

Et si Einstein n'avait pas existé ?

Une expérience de pensée en histoire des sciences

Jean-Marc Lévy-Leblond
Laboratoire de Physique Théorique
Université de Nice, Parc Valrose, F-06108 Nice Cedex 2, France
jml@unice.fr

Résumé

Supposons qu'Einstein n'ait jamais existé. Comment, au début du vingtième siècle, notre compréhension de la physique de l'espace-temps aurait-elle pu se développer ? Cet article propose une reconstruction de l'histoire telle qu'elle aurait pu se dérouler, en s'appuyant sur des travaux pré-einsteinien attestés, certains travaux post-einsteinien peu connus, ainsi que sur quelques personnages imaginaires. On examinera l'émergence virtuelle de la chronogéométrie minkowskienne, en se concentrant sur :

- la découverte de l'inertie de l'énergie et la construction subséquente des formules dépendant de la vitesse pour l'énergie et la quantité de mouvement (Von Dida 1909, Hunepierre 1909),
- l'application du programme d'Erlangen à la construction des structures possibles de l'espace-temps et à la classification des groupes chronogéométriques, depuis von Ignatowsky (1910, 1911), Franck et Rothe (1911, 1912) jusqu'aux travaux plus récents de Blondeville et Prostov.

Certaines sources secondaires seront également discutées (Zweistein, 1905). Enfin, la pertinence d'une telle approche sera soulignée sur les plans pédagogique, épistémologique et culturel.

Cet article est dédié à la mémoire de Stephen J. Gould
qui a si éloquemment mis en lumière la contingence de l'histoire naturelle
nonobstant sa rationalité.

1 Introduction

Les expériences de pensée consistent à poser des questions contrefactuelles — « Et si ... ? ». Tout a commencé lorsque Galilée s'est demandé « Et si la résistance de l'air n'existait pas ? » et a découvert la loi de la chute libre [1]. Cette stratégie a ensuite été fructueusement étendue et popularisée en physique, notamment par Einstein. Je propose de l'utiliser ici, non pas en physique, mais sur la physique. Comprendre le déroulement d'une période quelconque de l'histoire bénéficie grandement de l'imagination de la manière dont elle aurait pu se dérouler autrement, si telle ou telle circonstance cruciale avait été différente [2]. Je vais avancer ici ce que je crois être un scénario plausible de l'histoire de la physique de l'espace-temps au début du vingtième siècle si Einstein n'avait pas été là pour réaliser sa percée justement célébrée de 1905. Je m'appuierai

largement sur l'étude approfondie des développements pré-einsteinien par Arthur Miller [3], tout en inventant quelques personnages et contributions (ces dernières correspondant généralement à de vrais travaux ultérieurs). Puis-je suggérer au lecteur, lors d'une première lecture de cet article, de ne pas consulter les références, afin de se faire sa propre opinion sur la véracité des faits présentés ?

2 L'inertie de l'énergie

À la fin du 19^e siècle, le développement de la théorie électromagnétique conduisait les physiciens vers une vision du monde entièrement électromagnétique, selon laquelle tous les phénomènes pouvaient ultimement être réduits aux interactions de charges électriques à travers l'éther. Toutes les propriétés de la matière devaient alors s'expliquer en termes électromagnétiques. La masse elle-même devait avoir son origine dans le champ électromagnétique, comme l'avait suggéré le premier Thomson (1881). En s'appuyant sur une analogie hydrodynamique, Thomson démontra qu'en chargeant électriquement une sphère conductrice, on modifiait son inertie. La raison physique en était que le mouvement du corps à travers l'éther générait un courant électrique qui donnait naissance à un champ magnétique réagissant sur la charge ; cet effet d'auto-induction modifiait l'inertie du corps en mouvement (un exemple primitif de renormalisation). Thomson trouva que l'inertie supplémentaire était proportionnelle à l'énergie du champ électrostatique, avec un coefficient de proportionnalité $8/15c^2$. Heaviside (1889) corrigea certaines erreurs de Thomson et obtint un coefficient $4/3c^2$ (une dérivation correcte du facteur exact $1/c^2$ dut attendre Fermi, en 1922).

Quoi qu'il en soit, quelle que soit la valeur du coefficient, du fait de la dépendance en vitesse du champ et de son énergie, l'énergie cinétique totale du corps ne pouvait plus présenter la dépendance quadratique habituelle en vitesse. Cependant, obtenir la formule exacte s'avéra assez difficile, car les calculs dépendaient d'hypothèses ad hoc concernant les forces de cohésion maintenant le corps contre les forces internes de répulsion coulombiennes, ainsi que sur sa forme et ses éventuelles déformations lorsqu'il était mis en mouvement. S'ensuivit donc une décennie de confusion, avec diverses propositions concernant la dépendance de la masse en fonction de la vitesse, par Searle (1897), Wien (1900), Abraham (1903), Lorentz (1904), Langevin et Bucherer (1905) ; la difficulté était accrue par la distinction entre une « masse longitudinale » m_L et une « masse transversale » m_T . Voici un petit échantillon de la variété des résultats obtenus : Abraham(1903)

$$\begin{cases} m_L = m_e \beta^{-3} [\beta (1 - \beta^2)^{-1} - \tanh^{-1} \beta] \\ m_T = m_e \beta^{-3} [\frac{1}{2}(1 + \beta^2) - \tanh^{-1} \beta - \frac{1}{2}\beta]. \end{cases}$$

Lorentz(1903)

$$\begin{cases} m_L = m_e \frac{2}{3} (1 - \beta^2)^{-3/2} \\ m_T = m_e \frac{2}{3} (1 - \beta^2)^{-1/2} \end{cases}$$

Langevin – Bucherer(1904)

$$\begin{cases} m_L = m_e \frac{2}{3} (1 - \frac{1}{3}\beta^2) (1 - \beta^2)^{-4/3} \\ m_T = m_e \frac{2}{3} (1 - \beta^2)^{-1/3} \end{cases} \quad (1)$$

(avec les définitions $\beta = v/c$ et $m_e = e^2/Rc^2$ dans les notations habituelles, R étant le rayon du corps chargé sphérique).

Pendant ce temps, les expériences de Kaufmann (1902-1903) confirmèrent la réalité de la variation de la masse avec la vitesse. Cependant la confusion fut exacerbée par la question

de l'accord entre les résultats théoriques et expérimentaux, dont la précision était clairement surestimée à l'époque (Kaufmann revendiquait une précision de 1% pour $0,6 < \beta < 0,9$).

De nombreuses discussions sur la nature et la signification de cette dépendance en vitesse eurent lieu entre Abraham, Lorentz, Kaufmann, Planck et Poincaré, qui avait écrit dès 1900 que « l'énergie électromagnétique peut être considérée comme un fluide doué d'inertie ». Finalement, Planck, lors d'une célèbre conférence à Cologne (1908), conclut à une loi générale d'« inertie de l'énergie » en montrant que le flux de toute forme d'énergie, qu'elle soit thermique, chimique, élastique, gravitationnelle, etc., pouvait être associé à une densité de quantité de mouvement. À la même période, dans l'une des premières contributions importantes américaines, Lewis et Tolman (1909) affirmèrent que la variation de la masse avec la vitesse transcendait la théorie électromagnétique, et devait être une caractéristique universelle, indépendante de la charge électrique du corps [4]. Puis, fin 1909, survint la percée. Von Dida, étudiant de Planck, se demanda quelle pouvait être la forme la plus simple et la plus naturelle pour l'inertie r d'un corps en fonction de sa vitesse [5]. Voici comment il procéda, en partant des principes premiers. Von Dida définit d'abord l'inertie (éventuellement variable) N d'un corps comme le coefficient de la vitesse dans l'expression de la quantité de mouvement :

$$p = Nv.$$

Il supposa ensuite l'inertie de l'énergie sous sa forme la plus élémentaire, demandant que toute variation de l'énergie E du corps entraîne une variation proportionnelle de son inertie N :

$$dN = \chi dE$$

où χ devait être une constante universelle. Enfin, en rappelant la première équation de Hamilton,

$$v = \frac{dE}{dp},$$

il disposait de trois relations entre les quatre grandeurs v, p, N, E , lui permettant par exemple d'exprimer les trois dernières en fonction de la première. On calcule alors très simplement $dN = \chi v dp = \chi v (dNv + Ndv)$, d'où

$$\frac{dN}{N} = \frac{\chi v dv}{1 - \chi v^2}, \quad (2)$$

soit

$$N = \frac{N_0}{\sqrt{1 - \chi v^2}}.$$

Bien entendu, en considérant la limite des faibles vitesses, on identifie N_0 à la masse m du corps. Puisque la constante χ a les dimensions de l'inverse du carré d'une vitesse, il est naturel de poser $\chi = c^{-2}$, définissant une constante universelle c ayant la dimension d'une vitesse, jouant le rôle de vitesse limite pour tout corps massif. Notons que c n'est pas nécessairement la vitesse d'un agent physique particulier, bien qu'elle doive finalement être identifiée à la vitesse des ondes électromagnétiques. Von Dida obtint finalement les expressions suivantes pour les propriétés dynamiques d'un corps :

$$N = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad p = \frac{mv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad E_{cin} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - mc^2.$$

(la dernière expression résulte du fait que, à cause de (1), $E = \chi^{-1}N + \text{cst}$, et de l'exigence que pour l'énergie purement cinétique, on ait $E_{cin}(v)|_{v=0} = 0$).

Une conséquence déconcertante de ces formules était qu'elles mettaient en question la notion même de vitesse. En effet, puisque la quantité de mouvement n'est plus proportionnelle à la vitesse, la conservation de la quantité de mouvement totale devient incompatible avec la loi habituelle d'addition des vitesses. Mais les problèmes avec la vitesse ne faisaient que s'approfondir, comme nous allons le voir.

3 Les nouvelles lois de conservation

Au même moment, un jeune physicien suisse, Albert Hunepierre, aboutit à une approche différente mais connexe. Assistant à la conférence de Cologne de 1908 déjà mentionnée, il fut stimulé par des conversations avec Paul Langevin sur la nature des lois de conservation, et par un commentaire de Minkowski à la fin de la conférence de Planck : « À mon avis, la loi de la quantité de mouvement découle de la loi de l'énergie ; en effet, dans la théorie de Lorentz, la loi de l'énergie dépend du système de référence. Nous écrivons la loi de l'énergie pour tous les systèmes de référence possibles, de sorte que nous obtenons de nombreuses équations et que la loi de la quantité de mouvement est contenue dans celles-ci » [6]. L'idée de Hunepierre fut d'exploiter cette piste afin de caractériser les fonctions $E(u)$ et $p(u)$ donnant l'énergie et la quantité de mouvement d'un corps en fonction de sa vitesse u (le changement de notation par rapport à la section précédente est intentionnel). En fait, il reprit simplement, en termes très généraux, des considérations remontant à Huyghens. Pour simplifier, confinons-nous au cas unidimensionnel, de sorte que E et p sont respectivement paire et impaire [7]. Considérons un système de particules en interaction, de vitesses u_k ($k = 1, 2, \dots$) ; il est régi par les lois de conservation de l'énergie totale E_{tot} et de la quantité de mouvement totale p_{tot} :

$$\begin{aligned} E_{tot} &= \sum_k E(u_k) = \text{Cst} \\ p_{tot} &= \sum_k p(u_k) = \text{Cst} \end{aligned} \quad (3)$$

exprimées dans un repère inertiel particulier. Décrivons maintenant le système dans un autre repère inertiel, en mouvement par rapport au premier avec la vitesse U . Le point crucial de l'argument est de supposer la loi additive de composition des vitesses, de sorte que les particules ont maintenant les vitesses

$$u'_k = u_k + U \quad (k = 1, 2, \dots). \quad (4)$$

Les lois de conservation dans ce nouveau repère s'écrivent alors

$$\begin{aligned} E'_{tot} &= \sum_k E(u_k + U) = \text{Cst}' \\ p'_{tot} &= \sum_k p(u_k + U) = \text{Cst}'. \end{aligned} \quad (5)$$

Si nous exigeons maintenant que les deux lois de conservation valent dans tous les repères inertiels équivalents, nous voyons, en développant les expressions (3) en série de puissances de U , que non seulement l'énergie totale et la quantité de mouvement totale E et p sont conservées, mais aussi toutes les quantités formées en additionnant les dérivées successives des énergies et quantités de mouvement individuelles,

$$\sum_k \frac{dE}{du}(u_k), \quad \sum_k \frac{d^2E}{du^2}(u_k), \quad \dots, \quad \sum_k \frac{dp}{du}(u_k), \quad \sum_k \frac{d^2p}{du^2}(u_k), \dots$$

Mais nous ne pouvons avoir plus de deux lois de conservation indépendantes ; sinon le processus de collision serait surdéterminé (comme le montre clairement le cas de deux particules). Les « nouvelles » lois de conservation doivent donc être des conséquences des « anciennes ». Puisque les vitesses individuelles sont arbitraires, les dérivées des fonctions énergie et quantité de mouvement doivent dépendre de l'énergie et de la quantité de mouvement de chaque particule séparément. Et l'additivité des lois de conservation exige que cette dépendance fonctionnelle soit linéaire. Enfin, le caractère pair et impair respectif de E et p restreint sévèrement les possibilités. Pour les premières dérivées, en effet, les expressions les plus générales sont :

$$\begin{cases} \frac{dE}{du} = p \\ \frac{dp}{du} = m + \chi E \end{cases}$$

où nous avons choisi un coefficient unitaire dans la première équation selon la convention dimensionnelle habituelle, et où le terme constant dans le membre de droite de la seconde équation est identifié à la masse de la particule afin de retrouver les expressions newtoniennes standard aux faibles vitesses. Ce faisant, nous prenons automatiquement E comme l'énergie purement cinétique de la particule, puisque, dans le cas $\chi = 0$, on retrouve à partir de (4) les expressions $p = mu$ et $E = mu^2/2$. Bien entendu, nous savons avec le recul que le coefficient χ est le même que dans la section précédente, et nous posons $\chi = c^{-2}$. La solution du système (4) d'équations différentielles, compte tenu du caractère pair et impair respectif de E et p , est unique :

$$\begin{cases} E_{cin} = mc^2[\cosh(u/c) - 1] \\ p = mc \sinh(u/c) \end{cases}$$

Évidemment, la comparaison des expressions (5) avec celles données par (2) aggrava le problème concernant la notion même de vitesse, auquel nous reviendrons bientôt. Mais la principale réalisation de Hunepierre, dans un second article de la même année 1909, fut de comprendre que la nouvelle forme (5) des lois de conservation était incompatible avec l'additivité jusqu'alors incontestée de la masse. Il suffit de considérer deux particules de même masse m . Dans le repère de leur centre d'inertie, elles ont respectivement les vitesses $(u, -u)$; l'énergie interne du système, c'est-à-dire l'énergie cinétique des particules dans ce repère même, est donc $E_0 = 2mc^2[\cosh(u/c) - 1]$. Dans un autre repère, en mouvement par rapport au premier avec la vitesse U , les particules ont les vitesses $(u + U, -u + U)$, de sorte que la quantité de mouvement totale est $p = mc \sinh(u/c + U/c) + mc \sinh(-u/c + U/c) = 2mc \cosh(u/c) \sinh(U/c)$. D'autre part, cependant, la quantité de mouvement du système, en mouvement global avec la vitesse U , devrait s'écrire, selon la seconde des équations (5), $p = Mc \sinh(U/c)$, où M est sa masse (totale). Nous sommes alors conduits à reconnaître que la masse totale est donnée par $M = 2m \cosh(u/c) = 2m + E_0/c^2$. La masse n'est plus additive, et toute variation de l'énergie interne du système entraîne une variation proportionnelle de sa masse, $\Delta m = \Delta E_0/c^2$. Hunepierre proposa alors de normaliser le zéro (jusqu'alors arbitraire) des énergies de façon à inclure, pour tout M , son « énergie de masse » Mc^2 dans son énergie interne, ce qui permet d'écrire de manière générale l'équation désormais célèbre de Hunepierre

$$M = E_0/c^2$$

qu'il transcrivit plaisamment comme

$$\text{Masse} \propto \text{Énergie.}$$

4 Le nouvel espace-temps

À cette époque, c'est-à-dire autour de 1910, il devenait évident que les changements en dynamique (c'est-à-dire dans les expressions de l'énergie et de la quantité de mouvement) exigeaient une modification parallèle en cinématique (c'est-à-dire dans la structure de l'espace-temps), comme l'illustrait le débat autour de la notion de vitesse.

On savait depuis plusieurs années que les équations de Maxwell étaient invariantes sous un ensemble particulier de transformations, comme l'avaient noté Lorentz (1904) — qui leur laissa son nom — et Poincaré (1905), qui souligna la structure de groupe de cet ensemble. Minkowski avait donné en 1908 une description mathématique élégante de ce groupe pseudo-euclidien. Pourtant, cette propriété d'invariance était considérée comme spécifique à la théorie électromagnétique, et son interprétation restait obscure. Poincaré, par exemple, jusqu'à la fin de sa vie (1912), s'accrocha à une épistémologie qui exigeait l'éther de Lorentz, et autorisait à peine une signification physique des transformations de Lorentz [8]. Cependant, Sommerfeld, qui avait été étudiant de Felix Klein, était familier du programme d'Erlangen et de l'interprétation géométrique des groupes de transformations [9]. Il suggéra donc d'investiguer les groupes de transformations possibles dans l'espace-temps, en se basant uniquement sur des exigences générales et abstraites, indépendamment des phénomènes physiques spécifiques (électromagnétiques, gravitationnels ou autres) se déroulant sur une scène spatio-temporelle supposée universelle.

Au début des années 1910, plusieurs travaux indépendants apparurent qui résolvaient cette question — avec, il faut le dire, des approches plutôt maladroites et des calculs compliqués, dus au manque de familiarité avec la théorie des groupes (et avec les méthodes algébriques de Lie infinitésimales en particulier). Diverses contributions de von Ignatowsky (1910, 1911), Franck et Rothe (1911, 1912), van Rijn (1912), Hahn (1913), etc., convergèrent finalement vers la conclusion suivante [10]. Sous les hypothèses très générales de :

- homogénéité de l'espace-temps
- isotropie de l'espace
- existence de relations causales,

les transformations de type Lorentz (écrites ici dans le cas unidimensionnel)

$$\begin{cases} x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \chi v^2}} \\ t' = \frac{t - \chi vx}{\sqrt{1 - \chi v^2}} \end{cases}$$

avec une constante $\chi \geq 0$, sont les seules possibles. Bien entendu, si ces transformations doivent être universelles, et si les équations de Maxwell sont effectivement correctes, il faut à nouveau identifier $\chi = c^{-2}$. Sous l'influence du point de vue kleinien, la théorie de l'espace-temps devint bientôt connue sous le nom très approprié de « chronogéométrie », ou, plus précisément, de « chronogéométrie minkowskienne », lorsqu'il était nécessaire de la distinguer de la conception classique de l'espace-temps ou chronogéométrie galiléenne (laquelle, il faut le souligner, est déjà une théorie de l'espace-avec-le-temps, car elle mélange déjà espace et temps — ou plutôt, temps avec espace, si ce n'est espace avec temps comme dans le vrai cas minkowskien). Une fois cette perspective géométrique généralisée adoptée, il fut simple de comprendre les phénomènes déconcertants dits de « contraction des longueurs » et de « dilatation du temps » comme des effets de parallaxe dans l'espace-temps, tout à fait analogues aux effets de parallaxe habituels dans l'espace. Langevin, en particulier, fut particulièrement enthousiaste à cette interprétation [11].

5 Vitesses

La confusion autour de la notion de vitesse provenait de l'existence de deux dérivations également naturelles pour l'énergie et la quantité de mouvement, donnant les deux ensembles d'expressions issues respectivement de (2) et (5), que nous réécrivons dans le système d'unités naturelles déjà préconisé par Planck, où $c = 1$:

$$\begin{cases} E = \frac{m}{\sqrt{1-v^2}} = m \cosh u \\ p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2}} = m \sinh u \end{cases}$$

Il fut immédiatement clair que les deux notions concurrentes de vitesse étaient reliées par

$$v = \tanh u,$$

mais on considérait généralement que la « vraie » vitesse était v , puisqu'après tout elle entrait dans l'équation de Hamilton et était cohérente avec l'ancienne définition galiléenne de la vitesse comme le rapport de la distance parcourue par un mobile à la durée écoulée, c'est-à-dire $v = \Delta x / \Delta t$. Alors que la plupart des physiciens maintenaient que u n'était qu'une quantité formelle, un simple artifice mathématique, d'autres insistaient pour que u reçoive une signification physique primaire — ainsi qu'un nom propre, pour lequel le terme « rapidité » fut choisi [12]. L'accord finit par s'établir sur le fait qu'une seule notion en chronogéométrie galiléenne se scindait en deux notions différentes bien que reliées en chronogéométrie minkowskienne. La situation, comprit-on, est tout à fait analogue à celle de la géométrie ordinaire où la pente, lorsqu'elle est faible, est caractérisée par un seul paramètre, alors qu'il faut distinguer angle et tangente pour des valeurs plus grandes. Finalement, la rapidité reçut une signification physique directe par Blondéville qui discuta des définitions opérationnelles de la vitesse ; il souligna qu'un observateur, isolé dans son propre repère sans aucun indice externe, ne peut mesurer la distance qu'il parcourt (de sorte que la définition galiléenne lui est inutile). En revanche, il peut mesurer son accélération (propre) en fonction de son temps (propre), et l'intégrer, ce qui donne, comme un simple calcul le montre, l'incrément de sa rapidité :

$$\int_A^B dt_0 \gamma_0(t_0) = u_B - u_A$$

La mesure intrinsèque la plus naturelle des changements de vitesse donne donc directement la variation de rapidité [13]. Une fois le statut de la rapidité comme grandeur physique authentique établi, elle fut utilisée par Blondéville et Prostov pour une dérivation beaucoup plus simple du groupe de Lorentz comme seul groupe chronogéométrique possible (avec sa limite galiléenne singulière) en s'appuyant sur le lemme élémentaire mais profond que tout groupe continu à un paramètre peut être paramétré de manière additive [14].

6 Une autre voie vers l'espace-temps ?

Aucun récit de la naissance de la chronogéométrie moderne ne serait complet sans mentionner une découverte historique récente, qui montre qu'une autre voie aurait pu être empruntée. Récemment, dans les archives de la célèbre revue *Annalen der Physik*, fut découvert le manuscrit d'un article soumis en 1905 par un jeune physicien nommé Albrecht Zweistein. Dans cet article, qui fut refusé pour des raisons que nous allons bientôt évoquer, Zweistein étudiait l'électrodynamique des corps en mouvement. Tout en restant fidèle à la vision électromagnétique habituelle (à l'époque) de Lorentz et Poincaré, il poursuivit de manière cohérente un argument antérieur de

Cohn (1901, 1902), qui, suivant une réflexion machienne insistant sur l'« économie scientifique », avait montré la superfluité de l'éther. Zweistein se débarrassa alors complètement de l'éther et de son repère privilégié [15]. Au lieu de cela, il proposa une interprétation de l'invariance de Lorentz des équations de Maxwell basée sur deux principes :

- 1) l'équivalence classique des repères en mouvement uniforme (qu'il appela le « principe de relativité », empruntant la terminologie à Poincaré),
- 2) l'idée apparemment étrange que la vitesse de la lumière était la même dans tous ces repères — son « second postulat ».

Zweistein procéda alors à l'analyse des mesures de temps et d'espace, à travers des expériences de pensée détaillées utilisant l'échange de signaux lumineux pour synchroniser des horloges distantes. Il put montrer que les coordonnées de temps et d'espace définies par de telles procédures opérationnelles, lorsqu'on les comparait dans deux repères équivalents, étaient reliées par les transformations de Lorentz standard.

Bien que ce fût un article assez astucieux, il souleva de fortes objections et fut refusé pour publication ; il faut dire que l'auteur n'occupait aucun poste académique, ce qui n'a certainement pas aidé. Un premier rapporteur condamna sévèrement le rejet de l'éther comme « non physique », en accord avec la position de Poincaré. Un second souligna la nature ad hoc et fragile du point de vue opérationnel adopté par Zweistein : que se passerait-il, demanda-t-il, si des signaux non électromagnétiques, d'une nature jusqu'alors inconnue, étaient découverts et utilisés ? Ne devrions-nous pas affronter la possibilité d'une description différente de l'espace-temps pour ces nouveaux phénomènes, niant l'idée d'une arène spatio-temporelle universelle ? Et si les équations de Maxwell n'étaient qu'approximatives ? [En termes modernes, pensez à la situation si le photon avait finalement une masse non nulle, aussi petite soit-elle ; la lumière ne voyagerait pas avec une vitesse invariante, et toute dérivation de la chronogéométrie basée sur l'échange de signaux lumineux deviendrait invalide]. L'article fut resoumis par l'auteur quelques années plus tard, revendiquant la priorité après le développement de la chronogéométrie esquissée ci-dessus. Il fut alors rejeté par Sommerfeld pour des raisons plus épistémologiques. Voici ce qu'il écrivit : « [La théorie de l'espace-temps] est une *théorie des invariants* du groupe de Lorentz. Le nom "théorie de la relativité" est un choix malheureux : la relativité de l'espace et du temps n'est pas l'essentiel, qui est l'indépendance des lois de la nature du point de vue de l'observateur » [16].

On ne peut que se demander quelle aurait été l'interprétation et la terminologie dominantes de notre théorie de l'espace-temps si l'article de Zweistein avait été publié dès 1905...

7 Conclusions

J'abandonne maintenant la fiction et propose quelques conclusions. Mais d'abord, pour écarter toute accusation de blasphème ou de lèse-majesté, permettez-moi de souligner qu'Einstein lui-même était tout à fait conscient que sa voie vers ce que nous appelons aujourd'hui « théorie de la relativité restreinte » n'était pas la seule possible, et que d'autres auraient pu être à l'origine de la nouvelle physique de l'espace-temps. Voici par exemple ce qu'il écrivit dans son éloge funèbre de Langevin (1947) : « Il me semble acquis d'avance qu'il aurait développé la théorie de la relativité restreinte, si cela n'avait pas été fait ailleurs [17] ».

Je laisse aux spécialistes de l'histoire des sciences le soin d'évaluer le degré de plausibilité du récit alternatif narré ici. Mais quel est le but de cette reconstruction fictive ? En fait, je vois trois domaines de pertinence pour de telles considérations :

- a) *pédagogique*. La présentation des notions scientifiques telle qu'elle s'est déroulée historiquement n'est pas la seule, ni même la meilleure. Des arguments alternatifs et des

dérivations nouvelles doivent être poursuivis et développés, non nécessairement pour remplacer, mais au moins pour compléter les présentations standard.

- b) *épistémologique*. Comme j'ai essayé de le montrer, si Einstein n'avait pas existé, nous aurions quand même « sa » théorie — ou serait-ce vraiment la même ? À quelques détails près peut-être, le formalisme, c'est-à-dire les notations et les équations, serait très semblable au nôtre aujourd'hui. Mais le langage et, en dessous, les mots et les idées que nous utiliserions pourraient être assez différents. De nombreux termes familiers, à commencer par « relativité » elle-même, pourraient être absents de notre vocabulaire. Mon propos ici est de souligner la polysémie de la science, même pour une science aussi hautement formalisée que la physique. Nous devons actualiser la variété des significations potentielles derrière nos symboles — ne serait-ce que pour garder ouvertes des voies de développement futures imprévisibles.
- c) *culturelle*. La science est trop souvent perçue par les non-spécialistes comme une entreprise mécaniste et inhumaine. Nous devrions essayer d'offrir une vision moins absolue et moins déterministe de son développement, afin que la science apparaisse clairement pour ce qu'elle est, c'est-à-dire une entreprise humaine, dont la solidité repose sans doute sur sa structure collective, où le rôle des individus ne peut néanmoins être négligé. Pensez par exemple à toute la mythologie du vingtième siècle sans la figure d'Einstein (c'est délibérément que dans la fiction ci-dessus l'émergence de la chronogéométrie a été attribuée à un effort largement collectif).

De manière plus générale, mon objectif ici était de plaider pour une vision de l'histoire des sciences qui accorde toute sa place à la notion de contingence. C'est la raison de ma dédicace de cet article à la mémoire de Stephen J. Gould qui nous a quittés il y a quelques semaines. Dans son œuvre, et surtout dans son livre *Full House*, il a souligné l'importance de la notion de contingence pour l'histoire de la vie [18]. Si vous « rembobinez le film », comme il aimait à dire, et le laissez se dérouler à nouveau à partir d'il y a un milliard d'années, rien ne dit que l'histoire suivrait le même cours. Des événements fortuits, accepte-t-on aujourd'hui, ont joué un rôle crucial dans l'histoire de la vie, des événements comme la chute d'une météorite au Yucatan il y a 65 millions d'années, qui sonna le glas des dinosaures et ouvrit la voie aux mammifères. Bien entendu, comme Gould l'a répété, cette vision n'est pas synonyme d'irrationalisme : les traits généraux de l'histoire, qu'elle soit naturelle, sociale ou scientifique, doivent et peuvent être expliqués. Mais les phénomènes historiques sont si complexes qu'ils sont extrêmement sensibles à une multitude de conditions apparemment secondaires. Bien sûr, cela ne devrait pas nous surprendre, nous physiciens qui sommes aujourd'hui familiers du chaos déterministe, de la sensibilité aux conditions initiales, etc.

Ne pourrait-on pas dire, alors, qu'Einstein fut un papillon de Loren(t)z ? C'est un plaisir de remercier Françoise Balibar et Bruno Latour pour leurs commentaires sur une version préliminaire de cet article et George Morgan pour ses conseils linguistiques des plus utiles, ainsi que Stéphane Métens pour la composition du texte.

Références

- [1] J.-M. Lévy-Leblond, « La fiction de la science », *Nature* **413**, 573 (2001).
- [2] À titre d'exemple remarquable, pensez au roman de Philip K. Dick de 1972, *The Man in the High Castle* (Vintage Books, 1992), décrivant l'Amérique en 1962, vingt ans après avoir perdu la guerre et être occupée par l'Allemagne nazie et le Japon impérial. Sur un plan plus scientifique, un article récent d'E. B. Davies utilise le dispositif fictionnel d'une

Terre imaginaire recouverte en permanence d'un nuage cachant le ciel pour investiguer le rôle de l'astronomie (inexistante sur ce monde) dans l'histoire de la science (arXiv : physics/0207043).

- [3] Arthur I. Miller, *Albert Einstein's Special Theory of Relativity, Emergence (1905) and Early Interpretation (1905-1911)*, Addison-Wesley, 1981.
- [4] Tout ce qui précède est historiquement correct, comme on peut le vérifier dans le livre fondamental d'Arthur I. Miller (réf. 3). En particulier, pour les discussions de la variation de la masse avec la vitesse dans le cadre de la théorie électromagnétique, voir les sections 1.8 à 1.14. Pour la loi de l'inertie de l'énergie de Planck, voir les sections 12.5.7. Pour la contribution de Tolman et Lewis, voir la section 12.2, note 4.
- [5] Nous nous écartons ici de l'histoire telle qu'elle s'est déroulée. La dérivation suivante est en fait due à W. C. Davidon, « Dérivation de la loi d'addition des vitesses relativiste à partir de premiers principes », *Foundations of Physics* **5**, 525 (1975), qui donne également un compte rendu des développements historiques esquissés ci-dessus.
- [6] Bien que le personnage de Hunepierre soit fictif, la remarque de Minkowski est fidèle aux faits ; voir A. Miller, réf. 3, p. 367.
- [7] La dérivation suivante a été proposée par J.-M. Lévy-Leblond, « What is So Special in Relativity ? », dans « Group-Theoretical Methods in Physics », A. Janner & al., *Lecture Notes in Physics* n° 50, Springer-Verlag, 1976.
- [8] Voir par exemple les commentaires d'O. Darrigol, introduction à Albert Einstein, *Œuvres choisies*, vol. 2 (*Relativités I*), Seuil-CNRS, 1993, p. 23.
- [9] Voir A. Miller, réf. 3, p. 181 (note 41).
- [10] Aucun de ces noms ou contributions n'est inventé. Voici les références exactes : W. I. Ignatowsky, *Archiv der Math. und Phys.* III, **17**, 1 (1910), *Phys. Z.* **11**, 972 (1910), *Phys. Z.* **12**, 776 & 779 (1911), P. Franck & H. Rothe, *Ann. Phys.* **34**, 825 (1911), *Phys. Z.* **13**, 750 (1912), A. C. van Rijn van Alkemade, *Ann. Phys.* **38**, 1033 (1912), E. Hahn, *Archiv Math. Phys.* III, **21**, 1 (1913). Ces articles furent immédiatement négligés et oubliés et leurs conclusions bientôt redécouvertes par L. A. Pars, *Phil. Mag.* **42**, 249 (1921), E. Esclangon, *C. R. Acad. Sci.* **202**, 1492 (1936), E. Le Roy, *C. R. Acad. Sci.* **202**, 794 (1936), V. Lalan, *C. R. Acad. Sci.* **203**, 794 (1936) & V. Lalan, *Bull. Sci. Math. France* **65**, 83 (1937), qui ne connurent pas plus de succès. Une preuve indépendante ultérieure, utilisant des arguments plus simples et plus modernes, fut proposée par J.-M. Lévy-Leblond, *Am. J. Phys.* **44**, 271 (1976). Une revue générale de cette longue mais occulte lignée d'arguments a été faite par J.-P. Lecardonnell, dans sa thèse, Université Paris VI (Pierre et Marie Curie), 1979, et dans un article, *Bull. U. Phys.* **615**, 1171 (1979).
- [11] Bien que Langevin n'ait pas explicitement utilisé l'idée de parallaxe, il avançait néanmoins une vision très moderne de l'espace-temps ; voir P. Langevin, « L'évolution de l'espace et du temps », *Scientia* **10** (1911).
- [12] Voici une question historique sérieuse : quand et par qui le terme « rapidité » a-t-il été utilisé pour la première fois — certainement assez tard dans le développement historique ? Je me permettrais de conjecturer que J. A. Wheeler pourrait être à l'origine du mot dans les années cinquante.
- [13] Bien que ce simple fait ait pu être connu d'un assez grand nombre de personnes, je ne connais aucune mention publiée avant J.-M. Lévy-Leblond, *Am. J. Phys.* **48**, 345 (1980).

- [14] Il reste surprenant qu'un résultat mathématique aussi simple ait été reconnu si tardivement comme une pierre angulaire solide pour la chronogéométrie. Voir J.-M. Lévy-Leblond & J.-P. Provost, *Am. J. Phys.* **47**, 1045 (1979). On peut également mentionner ici qu'une dérivation encore plus générale des (très rares) chronogéométries possibles, relâchant la linéarité de l'action du groupe sur l'espace-temps, a été donnée par H. Bacry & J.-M. Lévy-Leblond, *J. Math. Phys.* **9**, 1605 (1968).
- [15] Les importantes contributions d'Emil Cohn et sa position épistémologique sont à peine connues aujourd'hui. Elles exercèrent probablement une influence certaine sur Einstein qui tenait Cohn en haute estime (comme le fit le généralement très critique Pauli); voir A. Miller, réf. 3, p. 181-182, note 42.
- [16] Cette déclaration (ainsi que d'autres similaires) de Sommerfeld est bien documentée bien qu'elle soit venue historiquement beaucoup plus tard, c'est-à-dire dans une revue de 1948 sur la philosophie et la physique après 1900; voir A. Miller, réf. 3, p. 181, note 41.
- [17] Voir A. Miller, réf. 3, p. 388.
- [18] Stephen J. Gould, *Full House*, Harmony Books, 1996.