

L'apparence visuelle d'un objet transparent animé d'une grande vitesse

Autor(en): **Rothen, F. / Krähenbühl, Y.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles**

Band (Jahr): **73 (1976-1977)**

Heft 350

PDF erstellt am: **23.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-277053>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

L'apparence visuelle d'un objet transparent animé d'une grande vitesse

PAR

F. ROTHEN et Y. KRÄHENBÜHL *

Résumé. — According to Relativity theory, opaque objects moving with velocity v do not appear distorted through the Lorentz-contraction; the picture one could get with a camera—or with the eye—is simply that of an object which has been rotated through an angle $\alpha = \text{Arcsin} \frac{v}{c}$, where c is the velocity of the light in the vacuum. In this paper, we check that this simple rule is also valid for transparent objects without reference to the particular form of the refraction law.

LA ROTATION APPARENTE DES OBJETS EN MOUVEMENT

J. TERREL (1959) a fait table rase d'un vieux préjugé partagé par tous les physiciens. Tout le monde croyait alors que la relativité restreinte avait la conséquence suivante: pour un observateur immobile tout objet se déplaçant à la vitesse v devait apparaître contracté d'un facteur

$(1 - (\frac{v}{c})^2)^{\frac{1}{2}}$, c étant la vitesse de la lumière. Selon la croyance générale,

l'occupant d'un vaisseau spatial suffisamment rapide qui aurait observé par le hublot des objets sphériques comme des planètes aurait vu des ellipsoïdes; cette croyance remonte d'ailleurs à l'article original d'EINSTEIN (1905).

Les considérations de TERREL sont maintenant bien connues¹. Il vaut néanmoins la peine de reprendre la discussion que WEISSKOPF (1968) a faite de ce phénomène, dans la mesure où les arguments présentés dans la référence seront repris dans la suite de ce texte.

* Institut de physique expérimentale de l'Université de Lausanne, BSP, 1015 Lausanne-Dorigny.

¹ Voir par exemple l'article de revue de MC GILL (1968).

Envisageons un cube opaque se déplaçant dans le vide à la vitesse v comparable à celle de la lumière. Ce cube est observé à très grande distance dans une direction perpendiculaire à celle de son déplacement.

Pour fixer les idées, admettons qu'un observateur dispose d'une plaque photographique qui va être impressionnée par les signaux lumineux issus de la surface du cube; retenons seulement ceux qui sont émis par ses sommets. La prise de vue étant instantanée, les signaux qui impressionnent la plaque sensible doivent arriver simultanément; en revanche, les longueurs des trajets étant différentes suivant les sommets considérés, les signaux n'ont pas été émis en même temps. Dans le cas de la fig. 1a, cela signifie que si l'émission des sommets A, B, C et D a lieu au moment où le cube occupe précisément la position indiquée, celles de E et F coïncident avec les points E' et F' lors de l'émission correspondante. L'image obtenue est représentée sur la fig. 1b. Analysons la forme de cette image.

Les points A'', B'', C'', D'', E'' et F'' sont les images photographiques respectives des sommets A, B, C, D, E et F. Sur cette image du cube, E'' et F'' sont distinctes de B'' et A'' puisque ce sont en fait des images de E' et F'.

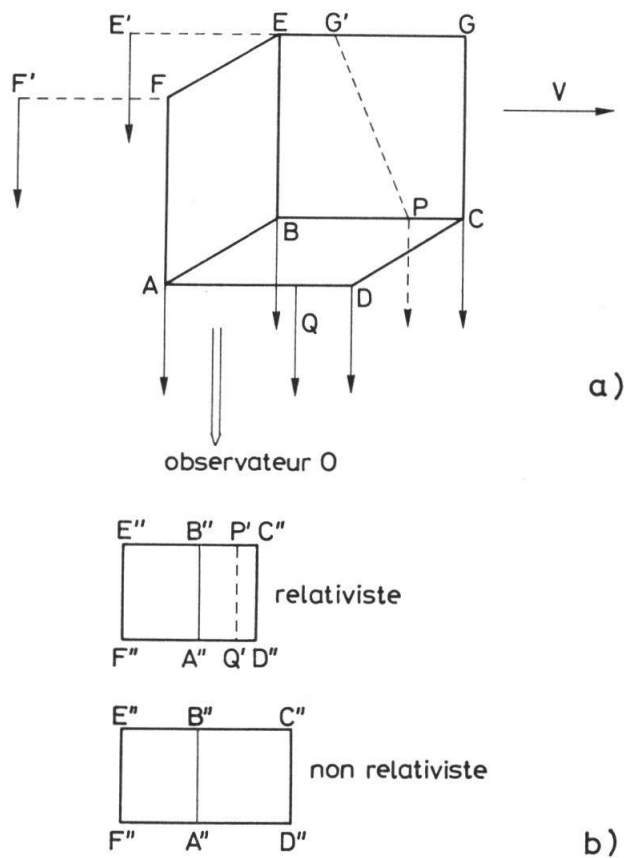


Fig. 1

Or la distance $\overline{E''B''}$ est égale à la distance parcourue par le cube pendant que la lumière se déplace parallèlement à l'arête du cube sur une distance juste égale au côté ℓ du cube. Les signaux lumineux ayant des trajectoires que l'on peut considérer comme parallèles si l'observateur est assez éloigné, il vient ¹

$$\overline{E''B''} = v \frac{\ell}{c}$$

Les distances $\overline{B''C''}$ et $\overline{A''D''}$ sont égales à $\ell \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}$, car il faut tenir compte de la fameuse contraction de Lorentz qui est à l'origine de l'affaire. Dans la figure 1b, l'image « non relativiste » est également représentée; les distances $B''C''$ et $A''D''$ ignorent la contraction de Lorentz et valent donc ℓ .

Supposons que nous observions ce même cube immobile, mais dans une direction faisant un angle α avec l'arête FA (fig. 2a). L'image obtenue (fig. 2b) est très analogue à l'image 1b (relativiste). Allons plus loin:

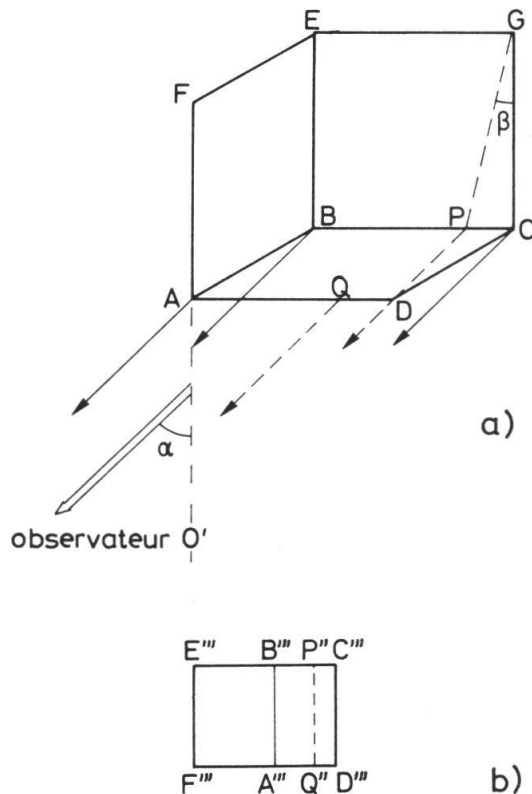


Fig. 2

¹ Il est clair que du fait de l'éloignement, l'image est réduite par rapport à l'objet. Pour simplifier notre raisonnement, nous n'en tenons pas compte et faisons comme si les rayons émis étaient exactement parallèles.

$$\begin{aligned}\overline{E''B''} &= \overline{F''A''} = l \sin \alpha \\ \overline{B''C''} &= \overline{A''D''} = l \cos \alpha\end{aligned}\quad (1)$$

On constate que si α est tel que

$$\sin \alpha = \frac{v}{c} \quad (2)$$

alors $\cos \alpha = (1 - (\frac{v}{c})^2)^{\frac{1}{2}}$ et l'image obtenue en 2b identique à l'image 1b (relativiste).

Cette *rotation apparente* de l'image se comprend mieux si l'on fait la remarque suivante: pour prendre la photographie, nous avons dû nous référer aux signaux lumineux émis par 6 des sommets du cube, signaux captés par un observateur O situé perpendiculairement à la direction du mouvement.

Supposons maintenant qu'un autre observateur O', situé dans le voisinage immédiat de O, soit animé lui de la même vitesse que le cube, qui est donc immobile pour O' (fig. 3).

La théorie de la relativité nous enseigne que les signaux lumineux du cube ont la même vitesse c par rapport à O et O'; mais les directions de propagation apparentes ne sont plus les mêmes pour ces deux observateurs; elles font précisément entre elles cet angle α que nous avons rencontré dans la figure 2a. En conséquence, *les deux observateurs voient dans des directions différentes la même image*. C'est dans la direction d'observation, et non dans l'aspect de l'image, que se traduit l'état de mouvement de l'objet observé.¹

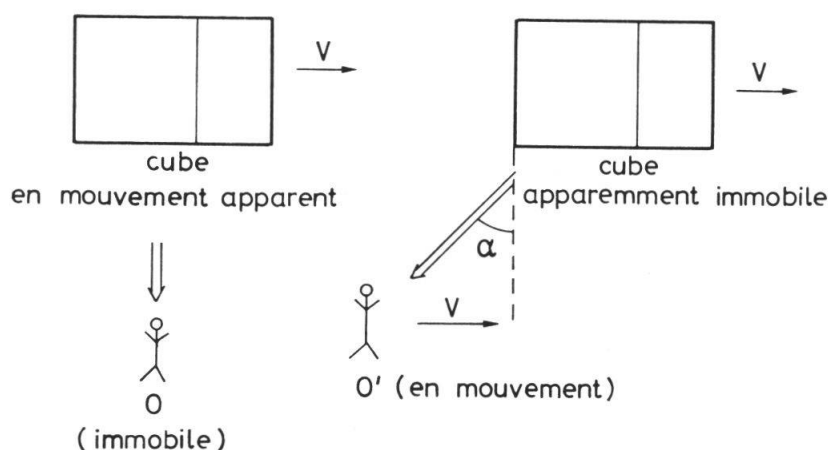


Fig. 3

¹ Les astronomes connaissent sous le nom d'*aberration* un phénomène semblable: la direction d'observation des étoiles fixes varie suivant l'état du mouvement de la Terre au cours de sa révolution annuelle: plus précisément, les positions des étoiles fixes semblent décrire une trajectoire fermée qui se répète chaque année.

En résumé, l'image que l'on perçoit d'un cube se déplaçant à une vitesse v perpendiculaire à la direction d'observation est la même que celle du même cube immobile mais ayant subi une rotation d'angle à l'arc dont le sinus vaut v/c . Ce résultat est d'ailleurs tout à fait général et ne dépend pas de la forme de l'objet observé (TERREL, 1959).

Notons que ces considérations ne sont pas purement académiques. Des électrons décrivant des cercles dans des synchrotrons ont des vitesses comparables à c . Leur trajectoire n'étant pas rectiligne, ils subissent constamment une accélération et de ce fait émettent des radiations dont la distribution angulaire s'explique à partir d'arguments semblables à ceux que nous venons de discuter. De même, les galaxies dont le spectre est déplacé vers le rouge sont animées de vitesses représentant une fraction importante de c — si l'on admet du moins l'interprétation traditionnelle du déplacement vers le rouge. L'effet discuté ici montre qu'il n'y a pas d'espoir d'observer une contraction de Lorentz de ces objets.

L'APPARENCE VISUELLE DES OBJETS TRANSPARENTS

A la lumière des conclusions obtenues pour les objets opaques, il peut être intéressant de se demander si ces conclusions restent vraies pour un objet transparent. Ce problème pourrait être abordé à l'aide d'une propriété générale des « images » (pictures) en physique relativiste, propriété établie par WEISSKOPF (1964, 1972). Il est cependant instructif de reprendre la ligne de raisonnement suivie jusqu'ici.

Le problème est le suivant: supposons que le cube en mouvement de la figure 1 soit transparent, c'est-à-dire constitué d'un milieu d'indice de réfraction $n > 1$. Le sommet G peut alors émettre un signal lumineux lorsqu'il coïncide avec le point G' . Le parcours du signal dans le milieu va l'amener en P , où il quitte le cube en même temps que les signaux issus de A , B , C et D . Il en est de même du sommet H invisible sur la figure, dont le signal quitte le cube en Q .

Nous nous proposons de répondre à la question suivante: l'image du cube transparent obtenue ainsi (fig. 1b « relativiste ») coïncide-t-elle avec celle du même cube transparent observé quand il est immobile, mais sous un angle α ? En d'autres termes, les figures 1b relativiste et 2b sont-elles identiques, en particulier en ce qui concerne la position des droites $P'Q'$ et $P''Q''$, images respectives des arêtes GH des 2 cubes? Dans les 2 cas, ces arêtes GH ne sont observables que par passage des signaux lumineux au travers du milieu transparent.

Envisageons le cas de l'observateur O' contemplant un cube immobile dans la direction α (fig. 2a). Pour O' le faisceau lumineux issu de G semble provenir de P , dont la position est déterminée par la loi de la réfraction

$$n \sin\beta = \sin\alpha \quad (3)$$

n , l'indice de réfraction du cube, est donné par

$$n = \frac{c}{c'} \quad (4)$$

où c' est la vitesse de propagation de la lumière dans le milieu transparent ($c' < c$).

Envisageons maintenant le cas de l'observateur O ; pour lui le cube est animé de la vitesse v et les signaux lumineux semblent être issus normalement de la face du cube qui lui est opposée. Le signal est émis lorsque G coïncide avec G' . Sa trajectoire est particulière: de G' à P , le signal est partiellement entraîné par le milieu; en revanche, à partir de P la trajectoire est rectiligne et normale à l'arête BC .

Nous assurer que l'image obtenue par les observateurs O et O' est identique revient en fait à ceci: il faut montrer que la longueur du segment PC telle que O la mesure sur sa photographie est la même que celle que O' peut déterminer. En d'autres termes, il suffit de montrer que $\overline{P''C''} = \overline{P'''C'''}$.

Commençons par discuter ce que peut mesurer l'observateur O' . Si l'on se réfère à la figure 2, on constate que la distance PC est donnée par une relation trigonométrique simple:

$$\overline{PC} = \overline{GC} \operatorname{tg}\beta = \ell \operatorname{tg}\beta$$

De plus, pour O' , le cube est vu sous un angle α , ce qui introduit un facteur trigonométrique comme dans la formule (1); ainsi

$$\overline{P''C''} = \overline{PC} \cos\alpha = \ell \operatorname{tg}\beta \cos\alpha \quad (5)$$

Notons ici un point qui va nous être utile ci-dessous. Le signal lumineux issu de G a, dans le milieu, une vitesse \vec{v} qui comporte 2 composantes v'_{\parallel} et v'_{\perp} . v'_{\parallel} est la composante de la vitesse parallèle à la vitesse du cube v , alors que v'_{\perp} lui est perpendiculaire. Nous choisissons comme sens positifs le sens de v' (pour l'axe \parallel) et le sens cube-observateur (pour l'axe \perp). Il faut noter que \vec{v} est le résultat de la mesure faite par O' .

Ces considérations géométriques imposent alors (fig. 2)

$$\begin{aligned} v'_{\parallel} &= v_0 \sin\beta \\ v'_{\perp} &= v_0 \cos\beta \end{aligned} \quad (6)$$

v_0 est une constante positive qu'à dessein nous ne précisons pas.

En ce qui concerne O , la distance \overline{PC} se calcule très différemment. Le signal émis en G' va atteindre P au moment où C émet un autre signal qui cheminera parallèlement au premier dans sa course en direction de O .

Pour celui-ci, la vélocité du signal dans le milieu est \vec{v} , qui comporte deux composantes $v_{//}$ et v_{\perp} . La relativité restreinte impose une relation très précise entre \vec{v} , \vec{v}' et v , la loi de composition des vitesses

$$v_{//} = \frac{v + v'}{1 + \frac{v'v}{c^2}} \quad v' = \frac{v_{\perp} \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \frac{v'v}{c^2}} \quad (7)$$

qui pour de très hautes valeurs de celles-ci, diffère de la loi analogue que connaît la cinématique de Galilée et Newton.

Les relations (2) et (6) permettent de récrire (7) sous la forme

$$\frac{v_{//}}{c} = \frac{\sin\alpha - \frac{v_0}{c} \sin\beta}{1 - \frac{v_0}{c} \sin\alpha \sin\beta} \quad ; \quad \frac{v_{\perp}}{c} = \frac{\frac{v_0}{c} \cos\alpha \cos\beta}{1 - \frac{v_0}{c} \sin\alpha \sin\beta} \quad (8)$$

Soit encore Δt le temps que met le signal pour aller de G' à P . Δt se calcule simplement

$$\Delta t = \frac{\ell}{v} = \frac{\ell}{c} \frac{\frac{c}{v_0} - \sin\alpha \sin\beta}{\cos\alpha \cos\beta}$$

Pendant Δt , G' s'est déplacé en G ; la distance $G'G$ est donc donnée par

$$\overline{G'G} = v\Delta t = \ell \frac{\left(\frac{c}{v_0} - \sin\alpha \sin\beta\right) \sin\alpha}{\cos\alpha \cos\beta}$$

De même le déplacement du signal dans la direction parallèle à v (soit son entraînement par le milieu) est donné par

$$v_{//} \Delta t = \ell \frac{\sin\alpha - \frac{v_0}{c} \sin\beta}{1 - \frac{v_0}{c} \sin\alpha \sin\beta} \cdot \frac{\frac{c}{v_0} - \sin\alpha \sin\beta}{\cos\alpha \cos\beta} = \ell \frac{\frac{c}{v_0} \sin\alpha - \sin\beta}{\cos\alpha \cos\beta}$$

La distance PC est simplement la différence entre ces 2 valeurs :

$$\overline{PC} = \overline{G'C} - v_{//} t = \left(\frac{\sin\beta - \sin^2\alpha \sin\beta}{\cos\alpha \cos\beta} \right) = \ell \operatorname{tg}\beta \cos\alpha$$

$$\text{Ainsi } \overline{P'''C'''} = \ell \operatorname{tg}\beta \cos\alpha = \overline{P''C''} \quad (9)$$

et l'équivalence parfaite des 2 images est vérifiée.

Il convient de faire une remarque importante: à aucun moment nous n'avons fait usage de la loi de la réfraction ni du mode de propagation dans le milieu (les formules (3) et (4) ont été mentionnées, mais non utilisées). De même, la formule finale (9) est indépendante de la valeur de l'angle β . L'effet que nous avons souligné ici est donc purement relativiste. Nous y reviendrons dans les remarques finales.

CONCLUSIONS

En étudiant en détail la marche d'un rayon dans un milieu d'indice de réfraction quelconque, nous avons vérifié qu'un objet transparent animé d'une grande vitesse se comporte comme un objet opaque en ce qui concerne son apparence visuelle: pour un observateur fixe il paraît avoir subi une rotation d'angle qui dépend de sa vitesse; à cela s'ajoute le phénomène d'aberration commun en astronomie qui fait que l'observateur situe l'objet dans une direction qui elle aussi dépend de la vitesse.

Nous avons constaté que cette apparence visuelle est absolument indépendante du mode de propagation dans le milieu. Il s'agit d'un effet qui n'est dû qu'au mode de propagation des rayons lumineux dans le vide. Il en résulte ainsi que si l'on inverse les données en étudiant un objet quelconque, ou mieux une cavité se mouvant à haute vitesse dans un milieu transparent tout en conservant sa forme, les choses vont changer et dans ce cas l'image obtenue subit une déformation qui se superpose à la rotation.

RÉFÉRENCES

- EINSTEIN, A. 1905. — *Ann. Phys.* 17, 891.
 MC GILL, N.C. 1968. — *Contemp. Phys.* 9, 33.
 TERREL, J. 1959. — *Phys. Rev.* 116, 1041.
 WEISSKOPF, V. 1968. — *Phys. Today* 13, 9 (September 24).
 — 1972. — *Physics in the Twentieth Century*, the MIT Press.

Manuscrit reçu le 15 septembre 1976.