré, sans contrainte extérieures, comme un système en mouvement libre dans un champ de gravitation. Il permet donc d'énoncer localement un principe d'inertie généralisé et, par conséquent, un principe de relativité généralisé. »

---

[24] Cet ouvrage, malgré quelques aspects qui ont vieilli depuis son écriture, est une référence incontournable pour qui veut approfondir ses connaissances sur le principe de relativité. Il est paru chez Flammarion en 1971.

1912 – 1915 : L'ELABORATION DU « MOLLUSQUE DE REFERENCE »

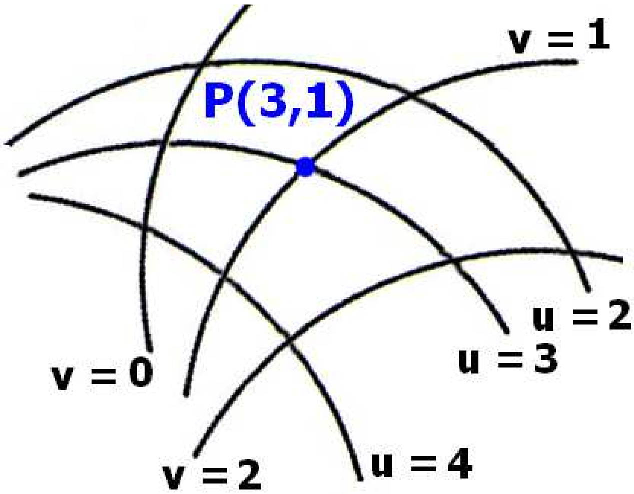
En prenant conscience que l'aboutissement de sa théorie de la gravitation nécessitait impérativement d'adopter le formalisme de Minkowski d'un espace quadri-dimensionnel et la mise en œuvre d'une nouvelle géométrie A. Einstein comprit qu'il allait devoir acquérir de nouveaux outils mathématiques. Pour cela il va faire appel à un ami qui avait fait ses études avec lui au Polytechnikum de Zurich entre 1896 et 1900 : ***Marcel Grossmann*** (1878/ 1936) qui est professeur de mathématiques dans ce même établissement où ils s'étaient connus. Mais son ami va faire plus que lui apporter des conseils et lui fournir une bibliographie sur le sujet ; il se met en place entre les deux hommes une véritable collaboration qui se concrétisera dans les mois suivants par la publication de plusieurs articles écrits en commun. Sans pouvoir montrer ici dans le détail toute l'élégance et la profondeur de la production d'Albert Einstein et de son collègue, essayons d'en présenter l'esprit général et la richesse conceptuelle.

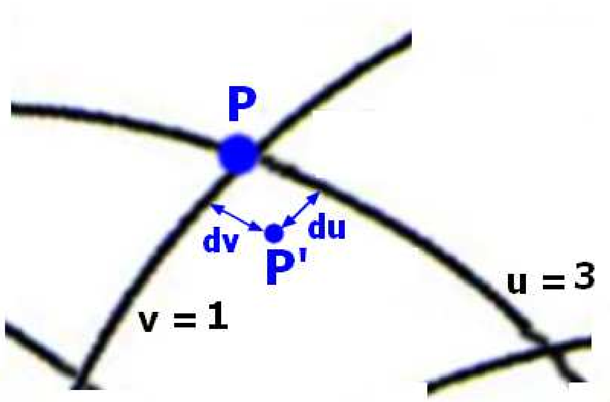
Suivons pour cela ce qu'il écrit dans son ouvrage de vulgarisation déjà cité « **La relativité** ». Reprenons, en y faisant quelques modifications mineures, le chapitre 25, intitulé « *Les coordonnées de Gauss*[25] », après avoir rappelé que, dans le chapitre précédent intitulé « *Continuum euclidien et non euclidien* », Albert Einstein y examine la meilleure façon de quadriller une surface, qu'il identifie à « *une table* », en utilisant des règles appelées « *bâtonnets* » de petite taille. Dans le cas où les règles ne subissent pas de contrainte locale qui modifie leur longueur il est alors possible de réaliser un pavage régulier (appelé coordonnées cartésiennes) de la table avec des carrés construits sur quatre bâtonnets : on a lors un **continuum euclidien**. Cependant si, pour des raisons locales variant en fonction du lieu considéré de la table, les bâtonnets subissent des modifications géométriques, ce pavage régulier n'est plus possible : le **continuum est devenu non euclidien** et il faut alors se tourner vers de nouvelles méthodes mathématiques pour traiter les rapports géométriques sur la surface étudiée. Dans son exemple, Albert Einstein considère que ses bâtonnets s'allongent ou se raccourcissent sous l'action de la température qui n'est pas la même en tous les points de la table. Les coordonnées cartésiennes ne sont donc plus adaptées pour quadriller la table prise en exemple. Il va donc introduire des coordonnées curvilignes qui ont pour avantage de s'adapter naturellement à n'importe quelle type de surface ou d'espace par généralisation. En contre partie, ces coordonnées ne correspondent plus directement à des distances, ces dernières se calculant à posteriori à partir des coordonnées en s'appuyant sur l'expression d'une grandeur caractéristique appelée la métrique du continuum étudié dont la valeur dépend des points entre lesquels on souhaite connaître la distance.

Reprenons notre lecture. Nous pouvons ensuite lire dans le chapitre suivant, le numéro 25 :

[25] Gauss pensait que l'expérience permet de déterminer la géométrie la plus conforme au monde réel. Il mesura sur le terrain les angles d'un triangle formé par trois sommets montagneux et trouva une somme de 180 degrés et 14,86 secondes. L'écart avec les 180 degrés prévus par la géométrie euclidienne est inférieur aux erreurs de mesure et ne permettait pas de contredire le caractère euclidien de notre espace physique.

« Le traitement analytique et géométrique du problème [présenté au chapitre précédent] *peut, d'après Gauss, être effectué de la manière suivante. Imaginons tracé sur la surface d'une table un système de coordonnées quelconques que nous appellerons courbes u, et dont chacune sera marquée par un nombre.*





Dans le dessin [de gauche] *figurent les courbes u = 2, u = 3, u = 4. Mais entre les courbes u = 2, u = 3 il faut imaginer un nombre infini de courbes, qui correspondent à tous les nombres réels se trouvant entre 2 et 3. Nous avons alors un système de courbes **u** infiniment rapprochées qui couvrent toute la surface de la table. Aucune courbe **u** ne doit couper une autre, et par chaque point de la surface de la table ne doit passer qu'une seule et unique courbe. A chaque point de la surface de la table correspond alors une valeur parfaitement déterminée. Nous imaginons de même un système de courbe **v** tracées sur la surface, qui satisfont aux mêmes conditions, qui sont d'une manière correspondante pourvues de nombres et qui peuvent également être de forme quelconque. A chaque point de la surface de la table correspond ainsi une valeur de **u** et une valeur de **v**, et nous appelons ces deux nombres les coordonnées de la surface de la table (les coordonnées de Gauss). Le point **P** de notre figure, par exemple, a pour coordonnées de Gauss u = 3, v = 1. A deux points voisins de **P** et **P'** sur la surface correspondent alors les coordonnées* [figure de droite] *:*

***P** : u, v*
***P'** : u + du, v + dv,*

*où du et dv sont des nombres très petits. Soit le très petit nombre **ds** la distance*[26]*, mesurée avec un bâtonnet, des points P et P'. D'après Gauss on a alors :*

$$ds^2 = g_{11}du^2 + 2g_{12}dudv + g_{22}dv^2$$

[26] Ici, dans notre exemple, seul ds est une distance au sens où nous l'entendons, c'est à dire, mesurable avec une règle. Les quantités u et v, coordonnées de Gauss du point P, n'ont, d'une manière générale, plus de rapport direct avec l'idée de distance d'un point origine. Bien sûr, dans l'espace-temps quadri-dimensionnel, le ds n'a plus une signification uniquement spatiale et la quantité ds^2 est appelée la métrique. Comme en **RR** c'est un invariant en **RG**. La ligne joignant deux points donnés pour laquelle la quantité ds^2 est minimum est appelée une géodésique. Dans un espace euclidien une telle ligne est une droite.

*Où g_{11}, g_{12} et g_{22} sont des grandeurs qui dépendent de **u** et de **v** d'une manière parfaitement déterminée. Les grandeurs g_{11}, g_{12} et g_{22} déterminent le comportement des bâtonnets relativement aux courbes **u** et **v** et, par conséquent, aussi relativement à la surface de la table. Dans le cas où les points de la surface de la table considérée constituent, par rapport aux bâtonnets de mesure, un continuum euclidien, mais dans ce cas seulement, il est possible de tracer de telle sorte les courbes **u** et les courbes **v** et de les pourvoir de nombres que l'on ait simplement*

$$ds^2 = du^2 + dv^2 \qquad \text{[théorème de Pythagore]}$$

*Alors les courbes **u** et les courbes **v** sont des lignes droites dans le sens de la géométrie euclidienne et perpendiculaire les unes aux autres. Les coordonnées de Gauss sont alors simplement des coordonnées cartésiennes. On voit que les coordonnées de Gauss ne sont rien d'autre que la coordination de deux nombres à chacun des points de la surface considérée, de telle sorte qu'à des points voisins dans l'espace sont coordonnés des nombres qui diffèrent très peu entre eux.*

*Ces considérations s'appliquent d'abord à un continuum à deux dimensions. Mais la méthode peut aussi s'appliquer à un continuum de trois, quatre ou d'un autre nombre plus grand de dimensions. Si par exemple, nous avons un continuum à quatre dimensions, nous pouvons le représenter de la façon suivante. A chaque point du continuum nous coordonnons arbitrairement quatre nombres x_1, x_2, x_3 et x_4 qu'on appelle « coordonnées ». A des points voisins correspondent des valeurs voisines des coordonnées. Si maintenant on coordonne aux points voisins **P** et **P'** une distance **ds** déterminable par des mesures et physiquement bien définie, on a la formule :*

$$ds^2 = g_{11}dx_1^2 + 2g_{12}dx_1dx_2 + \ldots + g_{44}dx_4^2$$

Où les grandeurs g_{11}, … ont des valeurs qui varient avec le lieu de continuum[27]. Ce n'est que dans le cas où le continuum est euclidien qu'il est possible d'associer les coordonnées $x_1,\ldots, x_4$ aux points du continuum, de sorte qu'on a simplement :

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2$$

Alors des relations sont valables dans le continuum à quatre dimensions qui sont analogues à celles valables dans nos mesures dans le continuum à trois dimensions.

La représentation de Gauss pour ds² indiquée plus haut n'est d'ailleurs pas toujours possible. Elle n'est possible que dans le cas ou des domaines suffisamment petits du continuum considéré peuvent être regardés comme des

[27] Cela signifie qu'en chaque point P(u,v) l'expression du ds^2 dépend de seize coefficients g_{ij} (i et j $\in \{1,2,3,4\}$) dont la valeur individuelle dépend elle même des coordonnées u et v du point P. L'objet mathématique formé par la réunion de ces seize coefficients est appelé le tenseur métrique au point P. La notion de tenseur (voir plus loin) a une importance capital en **RG** – mais il est également utilisé efficacement en **RR** – et en constitue l'outil privilégié.

continua euclidiens. Ceci est manifestement vrai dans le cas de la surface de la table où la température varie localement. Car pour une petite portion de cette surface la température est pratiquement constante, et le comportement géométrique des petits bâtonnets est, par conséquent, « presque » tel qu'il devrait être d'après les règles de la géométrie euclidienne. Les discordances de la construction des carrés du paragraphe précédent ne deviennent manifestes que lorsque cette construction s'étend sur une portion considérable de la surface de la table.

En résumant, nous pouvons donc dire : Gauss a inventé une méthode pour le traitement mathématique de continua quelconques[28]*, où les relations de mesure (« distance » de points voisins) sont définies. A chaque point du continuum sont coordonnées autant de nombres (coordonnées de Gauss) que le continuum a de dimensions. Cette coordination doit être univoque et telle qu'à deux points correspondent des nombres infiniment peu différents (coordonnées de Gauss). Le système de coordonnées de Gauss est une généralisation logique du système de coordonnées cartésien. Il est aussi applicable à des continua non euclidiens, mais bien entendu dans le cas seulement où des petites portions du continuum considéré se comportent d'une façon Euclidienne par rapport à la mesure définie (« distance »), avec une approximation d'autant plus grande que la portion envisagée du continuum est plus petite.*

Carl Friedrich Gauss (1777/1855) est un mathématicien, physicien et astronome allemand. Il est à l'origine de la géométrie différentielle[29] qui sera développée un peu plus tard par **Bernhard Riemann** (1826 / 1866) dont l'apport[30] dans ce domaine fut de généraliser les propriétés métriques et différentielles des surfaces de l'espace euclidien étudiées par Gauss à des espaces quelconques considérés comme espaces de référence et non plus comme plongés dans un espace plus vaste de dimension supérieure[31] et qu'on appelle des variétés.

Dans cet ouvrage de vulgarisation « ***La relativité*** », où ce choix de travailler avec les coordonnées de Gauss est expliqué, A. Einstein y définit également ce qu'il appelle le « mollusque de référence ».
« *La fiction de corps de référence rigide est […] inutile dans la théorie de la relativité générale. La marche des horloges est également influencée par les champs de gravitation, de telle sorte qu'une définition physique directe du temps à l'aide d'horloges n'a pas du tout le même degré de précision que dans la théorie de la relativité restreinte. C'est pourquoi on utilise des corps de référence non-rigides, qui non seulement se meuvent dans leur ensemble*

---

[28] Rappelons que les coordonnées curvilignes de Gauss peuvent bien sûr être appliquées sur un espace euclidien ou pseudo- euclidien (plat). C'est ce que l'on fait en appliquant la **RG** au cas particulier où la gravitation est absente. On se retrouve alors dans l'espace-temps de Minkowski de la **RR**.

[29] La géométrie différentielle consiste alors en l'étude locale des courbes et des surfaces de l'espace tridimensionnel faisant intervenir le calcul différentiel. Entre les mains des successeurs de Gauss elle s'intéressera à des espaces beaucoup plus abstraits et de dimensions quelconques.

[30] Riemann s'intéressa aux espaces dit elliptiques, ensemble auquel appartient par exemple la sphère.

[31] Par exemple, la sphère est un objet de dimension 2 (longitude et latitude) plongé dans notre espace tridimensionnel. Par contre l'espace-temps de la **RG** est de dimension 4 mais n'appartient pas à un espace de dimension 5 ou plus.

d'une façon quelconque, mais qui subissent aussi pendant leur mouvement des changements de forme quelconques. Pour la définition du temps on se sert d'horloges dont la marche est soumise à une loi quelconque, si irrégulière soit-elle, qu'on doit se représenter fixées chacune à un point du corps de référence non rigide et qui doivent satisfaire à la seule condition que les indications simultanément observables de deux horloges voisines dans l'espace diffèrent infiniment peu l'une de l'autre. Ce corps de référence non-rigide, qu'on pourrait, non sans raison, désigné sous le nom de « mollusque de référence », est en substance équivalent à un système quelconque de coordonnées à quatre dimensions de Gauss. »

Plusieurs autres mathématiciens[32] participèrent à ces progrès mais, en 1912, seule cette communauté maîtrisait parfaitement ces domaines. Les physiciens ne s'y étaient jamais intéressés[33]. Cependant la connaissance des propriétés particulières de ces espaces non-euclidiens n'est pas suffisante pour faire avancer le programme d'Einstein. Il lui faut, de plus, disposer d'une méthode de calcul lui permettant d'exprimer les termes g_{ij} dans n'importe quel référentiel en fonction des caractéristiques attachées au contenu matériel à l'origine de la gravitation. Pour cela Marcel Grossmann va alors lui faire découvrir une branche récente des mathématiques qui lui permettra d'avancer : **le calcul tensoriel**. Ce dernier a été élaboré pour décrire n'importe quel type d'espace à partir de 1876 par **Gregorio Ricci-Curbacastro** (1853/1925) qui, en collaboration avec son élève **Tullio Levi-Civitta** (1873/1941), lui donnera sa forme définitive au début du XX° siècle.

Les tenseurs[34] sont des objets mathématiques obtenus par généralisation de la notion de vecteur. Pour notre propos nous ne retiendrons qu'une propriété capitale : si dans un système de coordonnées attaché à un référentiel nous avons une égalité entre deux tenseurs, ces derniers resteront égaux dans n'importe quel autre système de coordonnées. Par conséquent une loi s'exprimant par l'égalité de toutes les composantes de deux tenseurs est naturellement covariante. Or le principe de covariance - un observateur obtiendra des valeurs différentes dans ses mesures selon le système de coordonnées attaché à son référentiel propre**, mais ses résultats respecteront les mêmes lois de la physique** - impose que les équations du champ gravitationnel recherchées soient totalement indépendantes du référentiel retenu. Pour cela la loi de la gravitation devra s'exprimer par une relation tensorielle entre le contenant, permettant de déterminer le tenseur métrique des g_{ij}, et le contenu décrit par le tenseur impulsion-énergie, source du champ gravitationnel.

---

[32] János Bolyai (1802/1860) et Nicolaï Lobatchevski (1792/1856), en particulier, sont des précurseurs dans ce domaine mais, malheureusement, leurs travaux ne furent reconnus que tardivement.

[33] Cependant au Polytechnikum de Zurich, A. Einstein avait assisté au cours de Carl Friedrich Geiser sur la « *géométrie infinitésimale* (différentielle) *des surfaces* » qu'il avait beaucoup apprécié. Il n'était donc pas totalement démuni.

[34] Le mot tenseur a la même origine étymologique que le mot tension. En effet l'étude des déformations d'un milieu continu élastique tridimensionnel soumis à des forces de pression et/ou de tension débouche sur la construction d'un objet mathématique à 9 composantes appelé tenseur des contraintes. Dans le cas de la **RG** leur mise en œuvre paraît naturelle quand on songe qu'il s'agit ici de construire une théorie de « l'élasticité » de l'espace-temps (voir l'ouvrage de T. Damour cité dans la bibliographie).

Pour Einstein, il reste donc à mettre en œuvre ce nouvel outil afin de trouver les expressions des g_{ij} en leur imposant les contraintes du principe de covariance généralisant celui d'équivalence. L'autre nécessité est de redonner les résultats de la théorie newtonienne en champ gravitationnel faible. Comme on peut le voir en fin d'article, sur le panneau consacré à la présentation de la **RG** de l'exposition[35] « *Les violons d'Einstein* », le chemin conduisant à la version finale de cette théorie a été tortueux et a coûté beaucoup d'effort au savant.

En février 1912, il publie un article contenant sa première tentative d'écriture d'une équation pour le champ gravitationnel : elle n'est pas linéaire. En mécanique newtonienne, les forces gravitationnelles s'ajoutent simplement et lorsque deux corps exercent leur influence sur un corps d'épreuve la force résultante est simplement $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$. Mathématiquement cette propriété est appelée la linéarité mais toutes les équations ne sont pas linéaires et celle proposée par Einstein ne l'est pas. La raison est la suivante : en un point donné proche d'une masse, existe un champ gravitationnel qui possède de l'énergie mais cette dernière, selon la formule d'Einstein $E = mc^2$, a un équivalent massique qui est à l'origine d'une énergie gravitationnelle supplémentaire. De proche en proche se forme alors une série de termes exprimant une succession d'association énergie/courbure dont la somme, heureusement, converge vers une valeur finie.

Durant l'automne 1912, avec l'aide de son ami Marcel Grossmann, il approfondit ses résultats précédents. Il « frôle » alors la solution définitive de son problème sans s'apercevoir de cette proximité car il n'interprète pas correctement ses résultats. Il n'est pas encore pleinement conscient que les coordonnées de Gauss n'ont pas de sens physique et n'expriment plus des distances. C'est l'italien Levi-Civitta, spécialiste des tenseurs, qui allait détecter ses erreurs, trois ans plus tard, dans un échange épistolaire avec Einstein. Ce dernier retrouvera alors le bon chemin en constatant que pour rendre compatibles la covariance de sa solution avec le principe d'équivalence il fallait abandonner la nécessité d'une invariance globale – comme en **RR** – au profit d'une invariance locale s'imposant en chaque point de l'espace-temps. Dans un dernier élan, il propose le 25 novembre 1915 à ses collègues de l'Académie des Sciences de Prusse la théorie complète de la relativité générale dans laquelle on a l'équation « définitive » exprimant la relation entre le « contenant » et le « contenu ». Cette équation est la suivante[36] :

---

[35] Cette exposition réalisée en 2005 à l'occasion du centenaire de l'élaboration de la RR comporte 17 panneaux et aborde les multiples aspects de l'œuvre et de la vie d'Albert Einstein.

[36] Cette équation de nature tensorielle est en réalité un système de 10 équations différentielles non linéaires du deuxième ordre dont on ne peut déterminer les solutions que dans des cas bien balisées en s'appuyant, sauf exception, sur des méthodes de calcul sophistiquées. Il est aussi important de remarquer que ces équations peuvent aussi être construites avec une approche tout à fait différente de celle suivie par Einstein. Au début des années 1960 Richard Feynman démontrait que les équations d'Einstein pouvaient être obtenues en considérant un champ de spin 2, sans masse (le graviton), sans faire appel aux notions géométriques issues des mathématiques relatives aux espaces riemanniens. Voir « Leçons sur la gravitation » - Richard Feynman – (2007) – Odile Jacob

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad \text{avec :}$$

$R_{\mu\nu}$:	tenseur de Ricci exprimant la déformation de l'espace-temps. Il ne dépend que des $g_{\mu\nu}$ de la métrique et de leurs dérivées premières et secondes par rapport aux coordonnées de Gauss.
$g_{\mu\nu}$:	tenseur métrique. Il caractérise localement la déformation de l'espace-temps et permet de passer des coordonnées aux distances
R :	courbure scalaire. Il intervient dans l'expression du ds^2.
G :	constante de la gravitation universelle
C :	célérité de la lumière
$T_{\mu\nu}$:	tenseur impulsion-énergie attaché aux sources du champ de gravitation
$8\pi G/c^4$:	coefficient permettant de retrouver les résultats de la théorie newtonienne en champ faible comme cas particulier de l'équation[37]

Un raccourci très parlant, « expliquant » cette équation, est due au physicien américain John Wheeler : « *La matière dit à l'espace de se courber et l'espace dit à la matière comment se déplacer* ».

Le travail accompli par A. Einstein a permis de changer de paradigme dans notre vision de la gravitation et de ses rapports avec l'espace et le temps. Comme l'écrit Thibault Damour[38] « *De simple arène neutre, donnée à priori, indépendamment de tout contenu matériel, et servant de cadre à l'existence et à l'évolution de la matière, l'espace-temps est devenu, en 1915, un « champ physique » (identifié au champ gravitationnel), c'est à dire une entité dynamique influencée par et influençant la distribution de matière-énergie qu'il contient.* »

<u>LE STATUT DU TEMPS EN RELATIVITE GENERALE</u>

Avant de conclure cet article il est important d'apporter quelques précisions à propos d'un concept dont le statut, dans nos vies et en physique théorique, est particulièrement complexe : il s'agit du temps. Bien sûr un livre entier ne suffirait pas à en faire le tour mais comme la **RG** apporte sur ce sujet des changements considérables il est bon de s'y arrêter en quelques lignes en détaillant les différentes conceptions rencontrées : en mécanique newtonienne, en relativité restreinte et en relativité générale.

- **Mécanique newtonienne**

La mécanique classique admet **la transmission instantanée des interactions**. Avec cette idée de perception immédiate de n'importe quel événement se produisant en tout point de l'Univers, le concept de temps prend un sens absolu : ayant choisi une origine des temps identique, tous les observateurs, occupant n'importe quelle position, pourront affirmer

[37] Il ne s'agit pas ici de retrouver la mécanique newtonienne correspondant à la limite des champs faibles et des vitesses petites devant celle de la lumière. Les deux théories étant construites sur des bases totalement différentes, on ne peut pas dire que la seconde englobe la première. Le seul critère ayant guidé la détermination de ce coefficient n'est donc que le raccordement des résultats dans le cas précité.

[38] La Relativité générale – Séminaire Poincaré IX (2006)

simultanément que leur horloge marque le même instant (t) si elles ont été synchronisées dans le passé. On peut donc qualifier le temps d'absolu puisqu'il est indépendant du système de référence spatial dans lequel on le mesure. Le temps absolu est donc le temps de toutes les horloges présentes sur une photographie « instantanée » prise à l'instant de l'interaction et se propageant à une vitesse infinie. Ainsi l'acceptation de cette dernière propriété permet en mécanique classique de parler, pour un événement, d'une position spatiale relative – c'est à dire qui dépend du référentiel d'étude choisi – et d'une position temporelle absolue. **On a donc un temps commun unifié qui s'écoule de la même façon pour tous les observateurs**. Le problème de la synchronisation des horloges ne se pose donc pas à partir du moment où le signal permettant de l'obtenir parvient en n'importe quel point de l'Univers à l'instant où il a été émis. La phrase « L'événement A au point (x_A, y_A, z_A)s'est produit au même instant que l'événement B (x_B,y_B,z_B) » a un sens physique.

- **Relativité restreinte**

La finitude et l'indépendance de la vitesse de la lumière par rapport à celle de sa source va changer radicalement notre vision du temps. A. Einstein, avec la théorie de la relativité restreinte, ne va pas changer la nature de ce concept mais donner une nouvelle signification au rapport que nous avons avec lui. Une propriété fondamentale de la **RR** est que la dilatation des durées et la contraction des longueurs **entre deux observateurs** sont des effets réciproques. Si nous avons deux observateurs en mouvement relatif, chacun de ceux-ci voit l'horloge de l'autre tourner plus lentement. En **RR** les phénomènes surprenants observés ne constituent pas des propriétés de l'observateur considéré mais une **propriété de la relation existante entre les deux observateurs munis chacun d'une horloge**[39].

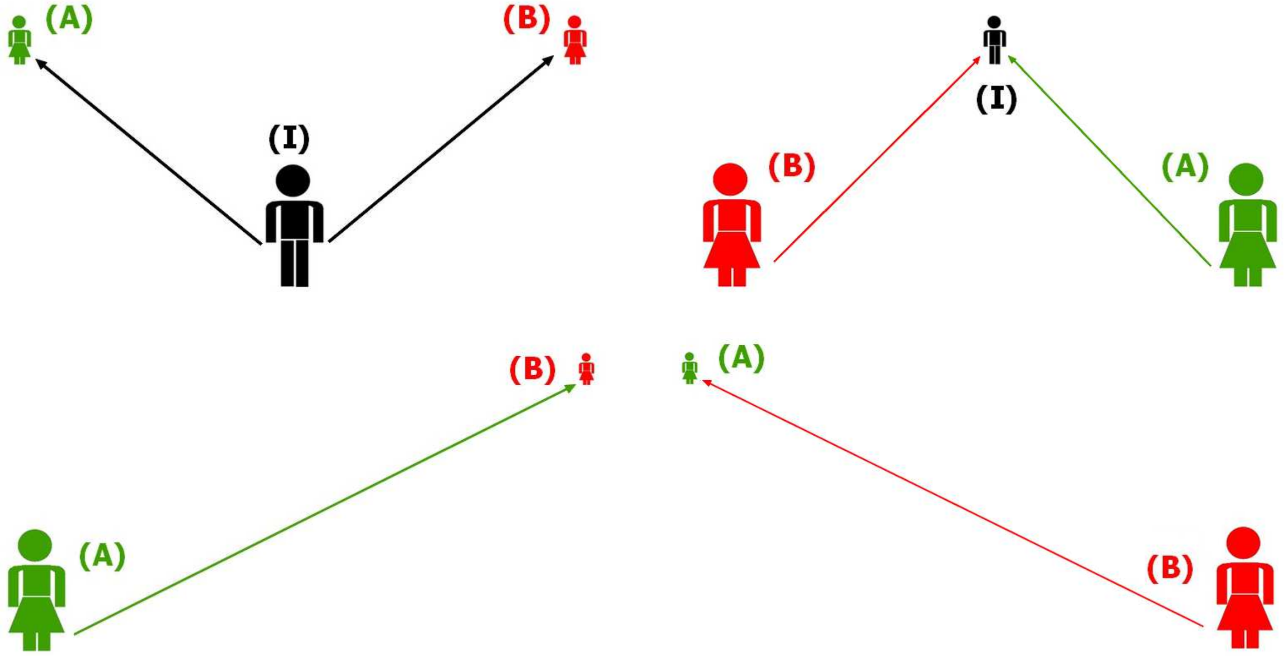
Imaginons que chacun des observateurs cherchent à savoir quel est la durée du repas de l'autre. Ayant mis en place une procédure de mesure, chacun déterminera, par exemple, qu'il faut dix heures à son collègue pour achever son repas alors que lui même n'a besoin que de trente minutes. Il y a réciprocité complète entre les observations. Cependant les valeurs des mesures de chacun concernant l'autre vont dépendre de leur vitesse relative alors que, bien entendu, chaque scientifique mesurera toujours la même durée pour son propre repas. Cet intervalle de temps est appelé le temps propre puisqu'il concerne un écart temporel entre deux événements qui se déroulent au même endroit, c'est à dire dans le référentiel de repos de l'observateur.

Cette réciprocité fondamentale doit se comprendre comme un effet de « perspective dynamique[40] » généralisant la notion de « perspective statique ». Pour celle-ci, lorsqu'on observe une personne éloignée, elle paraît plus petite mais, pour cette dernière, le premier observateur lui paraît aussi plus petit. Donc, lorsque deux personnes sont éloignées l'une de l'autre, chacune paraît plus petite à l'autre. Pour éclairer l'analogie entre la

[39] On pourra consulter à ce sujet le très bon livre « L'univers en perspective : relativité restreinte » - Jean-Marie Vigoureux - Ellipse.

[40] Le mot dynamique fait ici référence au fait qu'en relativité restreinte les phénomènes observés de dilatation des durées et de contraction des longueurs sont directement liés à la vitesse relative des observateurs. En perspective statique on fait intervenir la distance relative entre deux observateurs au repos l'un par rapport à l'autre.

« perspective dynamique » de la **RR** et la « perspective statique », détaillons l'exemple suivant illustré par les schémas ci dessous.



Considérons trois observateurs **(I)**, **(A)** et **(B)**. Les deux derniers sont éloignés de **(I)** et placés symétriquement par rapport à ce dernier. Pour **(I)**, **(A)** et **(B)** sont de **même taille** mais nettement plus petits que lui même. Mais **(A)**, qui regarde **(B)**, va trouver à ce dernier une **taille beaucoup plus faible** que la sienne. Il en ira de même pour **(B)** qui regarde **(A)**. On constate ici clairement que si les relations qui existent entre [**(I)** et **(A)**] d'un côté et [**(I)** et **(B)**] de l'autre sont les mêmes – pour **(I)**, **(A)** et **(B)** ont la même (petite) taille –ceci ne permet absolument pas de dire que dans la relation entre **(A)** et **(B)** les deux ont la même taille. On peut faire le même raisonnement en **RR** avec les vitesses - **(A)** ayant une vitesse v par rapport à **(I)** et **(B)** une vitesse –v – en considérant cette fois ci les durées entre deux évènements ou les distances entre deux points.

On a donc bien des différences de mesure entre ce que l'on obtient, pour un phénomène, dans des référentiels différents mais la mise en œuvre de la transformation de Lorentz permet de raccorder tous ces résultats quelque soit les référentiels galiléens en jeu. On va voir qu'en présence de champ gravitationnel les conclusions de la **RG** ne sont plus les mêmes et obligent à revisiter les concept de temps et de distance.

- **Relativité générale**

En **RG** l'universalité du temps est perdue. Tout d'abord les effets observés ne sont plus réciproques et ne correspondent pas à une « perspective dynamique » comme en **RR** où les transformations de Lorentz et la réciprocité des effets permettaient de raccorder les résultats de deux référentiels galiléens en mouvement relatif. En **RG** il faut parler, comme pour les distances, d'une réelle « plasticité » du temps car son écoulement est modifié selon la valeur des potentiels gravitationnels. Comme nous le verrons dans la seconde partie de ce texte relative aux conséquences de la **RG**, il existe des régions de notre

Univers où le temps subit des distorsions considérables sans commune mesure avec ce que nous connaissons dans notre environnement proche.

Cependant la notion de temps propre issu de la **RR** garde toute sa pertinence ; il s'agit du temps indiqué par l'horloge emportée par un observateur se déplaçant librement[41] le long de sa géodésique. Deux observateurs de ce type peuvent alors synchroniser leur montre qui le resteront par la suite. **On peut définir dans ces conditions ce que certains appellent un temps cosmique**, sous les hypothèses d'homogénéité (densité constante dans tout l'espace) et d'isotropie (symétrie sphérique et propriétés identiques dans toutes les directions d'observation). Mais selon les modèles d'Univers que la **RG** permet d'imaginer, il n'est pas toujours possible de définir une telle grandeur. Ce temps cosmique a pour principal intérêt, lorsqu'il peut être défini, de s'écouler sensiblement de la même façon dans toutes les régions de l'Univers où la gravitation reste faible.

L'âge du Big-Bang dont nous entendons souvent parler et qui semble être connu avec une précision sans cesse croissante – 13,798 milliards d'années aujourd'hui - a cette valeur calculée qu'après avoir choisi un modèle d'Univers particulier : celui de Friedmann, Lemaître, Roberston et Walker – métrique FLRW - qui semble le mieux adapté aux observations actuelles.

CONCLUSION

On peut voir, dans ce bref résumé de la genèse de la **RG**, la complexité de son histoire faite, comme l'écrit[42] Jean Eisenstaedt, « *de percées, d'hésitations, d'erreurs et de coups de chance* ». Il ajoute « *il faut redire l'importance de l'architecture intellectuelle essentiellement formée de principes qui constituent une sorte de réseau conceptuel dont chaque élément n'a pas la même importance et n'est ni forcément nécessaire, ni complètement indépendant des autres principes* ». Ce cheminement est unique dans l'histoire des sciences et caractérise la manière incomparable de travailler d'Albert Einstein. Il s'est bien sûr appuyé sur de nombreuses compétences (Grossmann, Levi Civitta, Hilbert, … etc.) mais c'est toujours lui qui « tenait la barre » et la structure finale de la théorie lui doit tout. Il ne faut pas croire cependant que le succès a été obtenu facilement. Il résume parfaitement le coût énorme qu'il a consenti à payer pour parvenir au but dans ce texte de 1934 : « *A la lumière de la connaissance atteinte, l'heureux résultat semble presque aller de soi ; tout étudiant intelligent peut l'appréhender sans trop de difficulté. Mais les longues années de tâtonnements, de recherches dans le noir, avec leur lancinante tension, l'alternance des périodes de confiance et de découragement, puis finalement la sortie vers la lumière, seuls ceux qui ont éprouvé cela peuvent le comprendre.* » On trouvera page suivante l'image du panneau d'une exposition réalisée en 2005 à l'occasion de la commémoration du centenaire de la relativité restreinte et qui montre le cheminement complexe et tortueux du savant dans cette quête d'une nouvelle théorie de la gravitation.

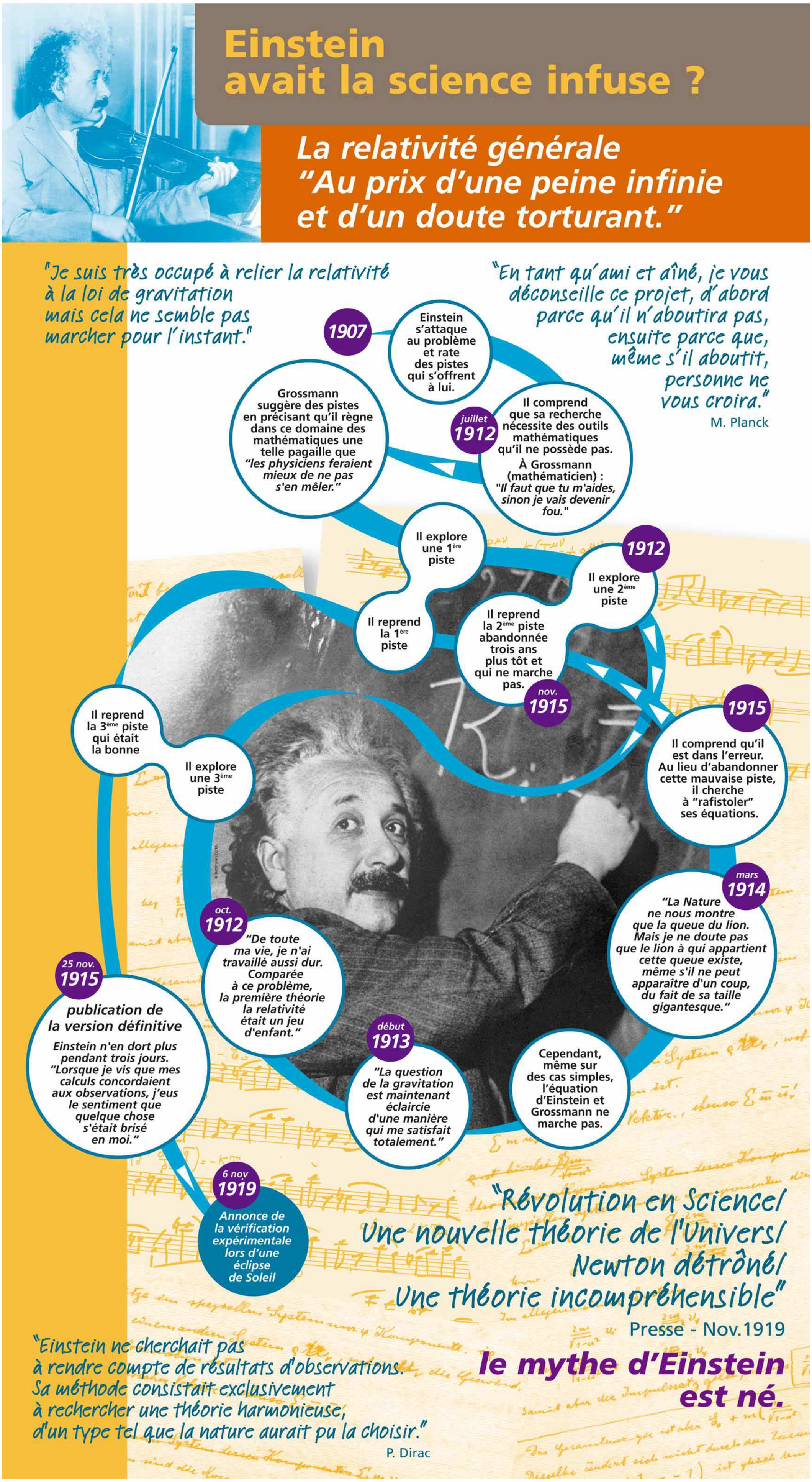
[41] On dit quelquefois que ces observateurs sont « en chute libre », car , dans le système de coordonnées qui leur est attaché, ils ne sont soumis à aucune accélération ou influence gravitationnel, comme l'ouvrier tombant de son toit. C'est le cas, par exemple, dans le modèle de l'univers en expansion, où les galaxies sont considérées comme étant des systèmes libres puisqu'elles sont « immobiles » dans un système de coordonnées attaché à l'espace qui se dilate.

[42] Einstein et le relativité générale – Jean Eisenstaedt – Editions du CNRS

Mais pour triompher il lui fallait également obtenir des vérifications expérimentales[43] . Son texte final contient déjà un premier succès : l'explication du reliquat de précession de 43″ par siècle du périhélie de Mercure connu depuis 1857 grâce à **Urbain Le Verrier** (1811/1877). Une autre prévision, celle de la déviation d'un rayon lumineux passant à proximité d'une masse importante, sera vérifiée en 1919 lors d'une éclipse de Soleil. Plusieurs physiciens et astronomes (Eddington, De Sitter, Lemaître, Schwarzschild, … etc.) s'emparent ensuite de la nouvelle théorie pour proposer divers modèles et l'appliquent à l'Univers entier ou à des objets denses. Malheureusement il est difficile de faire des vérifications expérimentales car la plupart des effets ne sont pas détectables dans les années 1920. Entre 1930 et 1960 les travaux de **RG** seront rares et il faudra attendre de disposer de nouveaux moyens d'observation pour voir se développer une renaissance qui aujourd'hui, 100 ans après, donnent lieu à d'innombrables travaux qui vont du GPS à l'étude de l'environnement spatio-temporel des trous noirs !

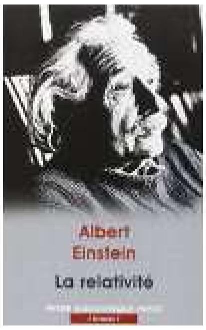
Pierre MAGNIEN

[43] Ce premier article porte sur les idées et les concepts alors que le second sera sur les vérifications et la RG aujourd'hui.



Panneau sur la relativité générale de l'exposition « Les violons d'Einstein »

BIBLIOGRAPHIE

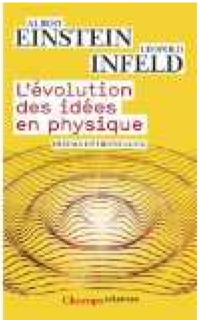


La relativité

A. Einstein

Petite bibliothèque Payot 2001 (220 pages)

Ce livre reste une référence. Dans sa préface Albert Einstein écrivait : *La lecture de ce livre suppose à peu près des connaissances de bachelier et – malgré le peu d'étendue du livre – une bonne dose de patience et de force de volonté.* En d'autres termes il fait partie des incontournables.

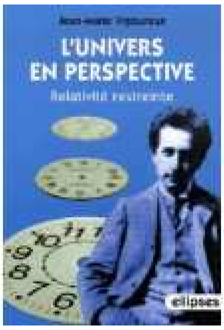


L'évolution des idées en physique

A. Einstein et L. Infeld

Flammarion 1983 - Champs sciences (280 pages)

Dans la préface les auteurs écrivent que leur intention était « *de mettre en évidence les forces actives qui obligent la science à inventer des idées qui correspondent à la réalité du monde.* » De lecture aisée et possédant une approche pédagogique de qualité, cet ouvrage est recommandé pour une première approche de la relativité.

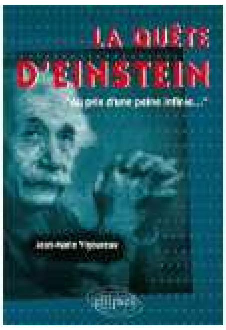


L'Univers en perspective, Relativité restreinte

Jean Marie Vigoureux

Ellipses 2006 (284 pages)

Ce livre publié en 2006 est réputé par sa clarté et son originalité dans la présentation de la relativité restreinte. Ecrit par un enseignant soucieux de la bonne vulgarisation, c'est un livre incontournable pour s'initier à une théorie jugée souvent difficile.

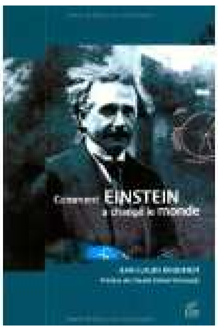


La quête d'Einstein, Au prix d'une peine infinie

Jean Marie Vigoureux

Ellipses 2005 (332 pages)

Cet ouvrage, écrit par le même auteur que le précédent, en conserve la rigueur et la clarté et nous permet d'aborder progressivement les arcanes de la relativité générale.

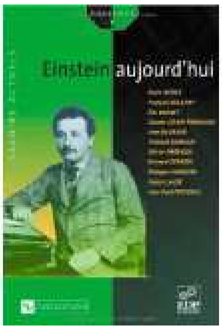


Comment Einstein a changé le monde

Jean-Claude Boudenot

EDP Sciences 2005 (187 pages)

Après une présentation détaillée des principaux travaux d'Albert Einstein, l'auteur montre comment ces derniers ont irrigué le développement technologique de la deuxième moitié du XX° siècle et profondément modifié notre environnement quotidien.



Einstein aujourd'hui

CNRS Editions et EDP Sciences 2005 (417 pages)

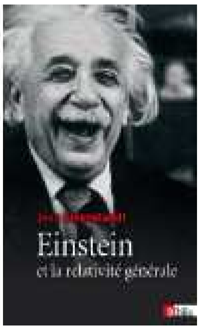
Ce livre dresse un panorama de la diversité impressionnante des sujets abordés par Einstein en précisant l'état du savoir actuel dans ces différents domaines. Il est composé par la contribution de 7 chercheurs prestigieux comme : C. Cohen-Tannoudji, A. Aspect, J. Dalibard, T. Damour etc. D'un niveau assez élevé, ce livre s'adresse à des lecteurs ayant une formation scientifique préalable.

La relativité, histoire d'une grande idée

B. Hoffman

Belin 1999 (189 pages)

Un fresque historique qui va de Pythagore à Einstein en passant par Kepler, Galilée, Newton. L'auteur utilise habilement de nombreuses analogies ou références à l'expérience quotidienne pour rendre la relativité … presque familière. Un ouvrage à recommander.

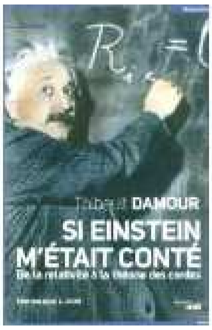


Einstein et la relativité générale

J. Eisenstaedt

CNRS Editions (344 pages) - Préface de Thibaud Damour

Dans cet ouvrage, écrit par un spécialiste de la relativité, on découvre une passionnante et très complète étude historique de la découverte de la relativité générale. L'auteur réussit le tour de force de rendre clair une théorie difficile sans développement mathématique.



Si Einstein m'était conté

Thibault Damour

Le Cherche-Midi 2005 (235 pages)

Ce livre est écrit par un professeur à l'Institut des hautes études scientifiques qui est un spécialiste reconnu de la relativité générale. Il raconte la vie et l'œuvre d'Einstein avec de nombreuses anecdotes et une approche pertinente, expliquée simplement, de la signification des principaux travaux du grand savant.