Les bases de la physique moderne

LES BASES
DE LA
PHYSIQUE MODERNE

PAR

Edouard GUILLAUME

---

§ 1. — Le corps solide, les géométries et la mesure du temps

Toute la Physique, et l'on peut dire toute la Science, depuis les temps les plus reculés, a été dominée par la notion de *corps solide*. Il y a longtemps déjà que l'on a su voir l'importance fondamendale du corps solide pour la formation de la notion d'espace. Ce que la Physique moderne devaient révéler, c'est le rôle du corps solide dans la détermination *physique* de la simultanéité, c'est-à-dire dans la détermination *physique* du *temps*.

1° Examinons d'abord le corps solide au point de vue de la génération de nos concepts spaciaux. S'il n'y avait pas de corps solides dans la nature, écrivait Henri Poincaré, il n'y aurait point de géométrie. C'est vrai, mais il n'en faudrait pas conclure que ce sont les solides qui nous imposent la géométrie : ils ne font que nous la suggérer ; comme on l'a dit, la géométrie a été créée à l'occasion des corps solides. Les corps obéissent à certaines lois générales ; mais ces lois ne sont pas rigoureusement respectées par la nature. A l'aide d'un grand nombre de *passages à la limite*, nous créons des notions pures dont nous tirons ensuite des constructions logiques que nous nommons « théorie ».

Rappelons les principaux résultats acquis :

Une première abstraction nous conduit à concevoir un certain

« continuum » auquel nous donnons le nom « d'espace ». Dans ce continuum, primitivement amorphe, on peut imaginer un « réseau » de lignes et de surfaces. Les propriétés de ce réseau seront les propriétés de l'espace. Ainsi, l'espace n'a par lui-même aucune propriété ([1]), c'est un simple support, ou, si l'on aime mieux, l'espace n'a pas d'autres propriétés que celles de « ce » que l'on y suppose placé. Par propriété du réseau, ou de l'espace, il faut entendre le rapport, la liaison qui existe entre deux « mailles » distinctes du réseau. Pour établir ce rapport, il est nécessaire d'amener les deux mailles au « contact », autrement dit, il faut « déplacer » l'une jusqu'à ce qu'elle vienne dans le voisinage le plus immédiat de l'autre ; c'est par le contact qu'on peut les comparer l'une à l'autre. On voit donc que le « déplacement » est un élément *essentiel* de l'établissement des propriétés du réseau, c'est-à-dire de l'espace. Remarquons toutefois que dans ce déplacement, la notion de vitesse ne joue aucun rôle, autrement dit, le temps n'intervient pas.

Ceci posé, on admet le principe suivant dont la nature est encore mal connue : 1° *Il existe un système de réseaux et de déplacements tel qu'il est possible d'amener des mailles à « coïncider » avec d'autres;* deux mailles qui coïncident sont dites « égales » ; 2° *les deux mailles étaient égales avant la coïncidence et restent égales lorsqu'on les sépare;* l'on dit alors que le déplacement a lieu *sans* « déformation », ou encore, qu'il y a déplacement d'une « figure invariable ».

Un tel système de réseaux *et* de déplacements définit ce que l'on appelle une *géométrie* et l'ensemble de tous les déplacements, un *groupe.* Suivant les conventions adoptées, on aura le groupe euclidien, le groupe riemanien, etc. Nous dirons, brièvement, que l'espace a été « géométré » ([2]) euclidiennement, riemanniement, etc.

[1]) Ceci ne doit pas être tout à fait exact. Il semble bien qu'il y ait une propriété inhérente au continuum : c'est le nombre de ses *dimensions*, que l'on détermine par des « coupures ».

[2]) Le néologisme « géométré » a été introduit par M. Cailler dans un travail très remarquable sur *Les équations du Principe de relativité et la Géométrie* (*Archives,* 1913, t. XXXV, p. 109).

Rappelons ce qu'on entend par groupe: un ensemble de transformations (déplacements) forme un groupe, lorsque le «produit» de deux quelconques d'entre elles est encore une transformation appartenant à l'ensemble. Ainsi l'ensemble de toutes les translations joint à l'ensemble de toutes les rotations euclidiennes, forment un groupe.

Le nombre de groupes que nous pouvons imaginer n'est pas infini, comme l'a montré Sophus Lie. Il n'y a qu'un nombre assez restreint de géométries à trois dimensions, *compatibles avec le déplacement d'une figure invariable.* On voit donc que sans la possibilité de tels déplacements, il n'y aurait pas de géométries. La définition de la ligne la plus simple, la ligne droite, s'appuie sur la notion de mouvement.

Pour préciser par un exemple, supposons que l'espace est géométré euclidiennement. Les déplacements euclidiens ne seront pas accompagnés de déformations; les droites euclidiennes restent des droites euclidiennes; mais les droites non-euclidiennes ne restent pas des droites non-euclidiennes. Si, par contre, l'espace est géométré non-euclidiennement, il y aura des déplacements non-euclidiens qui ne déformeront pas les figurent non-euclidiennes, mais qui déformeront les figures euclidiennes, etc.

Les géométries ne sont pas complètement indépendantes; on pourrait établir une sorte de « dictionnaire » entre toutes les géométries imaginables, lequel permettrait de traduire, en langage euclidien par exemple, les propriétés des géométries non-euclidiennes, et vice-versa, c'est-à-dire, en définitive, qui permettrait de passer d'un système de réseaux et de déplacements à un autre. C'est ainsi qu'on montre d'une façon frappante que la qualité d'euclidien appartient au système envisagé, et non pas au continuum qui sert de support aux réseaux.

Le groupe euclidien tire son importance du fait que certains corps naturels remarquables, les CORPS SOLIDES, *subissent des déplacements à peu près pareils à ceux de ce groupe.* Si l'on voulait se servir du langage non-euclidien, ces déplacements exigeraient l'introduction de *déformations,* ce qui compliquerait la représentation. Par contre, nous pouvons imaginer un monde où il y aurait des objets naturels remarquables affectant à peu près la forme des droites non-euclidiennes, et des corps naturels remarquables subissant fréquemment des mouvements à peu près pareils aux mouvements non-euclidiens. Envisageons, par exemple, deux figures identiques, l'une en fil de fer, l'autre en fil de cuivre, placées dans un champs magnétique. La figure de cuivre se déplacera euclidiennement, tandis que ce ne sera pas le cas pour la figure de fer. En général, l'ensemble des déplacements de celle-ci ne formera pas un groupe. On pourrait conserver le langage euclidien et dire que la figure de fer subit des déformations. Mais, il peut arriver que le champ magnétique soit tel que tous les déplacements forment un groupe. Il est alors naturel d'adopter une géométrie non-euclidienne, dont le langage permettra d'exprimer simplement les propriétés générales observées, en définitive, de les mettre en évidence avec le maximum de simplicité.

Il existe une propriété fondamentale du groupe euclidien dont nous allons donner l'expression analytique dans un cas simple. Traçons, dans le continuum, un système d'axes trirectangles S, et prenons deux points, dont un à l'origine. Leur distance

$$d = x^2 + y^2 + z^2$$

reste invariable quel que soit le déplacement euclidien que l'on fait subir au système. Envisageons un second système d'axes, S′, orienté d'une façon quelconque par rapport au premier, tout en ayant même origine, et soient x' y' z' les coordonnées du second point par rapport à ce nouveau système. On a évidemment :

$$d^2 = x^2 + y^2 + z^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 ,$$

et l'on dit que cette expression analytique de la distance est un *convariant* (1) du groupe euclidien, relativement aux équations de transformation :

$$x' = f_1(x, y, z) \; ; \qquad y' = f_2(x, y, z) \; ; \qquad z' = f_3(x, y, z)$$

1) On dit « convariant » plutôt qu' « invariant », car les grandeurs $d; x, y, z; x', y', z'$ sont des *variables* pouvant prendre n'importe quelles valeurs, selon le second point envisagé.

qui permettent de passer du système S′ au système S et vice-versa. Allant à l'infiniment petit, on dira de la même manière que l'élément de ligne ds, qui satisfait à l'expression :

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$$

est un *covariant*, c'est-à-dire indépendant du choix des axes.

2. Examinons maintenant le rôle du corps solide dans la *mesure du temps*.

Henri Poincaré, dans une de ces belles analyses où il excellait, a mis en évidence toutes les difficultés que l'on rencontre dans la détermination du temps. En conclusion, le savant mathématicien donne la règle générale que l'on doit suivre, et que l'on a suivie inconsciemment :

« *La simultanéité de deux évènements, ou l'ordre de leur succession, l'égalité de deux durées, doivent être définies de telle sorte que l'énoncé des lois naturelles soit aussi simple que possible.* »

Or, jusqu'à Einstein, c'est la conception *mécanique*, fondée sur la Géométrie et la Cinématique ordinaires, qui prévalait, de sorte que la règle implicitement admise par tout le monde peut se résumer ainsi :

« Le temps doit être défini de telle façon que les *équations de la Mécanique* soient aussi simples que possible. »

Mais, demandera-t-on, qu'est-ce que cela veut dire exactement ? Sur ce point, il faut l'avouer, l'étude de Poincaré, faite il y a tantôt vingt ans, nous laisse un peu dans le vague. Aujourd'hui, nous savons exactement ce qu'il en est. Il aura fallu la découverte des théories dites de la relativité pour nous faire comprendre parfaitement ce que nous avions fait jusqu'ici, de même que l'on n'a compris véritablement le postulatum d'Euclide que le jour où l'on a inventé les géométries non-euclidiennes. Tel est le sort curieux des constructions de notre esprit, qu'on ne les saisit pleinement que lorsqu'on peut les opposer à d'autres.

La détermination du temps comporte *deux* opérations distinctes :

1° la détermination de la *durée;*

2° la détermination de la *simultanéité*.

Chacune de ces opérations se subdivisera en deux autres, selon que le phénomène étudié sera en repos ou en mouvement par rapport à l'observateur. On les ramène à trois :

1° Comparaison de la *durée* du phénomène à celle d'un phénomène-type *au repos* par rapport à lui. On admet alors que la comparaison se fait sans erreur sensible si les phénomènes sont très voisins. Quant à la mesure, elle repose sur le postulat suivant :

« Les durées de deux phénomènes à peu près identiques sont à peu près les mêmes »,

c'est-à-dire, en définitive, sur le principe de raison suffisante.

2° Détermination de la *simultanéité* entre deux endroits A et B *éloignés* l'un de l'autre, mais en *repos relatif*. Elle repose sur ce que nous conviendrons d'appeler le « Principe de la tringle rigide ». Deux observateurs, l'un situé en A, l'autre en B, désirent se transmettre le temps. Comment peuvent-ils s'y prendre en ne faisant usage que de moyens mécaniques ? Ils installeront entre A et B une *tringle parfaitement rigide*, et exerceront à l'extrémité A un mouvement régulier de va-et-vient suivant l'axe. L'extrémité B effectuera, *simultanément*, une translation identique. Autrement dit, *la translation imprimée en* A *se propage avec une* VITESSE INFINIE *le long de la tringle jusqu'à l'extrémité* B.

Ainsi, à la base même de la Mécanique classique, il y a une notion qui nous choque : la vitesse de propagation infinie. Certes le moyen que nous venons d'indiquer n'est pas le plus simple. Il serait plus simple, par exemple, d'imprimer une rotation à la tringle autour de son axe, et de la laisser tourner librement ; des aiguilles solidaires de la tringle aux deux extrémités, permettraient d'établir la simultanéité. Mais, peu importe ; il nous suffit que le premier moyen donné soit compatible avec la Mécanique ; l'existence d'une vitesse de propagation infinie en découle dès lors nécessairement.

3° Détermination de la *simultanéité* entre deux lieux A et A' *très voisins,* mais *en mouvement* l'un par rapport à l'autre. A cet effet, considérons un continuum S. Géométrons-le euclidiennement, et installons en chacun de ses points A, B, C,... des horloges *identiques.* Par un système de tringles rigides appropriés, nous pourrons rendre ces horloges solidaires les unes des autres ; nous dirons alors que le système est « chronométré », suivant l'heureuse expression de M. Cailler. Imaginons maintenant un second continuum S', identique à S, c'est-à-dire géométré et chronométré comme lui, et supposons que ces deux milieux sont en mouvement relatif. Au moment où l'un des points A, B, C,... passera dans le voisinage immédiat de A', B', C',... *nous postulerons qu'il est possible de mettre leurs horloges à l'heure « instantanément »*, et, instantanément, les deux systèmes seront synchronisés. Quel que soit le mouvement relatif de S et S', les temps t et t' s'écouleront désormais identiquement. C'est ce qu'on exprime par les égalités :

$$dt = dt' \,, \qquad t = t' \;;$$

autrement dit, le temps est en *covariant*, tout comme l'élément de ligne.

Ainsi, la Mécanique classique repose sur une *double covariance*, ce qui signifie que la notion de temps y est essentiellement différente de la notion d'espace, et ne peut jamais se confondre avec elle.

C'est là une conséquence fondamentale de la notion de corps solide parfait.

Mais voici encore une autre conséquence importante :

Envisageons une figure solide F' quelconque, tracée dans S'. Des observateurs entraînés avec le système, donc au repos relativement à F', pourront déterminer à l'aide d'instruments de mesure, c'est-à-dire de corps solides appropriés, la forme de la figure F' ; ils trouveront, par exemple, que c'est une sphère ; nous dirons qu'on a établit la configuration *géométrique* F_g de F'. Considérons maintenant les observateurs liés à S ; ils verront la figure F' en mouvement. Comment feront-ils pour déterminer sa configuration ? Ils rechercheront quels sont les points de S qui « coïncidaient », à un *même* instant t, c'est-à-dire *simultanément*, avec les différentes parties de F' ; l'ensemble de ces points formera une figure F_c que nous appellerons la configuration *cinématique* de F'.

On a nécessairement :

$$F_c = F_g \,,$$

autrement dit, les configurations cinématique et géométrique sont identiques. Dans notre exemple ce sera une sphère de même rayon.

C'est là la seconde conséquence essentielle de la notion de corps solide.

En résumé, toute notre science de l'espace se réduit à des constatations de « coïncidences », soit qu'elles aient été créées par des déplacements qui permettent de laisser les figurer à comparer indéfiniment au contact, soit qu'elles aient lieu par des mouvements ayant une certaine vitesse, auquel cas la détermination de la figure de comparaison exigera préalablement la détermination du temps ; or celle-ci, nous l'avons vu, doit faire appel aux propriétés de l'espace. Il y a là un cercle de circonstances que les théories de la relativité devaient mettre pleinement en lumière.

§ 2. La Mécanique classique et la relativité des mouvements.

Les fondateurs de la Mécanique classique conservèrent l'antique distinction entre le vide et la matière. Pour eux, là où il n'y avait aucune matière, il n'y avait « rien ». La gravitation, avec ses actions à distance, leur paraissait toute simple et naturelle ; l'attraction d'une masse sur une autre masse pouvait s'exercer « instantanément » à des millions de kilomètres, cela ne les choquait pas.

Le point sur lequel nous voudrions attirer l'attention dans le présent paragraphe, est le suivant : le *vide newtonien* n'est pas, ne peut pas être un *vrai* vide, d'une façon plus précise, ne peut pas être un *continuum amorphe.*

Il ne peut l'être : d'abord parce que la Mécanique est la science des mouvements des solides, et que ceux-ci se déplacent euclidiennement : le continuum newtonien est donc avant tout un continuum euclidien. Mais il y a plus.

Pour le voir, il faut se souvenir de la façon dont on introduit les principes de la Mécanique.

On commence par définir des *axes absolument fixes :* c'est un trièdre trirectangle invariablement lié aux étoiles appelées fixes. Puis, on considère l'ensemble de tous les systèmes qui ont une translation uniforme par rapport au système absolument fixe. Nous donnerons le nom de *galiléen* à l'un quelconque d'entre eux. Cela posé, on énonce le premier principe qui est le *principe de l'inertie.*

« Tout point matériel supposé seul, aurait, par rapport à un système galiléen, un mouvement rectiligne et uniforme (qui peut être nul) ».

Ainsi, le principe fondamental de la Mécanique fait appel à l'*espace absolu.* Il ne serait plus vrai si, au lieu d'un système galiléen, on utilisait un système en mouvement quelconque. C'est ce que nous exprimerons en disant que la Mécanique classique respecte la *relativité des mouvements uniformes,* mais non celle des mouvements variés. Nous dirons qu'elle satisfait au *Principe de la relativité restreinte.*

Ce qui précède peut être mis sous une autre forme. Considérons les équations fondamentales de la Mécanique, rapportées à un système galiléen S. Soit S′ un second système galiléen animé d'une translation de vitesse v, que nous supposerons parallèle à l'axe des x du premier système, pour simplifier. On pourra rapporter les équations au système S′ au moyen de la *transformation galiléenne :*

$$(1) \qquad x' = x - vt \; ; \qquad y' = y \; ; \qquad z' = z \; ; \qquad t' = t \; .$$

En faisant la substitution, on constatera que les équations du mouvement exprimées à l'aide des variables x', y', z', t' sont identiques, quant à la *forme,* aux équations primitives.

Ainsi, *la relativité des mouvements uniformes en Mécanique s'exprime, analytiquement, par la* COVARIANCE *des équations fondamentales pour toute transformation galiléenne.*

Il est aisé maintenant de voir ce qui différencie le continuum newtonien du continuum euclidien. La relativité, dans la Mécanique classique, n'est satisfaite que pour les mouvements uniformes. Les déplacements euclidiens, par contre, sont toujours *relatifs :* la cinématique ne connait que des mouvements de systèmes par rapport à d'autres systèmes ; les mouvements uniformes n'y jouent aucun rôle privilégié. En un mot, l'existence du continuum euclidien n'est pas liée à un système d'axes *absolu,* ce qui n'est pas le cas pour le continuum newtonien. Ce dernier a donc une propriété que le premier ne possède pas, et qui l'en distingue essentiellement.

D'où vient cette propriété? Quelle est sa nature exacte? C'est ce qu'on ne peut pas dire, et c'est là justement le point faible de la Mécanique classique.

Pour bien nous en rendre compte, faisons l'hypothèse suivante, parfaitement compatible avec les principes de la Mécanique. Supposons que l'Univers *entier* se réduise au continuum newtonien s'étendant à l'infini dans tous les sens et contenant seulement *deux* masses fluides très éloignées l'une de l'autre, afin que les forces de gravitation entre elles soient négligeables. Si ces deux masses sont animées d'une rotation relative autour d'un axe commun, il pourra arriver que l'une d'elles soit sphérique pendant que l'autre est ellipsoïdale. Cela tient, affirmerait Newton, à ce que la première est « au repos absolu », tandis que l'autre tourne « vraiment ».

Il est clair que cette réponse n'explique rien du tout. Mais, dira-t-on, ce qu'il faut considérer, ce n'est pas la rotation d'une masse relativement à *l'autre,* c'est la rotation de chaque masse *par rapport au continuum;* c'est l'action du continuum sur la masse tournante qui produit l'effet dynamique observé; dès lors, on peut considérer la masse tournante comme au repos et supposer que c'est le continuum qui est en rotation autour de la masse. Le principe du mouvement relatif parait ainsi sauvegardé, même pour les rotations.

Malheureusement, cet expédient ne conduit à rien. Comment, en effet, nous en tirerons-nous lorsqu'au lieu de *deux* masses, nous en considérerons un *grand nombre* effectuant des rotations quelconques? Nous serons dans le plus grand embarras.

Le système de référence absolu est, bien entendu, à la base de tous les principes auxquels on peut ramener la Mécanique, alors même que, souvent, il n'en n'est fait aucune mention. Parmi ces principes, nous en rappellerons un qui, sans être tout à fait général, permet de résumer simplement la plupart des phénomènes mécaniques importants, et revêt une forme remarquable que nous retrouverons plus tard.

Envisageons un système holonome à liaisons indépendantes du temps, soumis à l'action de forces dérivant d'une fonction de force ; soit n le nombre de degrés de liberté du système ; sa configuration à un instant déterminé sera donnée par les valeurs que prennent, à cet instant, n paramètres $q_1, q_2, \ldots, q_n$, c'est-à-dire n coordonnées généralisées par rapport au système absolument fixe. La configuration à chaque instant peut être représentée par un point unique de l'espace à n dimensions ; l'ensemble de tous ces points formera une certaine *trajectoire* dans l'hyperespace. Considérons-en deux points (P_1) et (P_2). Le principe général dont nous parlons peut alors s'énoncer ainsi :

Le mouvement du système dans l'espace absolu s'obtient en déterminant l'hypertrajectoire qui rend minimum l'intégrale

$$\int_{(P_1)}^{(P_2)} ds \,,$$

où ds est l'élément de ligne satisfaisant à la forme quadratique

$$ds^2 = \sum a_{ij}\, dq_i\, dq_j \;;$$

les a_{ij} sont des fonctions des q. Autrement dit, l'hypertrajectoire est une *géodésique*.

§ 3. LES PHÉNOMÈNES LUMINEUX ET LEURS THÉORIES.

Nous avons vu au paragraphe précédent que la Mécanique newtonienne fait appel de deux façons différentes à la notion de corps solides :

1° *géométriquement*, parce que les mouvements observés jusqu'ici des solides naturels sont bien représentés par des déplacements euclidiens ;

2° *cinématiquement*, parce que les vitesses de ces mouvements sont mesurées en fondant la simultanéité sur le principe de la tringle rigide.

Or, il y a des phénomènes qui, de bonne heure, sont apparus rebelles à la Mécanique, et parmi ces phénomènes, il en est un qui devait attirer tout spécialement l'attention: c'est la *lumière*.

Galilée, déjà, avait eu l'idée que la lumière ne pouvait être transmise instantanément à travers l'espace, autrement dit, que la lumière devait avoir une certaine *vitesse de propagation*.

Dès lors, deux hypothèses particulièrement simples se présentent à l'esprit:

1° L'hypothèse de l'*émission,* proposée par Newton. Dans cette théorie, la lumière est formée de particules projetées par la source; la vitesse de la lumière pour un observateur s'obtient simplement en composant suivant la règle du parallélogramme, la vitesse de la lumière relativement à la source avec la vitesse de la source par rapport à l'observateur (Hyp. I).

2° L'hypothèse des *ondulations* d'un milieu spécial, impondérable, l'*éther,* remplissant l'Univers entier et n'opposant pas ou peu de résistance aux mouvements des corps. Dans cette théorie, on postule tout naturellement que l'éther est *immobile* dans l'espace *vide* de matière, et que la vitesse de la lumière y est constante dans toutes les directions et indépendante de la vitesse de la source. Il peut alors se présenter trois cas, suivant que l'éther est toujours *immobile* (Hyp. II_1), ou qu'il est *partiellement* entraîné (Hyp. II_2), ou bien qu'il est *complètement* entraîné (Hyp. II_3) par les corps en mouvement.

Ceci posé, rappelons brièvement ce que nous savons des phénomènes lumineux:

1. Etoiles doubles spectroscopiques. Les composantes des binaires spectroscopiques ont des vitesses telles qu'une influence sur la vitesse de la lumière dans le vide devrait se constater si l'hypothèse I était valable. Cette expérience rejette donc la théorie de l'émission. Elle est compatible avec les hypothèses II. Il convient toutefois de remarquer que les observations sont difficiles à faire et que les résultats obtenus ne sont pas toujours parfaitement concordants.

2. Aberration. La vitesse de la lumière d'une étoile et celle de la Terre se composent suivant l'hypothèse I. Toutes les hypothèses II sont facilement applicables à ce phénomène, ainsi par

exemple, l'hypothèse II_3, en supposant une sorte de réfraction qui se produirait à la surface de séparation de l'éther en repos dans les espaces interstellaires et de l'éther entraîné par le mouvement de la Terre.

3. Expériences a la surface de la Terre. Expérience de Michelson et Morley. A la surface de la Terre, en utilisant une source terrestre, la lumière est toujours complètement entraînée; ce sont donc les hypothèses I ou II_3 qui sont seules applicables. Il en résulte qu'aucune expérience faite à la surface de la Terre ne permet de mettre en évidence la mouvement de celle-ci par rapport à l'éther interstellaire.

4. Expérience de Fizeau. Aberration avec une lunette remplie d'eau. Prisme d'Arago. Ces trois expériences, d'une importance fondamentale, montrent que lorsqu'un milieu matériel transparent est en mouvement relativement à un observateur, les ondes lumineuses qui s'y trouvent sont *partiellement* entraînées par la matière. Autrement dit, c'est l'hypothèse II_2 qui est applicable.

5. La vitesse de la lumière et la thermodynamique. Nous avons montré ici-même que l'hypothèse I, c'est-à-dire l'émission pure et simple, est en contradiction avec le Principe de Carnot ([1]).

Voici maintenant les théories proposées :

A. Théorie de Fresnel. C'est une théorie élastique fondée sur l'hypothèse II_2. Soit c la vitesse de la lumière dans le vide, n l'indice de réfraction d'un milieu animé d'une vitesse v par rapport à un observateur; la vitesse de la lumière pour l'observateur sera :

$$q = \frac{c}{n} \pm \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v .$$

Le coefficient de v mesure l'entraînement de l'éther et est appelé le coefficient de Fresnel. Il en résulte que dans l'air l'entraînement est quasi nul malgré la grande vitesse de la Terre. Cette théorie est donc en contradiction avec les expériences 3.

[1]) *Archives,* novembre 1913, et C. R., décembre 1913.

B. Théorie de Hertz. C'est la théorie électromagnétique de Maxwell perfectionnée et basée sur l'hypothèse II_3 de l'entraînement total. Elle semble donc inadmisible puisqu'elle paraît en contradiction avec les expériences 4.

C_1. La Théorie de Lorentz avant l'expérience de Michelson et Morley. Lorentz a repris la théorie électromagnétique, mais en la basant sur l'hypothèse II_1, c'est-à-dire en supposant l'éther toujours *immobile.* Il introduit les électrons qui sont en mouvement dans l'éther. Dans le vide, où il n'y a pas d'électrons, les ondes lumineuses ne sont jamais entraînées ; dans les milieux réfringents, où les ondes lumineuses sont produites à la fois par les vibrations de l'éther et par celles des électrons mis en branle par l'agitation de l'éther, les ondulations résultantes sont *partiellement* entraînées, et la théorie conduit bien au coefficient de Fresnel.

On voit immédiatement le point faible de cette théorie, qui, du reste, est le même que dans celle de Fresnel : *elle est incompatible avec les expériences* 3. Cependant, cette théorie était déjà si belle, elle formait déjà une synthèse si imposante, englobant à la fois l'Optique et l'Electricité, qu'il était impossible de l'abandonner avant d'avoir fait un sérieux effort pour y faire entrer les phénomènes 3. D'autre part, à l'époque dont nous parlons, les expériences terrestres les plus délicates faites en vue de mettre en évidence le mouvement de la Terre à travers l'éther, ne pouvaient porter que sur des termes de l'ordre de $\frac{v}{c}$, v étant la vitesse de la Terre dans l'éther, mais non sur des termes de l'ordre du carré de ce rapport, rapport qu'on nomme abusivement « aberration ». Cette circonstance toute particulière devait suggérer à Lorentz un moyen nouveau pour expliquer les résultats négatifs de ces expériences, moyen qui allait être le point de départ des bouleversements futurs de nos notions de temps et d'espace.

Lorentz remarqua que la détermination de la *simultanéité* entre deux observateurs A et B à l'aide de signaux lumineux, n'était pas altérée lorsque les deux observateurs avaient une translation commune de *faible* vitesse v par rapport à l'éther, telle qu'on puisse négliger le carré de l'aberration.

Supposons d'abord A et B au repos dans l'éther. Pour régler leurs montres, ils conviennent que A enverra un signal à B quand sa montre marquera une certaine heure t_A ; soit t_B l'indication de la montre de B au moment où B aperçoit le signal; on a $t_B = t_A + \tau$, τ étant le temps qu'emploie la lumière pour aller de A à B. Puis, B, à son tour, envoie un signal à A au moment où sa montre marque t'_B; soit $t'_A = t'_B + \tau$ l'indication de la montre de A lorsqu'il reçoit le signal. En additionnant, on trouve

$$\frac{1}{2}\left\{(t_B - t_A) + (t'_A - t'_B)\right\} = \tau = \frac{AB}{c}\ .$$

τ est ainsi déterminé et on peut régler les montres. Si, maintenant, les observateurs ont une translation commune dans l'éther, et s'ils emploient la méthode précédente, leurs montres seront mal réglées, puisque A, par exemple, ira au devant de la lumière qui vient de B, tandis que B fuira la lumière qui vient de A. La lumière ira de A à B en un temps $\frac{AB}{c+v}$, tandis qu'elle mettra un temps $\frac{AB}{c-v}$ pour aller de B à A. En échangeant les signaux comme ci-dessus, on aura :

$$\frac{1}{2}\left\{(t_B - t_A) + (t'_A - t'_B)\right\} = \frac{AB}{c}\left\{1 + \left(\frac{v}{c}\right)^2 + \ldots\right\}.$$

Mais, si l'expérience ne permet pas d'observer les termes en $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ *tout se passera comme si les observateurs étaient au repos absolu dans l'éther*. Néanmoins, comme les montres seront *mal* réglées, Lorentz dit qu'elles ne marqueront que le *temps local,* par opposition au temps vrai que des expériences plus délicates pourraient déceler.

C_2. La Théorie de Lorentz après l'expérience de Michelson et Morley. Ces expériences plus délicates ne devaient pas tarder à venir. Ce furent les célèbres recherches de Michelson et Morley (1887). Ces physiciens firent interférer des rayons qui avaient parcouru des trajets différents, parallèlement et perpendiculairement au mouvement de la Terre, après s'être réfléchis sur des miroirs; chacun des trajets approchant d'un mètre, et les franges d'interférence permettant d'apprécier les différences d'une fraction de millième de millimètre, il n'était plus possible de négliger le carré de l'aberration. *Les résultats furent complètement négatifs.* Une fois de plus, l'éther se dérobait ; une fois de plus, on constatait l'impossibilité de mettre en évidence le mouvement de notre planète par rapport à ce fluide.

Il fallait donc compléter la théorie. Cela fut fait simultanément par Lorentz et Fitz-Gerald. Ces deux physiciens admirent que tous les corps entraînés dans une translation subissent une *contraction* dans le sens de cette translation, tandis que leurs dimensions perpendiculaires demeurent invariables. *Cette contraction est la même pour tous les corps entraînés, et ne dépend que de la vitesse commune;* elle est d'ailleurs très faible, environ un deux cent millionième pour une vitesse comme celle de la Terre. Comme elle est la même pour tous les corps, nos instruments de mesure ne peuvent la déceler, puisque nos mètres se raccourcissent dans la même proportion. Si on était parvenu à la mettre en évidence, *c'est que nous avions mesuré les longueurs non plus avec des mètres, mais par le* temps *que la lumière met à les parcourir.*

La conséquence fondamentale qui paraissait s'imposer dès lors, c'est que la Nature semblait respecter scrupuleusement le Principe de la relativité des mouvements *uniformes* de la matière par rapport à la matière, ce que nous avons appelé le *Principe de la relativité restreinte.* Or, l'hypothèse de la contraction ne suffisait pas encore ; elle laissait la place à d'autres expériences plus délicates, qui seraient de nature à mettre en évidence le mouvement absolu de la Terre. Comme il apparaissait hautement probable qu'une pareille constation devait être impossible, Lorentz chercha à modifier sa théorie pour la mettre d'accord avec le principe de la relativité restreinte, c'est-à-dire avec le postulat de l'impossibilité *complète* de la détermination du mouvement de la matière par rapport à l'éther. C'est ce qu'il réussit à faire dans son célèbre travail intitulé *Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity smaller than that of light* (1904).

Nous avons vu au § 1 pourquoi les équations de la Mécanique satisfont au Principe de la relativité restreinte. Ces équations ne changent pas de forme lorsqu'à l'aide d'une *substitution linéaire* que nous avons appelée galiléenne, on les rapporte à des axes en mouvement uniforme par rapport aux axes primitifs. Lorentz chercha s'il était possible, en généralisant les notions de *temps local* et de *contraction*, de trouver une substitution linéaire qui rendit *covariantes* les équations fondamentales du champ électromagnétique. Ses efforts furent couronnés du plus beau succès. Il découvrit, en effet (cf. § 2), que la substitution :

$$(2) \quad x' = \frac{l(x - vt)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y' = ly\,; \quad z' = lz\,; \quad t' = \frac{l(t - \frac{v}{c^2}x)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

où l est une fonction quelconque de $\left(\frac{v}{c}\right)^2$, répondait complètement à la question. Poincaré reprit de son côté les calculs de Lorentz, arriva aux mêmes conclusions, mais avec quelque chose de plus, d'une importance fondamentale : il fit remarquer que l'ensemble de toutes les translations données par les équations ci-dessus, jointes à toutes les rotations, devait former un *groupe* de déplacements, et il montra que cela était bien le cas si l'on posait

$$l = 1\,.$$

Lorentz avait été conduit par des considérations purement physiques à faire la même hypothèse.

Dès lors, la théorie de Lorentz prenait une ampleur inattendue. Nul doute qu'on ait découvert une propriété profonde du monde physique. Pour la première fois, la Mécanique newtonienne passait au second plan.

C'est à ce moment-là, en 1905, qu'Einstein intervint, sans avoir eu connaissance des derniers travaux de Lorentz et de Poincaré, dont nous venons de parler.

(A suivre).