[traduction partielle par P. Spagnou, auteur de l'analyse *BibNum*, de l'article de 1911 d'Einstein, à partir de sa traduction anglaise]

– (en allemand) « Über den Einfluss der Schwerkraft auf die Ausbreitung des Lichtes », *Annalen der Physik*, 35, pp. 898-908 (Gallica) ; (en anglais) traduction anglaise de Michael D. Godfrey, PDF disponible en ligne.



## 4. *Über den Einfluß der Schwerkraft auf die Ausbreitung des Lichtes;* *von A. Einstein.*

Die Frage, ob die Ausbreitung des Lichtes durch die Schwere beeinflußt wird, habe ich schon an einer vor 3 Jahren erschienenen Abhandlung zu beantworten gesucht.[1]) Ich komme auf dies Thema wieder zurück, weil mich meine damalige Darstellung des Gegenstandes nicht befriedigt, noch mehr aber, weil ich nun nachträglich einsehe, daß eine der wichtigsten Konsequenzen jener Betrachtung der experimentellen Prüfung zugänglich ist. Es ergibt sich nämlich, daß Lichtstrahlen, die in der Nähe der Sonne vorbeigehen, durch das Gravitationsfeld derselben nach der vorzubringenden Theorie eine Ablenkung erfahren, so daß eine scheinbare Vergrößerung des Winkelabstandes eines nahe an der Sonne erscheinenden Fixsternes von dieser im Betrage von fast einer Bogensekunde eintritt.

Es haben sich bei der Durchführung der Überlegungen auch noch weitere Resultate ergeben, die sich auf die Gravitation beziehen. Da aber die Darlegung der ganzen Betrachtung ziemlich unübersichtlich würde, sollen im folgenden nur einige ganz elementare Überlegungen gegeben werden, aus denen man sich bequem über die Voraussetzungen und den Gedankengang der Theorie orientieren kann. Die hier abgeleiteten Beziehungen sind, auch wenn die theoretische Grundlage zutrifft, nur in erster Näherung gültig.

### § 1. Hypothese über die physikalische Natur des Gravitationsfeldes.

In einem homogenen Schwerefeld (Schwerebeschleunigung $\gamma$) befinde sich ein ruhendes Koordinatensystem $K$, das so orientiert sei, daß die Kraftlinien des Schwerefeldes in Richtung

1) A. Einstein, Jahrb. f. Radioakt. u. Elektronik IV. 4.

# De l'influence de la gravitation sur la propagation de la lumière par Albert Einstein

Dans un article publié il y a quatre ans[1], j'ai essayé de répondre à la question de savoir si la propagation de la lumière est influencée par la gravité. Je reviens à ce sujet parce que la présentation que j'en ai faite à l'époque ne me satisfait pas, mais surtout parce que je me rends compte à présent que l'une des conséquences les plus importantes de mon traitement d'alors est susceptible d'être vérifiée expérimentalement. En effet, il résulte de la théorie proposée ici que les rayons lumineux rasant le Soleil subissent une déflexion sous l'effet de son champ gravitationnel, de sorte que la distance angulaire apparente du Soleil à une étoile fixe visible à proximité est augmentée de près d'une seconde d'arc.

Dans le cadre de ces réflexions, d'autres conclusions liées à la gravitation seront exposées. Toutefois, comme une présentation exhaustive serait plutôt difficile à suivre, seules quelques investigations élémentaires seront détaillées dans les pages à venir, à partir desquelles le lecteur pourra s'orienter aisément quant à l'esprit de la théorie. Les relations ici déduites ne sont valables qu'en première approximation, même si les fondements théoriques sont solides.

## § 1. Une hypothèse sur la nature physique du champ gravitationnel

Dans un champ gravitationnel homogène (accélération de la gravité $\gamma$), soit un système de coordonnées stationnaire K, orienté de façon à ce que les lignes de force du champ gravitationnel soient dirigées dans le sens négatif de l'axe z. Dans un espace libre de tout champ gravitationnel, soit un second système de coordonnées K', animé d'une accélération uniforme ($\gamma$) dans le sens positif de l'axe z. Afin de ne pas compliquer inutilement, ignorons pour le moment la théorie de la relativité, et examinons chacun des systèmes du point de vue cinématique, les mouvements se produisant en leur sein en accord avec la mécanique ordinaire.

Par rapport à K, ainsi que par rapport à K', les points matériels qui ne subissent pas l'action d'autres points matériels, se meuvent en satisfaisant les équations :

$$\frac{d^2x_\nu}{dt^2} = 0, \ \frac{d^2y_\nu}{dt^2} = 0, \frac{d^2z_\nu}{dt^2} = -\gamma,$$

Pour le système accéléré K', ceci est une conséquence du principe de Galilée mais, pour le système K, au repos dans un champ de gravitation homogène, ceci provient de l'expérience selon laquelle tous les corps dans un tel champ sont identiquement et uniformément accélérés.

Cette expérience, celle de la chute identique de tous les corps dans un champ gravitationnel, est l'une des plus universelles que l'observation de la nature nous ait

1. A. Einstein, *Jahrbuch für Radioactivität und Electronik*, 4, 1907.

offerte ; pourtant cette loi n'a trouvé aucune place dans les fondements de notre compréhension générale de l'univers physique.

Cependant, nous parvenons à une interprétation très satisfaisante de cette loi empirique, si nous supposons que les systèmes K et K' sont physiquement exactement équivalents, c'est-à-dire si nous supposons que nous pouvons aussi bien considérer le système K comme étant situé dans un espace libre de tout champ gravitationnel ; nous devons alors considérer K comme uniformément accéléré. Cette hypothèse de la parfaite équivalence physique ne nous autorise plus à parler d'une accélération absolue du système de référence, tout comme la théorie ordinaire de la relativité nous interdit de parler de la vitesse absolue d'un système[2]. Cette supposition fait aussi apparaître l'identité de la chute de tous les corps placés dans un champ gravitationnel comme une évidence.

Tant que nous nous limitons à des processus purement mécaniques dans le domaine où la mécanique de Newton s'applique, nous sommes certains de l'équivalence des systèmes K et K'. Mais notre approche ne possèdera une signification profonde que si les systèmes K et K' sont équivalents vis-à-vis de tous les processus physiques, c'est-à-dire si les lois de la nature par rapport à K sont en parfait accord avec celles par rapport à K'. Par cette supposition, nous érigeons un principe qui, s'il s'avère correct, possède une grande importance heuristique. En effet, en considérant théoriquement des processus qui se déroulent relativement à un référentiel uniformément accéléré, nous obtenons de l'information sur le déroulement de processus localisés dans un champ gravitationnel homogène[3]. Nous allons à présent montrer, tout d'abord du point de vue de la théorie ordinaire de la relativité, que notre hypothèse est hautement probable.

### § 2. Sur la gravité de l'énergie

Texte non traduit.

### § 3. Temps et vitesse de la lumière dans un champ gravitationnel

Si le rayonnement émis à l'intérieur du référentiel uniformément accéléré K' depuis le point $S_2$ en direction du point $S_1$ était de fréquence $\nu_2$ par rapport à l'horloge en $S_2$, alors, à son arrivée en $S_1$, il n'aura plus la fréquence $\nu_2$ par rapport à une horloge identique en $S_1$, mais une fréquence augmentée $\nu_1$, telle que, en première approximation :

(2)
$$\nu_1 = \nu_2 \left(1 + \frac{\gamma h}{c^2}\right)$$

2. Bien sûr, nous ne pouvons pas remplacer un champ gravitationnel arbitraire par un état de mouvement sans champ gravitationnel, de la même façon que nous ne pouvons pas amener au repos tous les points d'un milieu animé d'un mouvement quelconque à l'aide d'une transformation relativiste.

3. Il sera démontré dans un article ultérieur que le champ gravitationnel considéré ici est homogène seulement en première approximation.

Si nous introduisons à nouveau le référentiel non accéléré $K_0$, par rapport auquel K' est immobile au moment où le signal lumineux est émis, alors la vitesse de $S_1$ par rapport à $K_0$, vaut $\frac{\gamma h}{c}$, à l'instant où le rayonnement lui parvient, et la relation ci-dessus s'obtient immédiatement comme l'expression de l'effet Doppler.

Conformément à notre hypothèse d'équivalence des systèmes K' et K, cette équation est valable également pour un référentiel stationnaire $K_0$ dans un champ de gravitation uniforme, si la transmission par rayonnement y a lieu comme décrit précédemment. Il en résulte qu'un rayon lumineux émis depuis $S_2$ avec un potentiel gravitationnel défini, et ayant la fréquence $\nu_2$ au moment de l'émission – mesurée avec une horloge en $S_2$ – possèdera, à son arrivée en $S_1$, une fréquence différente $\nu_1$ mesurée par une horloge identique en $S_1$.

Nous remplaçons $\gamma h$ par le potentiel gravitationnel Φ en $S_2$ – celui en $S_1$ étant pris égal à 0 – et nous supposons que la relation que nous avons déduite pour le champ gravitationnel *homogène* reste valable aussi pour d'autres formes de champ. On obtient:

(2a) $$\nu_1 = \nu_2 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2}\right)$$

Ce résultat (que nous avons obtenu en première approximation) autorise, tout d'abord, l'application suivante. Soit $\nu_0$ le nombre d'oscillations par seconde d'un générateur de lumière, mesuré par une horloge U située au même endroit. Cette fréquence est indépendante de la position du générateur de lumière et de l'horloge. Imaginons-les tous les deux quelque part à la surface du Soleil (au point $S_2$). Une partie de la lumière émise depuis ce lieu parvient à la Terre (en $S_1$), où nous mesurons la fréquence de la lumière reçue à l'aide d'une horloge U aux propriétés identiques à la précédente. Par la formule (2a), on obtient:

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2}\right)$$

Où $\Phi$ est la différence (négative) entre le potentiel gravitationnel de la surface du Soleil et celui de la surface de la Terre.

Ainsi, selon notre raisonnement, les raies spectrales de la lumière du Soleil, comparées aux raies spectrales correspondantes de sources de lumière terrestres, doivent être légèrement décalées vers le rouge, de la quantité relative :

$$\frac{\nu_0 - \nu}{\nu_0} = -\frac{\Phi}{c^2} = 2 \; 10^{-6}$$

Si les conditions dans lesquelles les raies du Soleil apparaissent étaient exactement connues, ce décalage serait susceptible d'être mesuré. Toutefois, comme d'autres facteurs (pression, température) affectent la position des centres des raies spectrales, il est difficile de déterminer si l'influence inférée du potentiel gravitationnel existe réellement[4].

A première vue, chacune des équations (2) ou (2a) semble énoncer quelque chose d'absurde. Si la lumière se propage continûment de $S_2$ à $S_1$, comment peut-il parvenir en $S_1$ un nombre de périodes par seconde différent de celui émis en $S_2$ ? La réponse est pourtant simple.

Nous ne pouvons pas considérer $\nu_2$ ou respectivement $\nu_1$ simplement comme des fréquences (nombre de périodes par seconde) puisque nous n'avons pas encore défini un temps dans le système K. Ce que $\nu_2$ mesure est le nombre de périodes par seconde par rapport à l'unité de temps de l'horloge U en $S_2$, tandis que $\nu_1$ correspond au nombre de périodes par seconde par rapport à l'unité de temps de l'horloge identique en $S_1$. Rien ne nous oblige à admettre que les horloges U situées en des potentiels gravitationnels différents doivent battre au même rythme. Au contraire, nous devons définir précisément le temps dans K de telle façon que le nombre de creux et de bosses de l'onde entre $S_2$ et $S_1$ soit indépendant de la valeur absolue du temps: en effet le processus examiné est par nature stationnaire. Si nous ne satisfaisions pas cette condition, nous parviendrions à une définition du temps telle que celui-ci interviendrait explicitement dans les lois de la nature, et ce procédé serait certainement artificiel et inapproprié.

En conséquence les deux horloges en $S_1$ et $S_2$ n'indiquent pas "à la fois" le "temps" correctement. Si nous mesurons le temps en $S_1$ avec l'horloge U, alors nous devons mesurer le temps en $S_2$ avec une horloge qui bat $1+\frac{\Phi}{c^2}$ fois plus lentement que l'horloge U lorsqu'on la compare à U au même endroit. En effet la fréquence du rayon lumineux considéré ci-dessus, lorsque nous la mesurons à l'aide d'une telle horloge, est

$$\nu_2\ (1+\frac{\Phi}{c^2})$$

Elle est donc, par la formule (2a), égale à la fréquence $\nu_1$ du même rayon de lumière à son arrivée en $S_1$.

De ceci nous tirons une conséquence qui est d'une importance fondamentale pour notre théorie. En effet si nous mesurons la vitesse de la lumière à différents endroits dans le système K' accéléré et sans gravitation, en utilisant des horloges U aux propriétés identiques, nous obtenons la même valeur en tout point. La même remarque s'applique également, avec notre hypothèse fondamentale, pour le système

4. L. F. Jewell (*Journ. de Phys*., 6, p. 84, 1897) et plus particulièrement Ch. Fabry et H. Boisson (*Compt. rend*. 148. p. 688-690, 1909) ont vraiment détecté de tels décalages de fines raies spectrales vers le rouge, du même ordre de grandeur que la quantité ici calculée, mais les ont attribués à un effet dû à la pression exercée sur la couche absorbante.

K. Néanmoins nous avons vu que nous devons utiliser des horloges aux propriétés différentes pour mesurer le temps à des endroits qui diffèrent par leur potentiel gravitationnel. Pour mesurer le temps en un point qui, par rapport à l'origine des coordonnées, correspond à un potentiel gravitationnel $\Phi$, nous devons utiliser une horloge qui – une fois transférée à l'origine des coordonnées – bat $1 + \frac{\Phi}{c^2}$ fois plus lentement que l'horloge utilisée pour mesurer le temps à l'origine des coordonnées. Si nous notons la vitesse de la lumière à l'origine des coordonnées $c_0$, alors la vitesse de la lumière en un point où le potentiel gravitationnel est $\Phi$ sera donnée par la relation

(3) $$c = c_0 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2}\right)$$

Le principe de la constance de la vitesse de la lumière reste valable dans cette théorie sous une forme différente de celle à laquelle nous sommes habitués pour la théorie ordinaire de la relativité.

**§ 4. Déviation des rayons lumineux sous l'effet du champ gravitationnel**

Texte non traduit.

■

*(Traduit en mai 2017 par Pierre Spagnou)*