

**Zeitschrift:** Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles  
**Herausgeber:** Société Vaudoise des Sciences Naturelles  
**Band:** 61 (1940-1941)  
**Heft:** 256

**Artikel:** Mouvement radial dans le champ de Schwarzschild  
**Autor:** Javet, Pierre  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-272994>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 25.04.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Mouvement radial dans le champ de Schwarzschild

PAR

Pierre JAVET

(Séance du 3 décembre 1941.)

§ 1. — Les mouvements d'une masse infiniment petite, sous l'action d'une masse sphérique isolée, sont définis par les géodésiques du  $ds^2$  de Schwarzschild:

$$ds^2 = \left( c^2 - \frac{2\mu}{r} \right) dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{2\mu}{c^2 r}} - r^2(d\theta^2 + \cos^2\theta d\varphi^2)$$

Les quatre variables  $t$ ,  $r$ ,  $\theta$  et  $\varphi$  qui y figurent ont des significations bien connues. Les deux constantes  $c$  et  $\mu$  représentent, la première la vitesse de la lumière et la deuxième le coefficient de Kepler figurant dans l'expression de l'attraction newtonienne  $\frac{\mu}{r^2}$ . Ce coefficient  $\mu$  est égal au produit  $fM$  de la constante de l'attraction universelle par la masse  $M$  du corps attirant.

Dans ce travail, nous étudions les mouvements d'une particule infiniment petite se déplaçant le long d'une droite issue du centre attirant. Ces mouvements sont définis par l'équation <sup>1</sup>:

$$(1) \quad \frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{\mu}{r^2} \left[ 1 - \frac{\alpha}{r} - \frac{3r \left( \frac{dr}{dt} \right)^2}{c^2(r - \alpha)} \right]$$

dans laquelle on a posé:  $\alpha = \frac{2\mu}{c^2}$

<sup>1</sup> Voir JEAN CHAZY: La théorie de la relativité et la mécanique céleste, t. I, p. 102.

La constante  $\alpha$  a les dimensions d'une longueur. Dans les applications courantes, la masse attirante est le Soleil. La longueur  $\alpha$  vaut alors: 2,95 km. Elle est négligeable vis-à-vis des dimensions du Soleil.

Dans la présente étude — purement mathématique — nous supposons que la masse attirante se réduit à un point matériel. La singularité du  $ds^2$  de Schwarzschild au point  $r = \alpha$  ne peut donc pas être négligée.

§ 2. — Dans le but de simplifier l'équation (1), faisons le changement de variable suivant, analogue à celui employé par Sundman dans sa résolution du problème des trois corps:

$$(2) \quad dt = \left( \frac{r}{r - \alpha} \right)^{\frac{3}{2}} dT$$

L'équation différentielle du mouvement devient:

$$(3) \quad \frac{d^2 r}{dT^2} = - \frac{\mu}{(r - \alpha)^2}$$

Faisons encore le changement de fonction:

$$(4) \quad R = r - \alpha$$

(2) et (3) deviennent :

$$(5) \quad dt = \left( \frac{R + \alpha}{R} \right)^{\frac{3}{2}} dT$$

$$(6) \quad \frac{d^2 R}{dT^2} = - \frac{\mu}{R^2}$$

(6) est l'équation du mouvement d'un point attiré par un centre fixe suivant une force inversement proportionnelle au carré de la distance. Le mouvement décrit par les variables  $R$  et  $T$  est donc connu. En effet (6) donne immédiatement l'intégrale des forces vives:

$$(7) \quad \left( \frac{dR}{dT} \right)^2 = \frac{2\mu}{R} + h$$

où la constante des forces vives  $h$  est déterminée par:

$$(8) \quad h = *v_0^2 - \frac{2\mu}{R_0}$$

Nous avons posé:  $*v = \frac{dR}{dT}$

(7) peut alors s'écrire:

$$*v = \pm \sqrt{\frac{2\mu}{R} + h}$$

avec  $+$  ou  $-$  suivant le sens dans lequel marche le mobile.

On sait que les circonstances du mouvement (décrit par les variables R et T) sont les suivantes:

1<sup>er</sup> cas. — Le mobile étant lancé vers le centre attractif, R diminue et tend vers 0 en même temps que  $*v$  augmente en valeur absolue et tend vers  $-\infty$ .

2<sup>me</sup> cas. — Le mobile étant lancé à l'extérieur, il faut distinguer, suivant que:

1<sup>o</sup>)  $h > 0$ . Alors le mobile s'éloigne indéfiniment et sa vitesse tend à devenir uniforme et égale à  $\sqrt{h}$

2<sup>o</sup>)  $h = 0$ . Le mobile s'éloigne encore indéfiniment, mais sa vitesse tend vers 0.

3<sup>o</sup>)  $h < 0$ . Le mobile s'éloigne d'abord, jusqu'au point  $R_1 = -\frac{2\mu}{h}$  où il est immobile. Il revient ensuite comme dans le 1<sup>er</sup> cas.

§ 3. — Interprétons ces résultats dans le système de variables  $r$  et  $t$ .

Calculons la vitesse  $v = \frac{dr}{dt}$  en fonction de  $*v = \frac{dR}{dT}$ . On a:

$$v = \frac{dr}{dt} = \frac{dR}{dT} \cdot \frac{dT}{dt} = *v \left( \frac{r - \alpha}{r} \right)^{\frac{3}{2}}$$

ce qui peut s'écrire, en utilisant (5) et (7):

$$(8) \quad v = \frac{\pm \sqrt{2\mu + h(r - \alpha)} (r - \alpha)}{r\sqrt{r}}$$

<sup>1</sup> On peut vérifier que cette valeur de  $v = \frac{dr}{dt}$  satisfait identiquement l'équation (1).

La discussion qui suit doit être divisée en deux parties, suivant que le point mobile part d'une position initiale  $r_0$  telle que  $r_0$  est plus grand ou plus petit que  $\alpha$ .

*1<sup>re</sup> partie.*  $r_0 > \alpha$ .

Supposons tout d'abord que le mobile soit lancé du côté du centre attractif. Sa vitesse  $v$  est alors négative et  $r$ , qui diminue, tend vers  $\alpha$ . En même temps  $v$  tend vers zéro. De plus le temps

$$\int_{r_0}^{\alpha} dt = \int_{r_0}^{\alpha} \frac{r\sqrt{r} dr}{-\sqrt{2\mu + h(r-\alpha)}(r-\alpha)} = \infty$$

Le mobile n'atteint donc jamais le point  $r = \alpha$ .

Lançons maintenant le mobile vers l'extérieur. Les circonstances du mouvement sont analogues à celles rappelées au § 2, 2<sup>me</sup> cas.

Si  $h$  est positif,  $r$  croît indéfiniment et tend vers l'infini. La vitesse  $v = \ast v \left(\frac{r-\alpha}{r}\right)^{\frac{3}{2}}$  tend vers  $\sqrt{h}$ .

Si  $h$  est nul,  $r$  tend vers l'infini et la vitesse tend vers zéro.

Si  $h$  est négatif,  $r$  croît jusqu'à une valeur  $r_1$  telle que  $2\mu + h(r_1 - \alpha) = 0$ , c'est-à-dire:

$$r_1 = \alpha - \frac{2\mu}{h}$$

Pour cette valeur,  $v$  est nul. Le mobile, qui commence par s'éloigner du centre attirant, arrive jusqu'à la distance  $r_1$ , où il est immobile, puis retombe du côté du centre, comme dans le cas précédent.

§ 4. — Ces considérations sont encore valables pour la lumière. Considérons un rayon lumineux venant de l'infini. On a alors  $\sqrt{h} = c$  ( $c =$  vitesse de la lumière à l'infini). Et la vitesse de la lumière à la distance  $r$  est donnée par

$$v = \frac{-\sqrt{2\mu + c^2(r-\alpha)}(r-\alpha)}{r\sqrt{r}} = -c \frac{r-\alpha}{r}$$

en tenant compte du fait que  $\alpha c^2 = 2\mu$ .

Cette vitesse tend vers zéro quand  $r$  tend vers  $\alpha$  et le temps mis par la lumière pour atteindre le point  $r = \alpha$  est infini. En effet:

$$\int_{\dot{r}_0}^{\alpha} dt = - \int_{\dot{r}_0}^{\alpha} \frac{r dr}{c(r-\alpha)} = \infty$$

La lumière, comme les points matériels, n'atteint donc pas la distance  $r = \alpha$ <sup>1</sup>.

II<sup>me</sup> partie.  $r_0 < \alpha$ .

§ 5. — Supposons que le mobile soit lancé vers l'extérieur. Sa vitesse, positive, vaut:

$$v = \frac{-\sqrt{2\mu + h(r-\alpha)}(r-\alpha)}{r\sqrt{r}}$$

$r$  augmente et tend vers  $\alpha$  en même temps que  $v$  diminue et tend vers zéro. Mais le mobile n'atteint pas la distance  $r = \alpha$

car  $\int_{\dot{r}_0}^{\alpha} dt$  est encore infinie.

Avant d'étudier les circonstances du mouvement quand le point est lancé du côté du centre, calculons la constante des forces vives,  $h$ , en fonction des constantes  $r_0$  et  $v_0$ .

De la relation

$$\frac{dr}{dT} = \frac{dr}{dt} \cdot \frac{dt}{dT}$$

et en tenant compte de (4) (5) et (8), on obtient:

$$(9) \quad h = {}_*v_0^2 - \frac{2\mu}{R_0} = \frac{v_0^2 r_0^3 - 2\mu(r_0 - \alpha)^3}{(r_0 - \alpha)^3}$$

<sup>1</sup> Ce résultat peut du reste être établi directement à partir du  $ds^2$  de Schwarzschild. Pour la lumière:  $ds^2 = 0$ .

Posons  $d\theta = d\varphi = 0$ . Il reste:

$$c^2 dt^2 = \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2\mu}{c^2 r}\right)^2} \quad \text{d'où:} \quad \frac{dr}{dt} = c \frac{r-\alpha}{r}$$

C'est la valeur trouvée plus haut.

Supposons maintenant que le mobile soit lancé du côté du centre attirant. Son mouvement paraît dépendre du signe de  $h$ .

Si  $h < 0$  alors  $h(r - \alpha) > 0$  et  $r$ , qui diminue, tend vers zéro en même temps que la vitesse tend vers  $-\infty$ .

Si  $h = 0$   $r$  tend vers zéro et la vitesse tend vers  $-\infty$ , comme dans le cas précédent.

Si  $h > 0$   $r$  diminue jusqu'à une valeur  $r_1$  telle que

$$-h(r_1 - \alpha) = 2\mu \quad \text{d'où l'on tire:}$$

$$r_1 = \alpha - \frac{2\mu}{h}$$

En ce point  $r_1$  la vitesse s'annulerait, et le mobile n'atteindrait pas le centre attirant. Mais cela suppose que  $r_1 > 0$ , c'est-à-dire

$$\alpha - \frac{2\mu}{h} > 0 \quad \text{et comme} \quad \alpha = \frac{2\mu}{c^2}$$

cette condition devient  $h > c^2$ .

Montrons que cette dernière inégalité ne peut être satisfaite.

En utilisant (9) la condition  $h > c^2$  devient:

$$\frac{v_0^2 r_0^3 - 2\mu(r_0 - \alpha)^3}{(r_0 - \alpha)^3} > c^2 \quad \text{ou:}$$

$$(10) \quad v_0^2 < c^2 \frac{(r_0 - \alpha)^3(1 + \alpha)}{r_0^3}$$

Or,  $r_0 - \alpha$  étant négatif, le deuxième membre de (10) l'est aussi. La condition en question est donc impossible, et par conséquent le mobile atteint le centre attirant, avec une vitesse infinie, comme dans les cas où  $h \leq 0$ .

Ces conclusions sont étonnantes, la considération — purement mathématique, il est vrai — de vitesses tendant vers l'infini étant totalement étrangère aux idées relativistes. Il est curieux que cette notion de vitesse infinie soit incluse dans le  $ds^2$  de Schwarzschild.

§ 6. — Les considérations précédentes montrent que l'intérieur de la sphère de rayon  $r = \alpha$  est un domaine entièrement séparé de l'extérieur, aucun signal ne pouvant franchir la « barrière »  $r = \alpha$ , soit en venant de l'extérieur, soit en venant de l'intérieur.

$$\text{Or} \quad \alpha = \frac{2\mu}{c^2} = \frac{2fM}{c^2}$$

Considérons alors un corps attirant sphérique de rayon  $U$  et de masse spécifique  $\rho$ .

$$\text{On a alors}^1 \quad M = \frac{4}{3} \pi U^3 \rho \quad \text{d'où:}$$

$$\alpha = \frac{8\pi f U^3 \rho}{3c^2}$$

$\alpha$  est proportionnel à  $U^3$ . Par conséquent si  $U$  croît, il arrivera un moment où  $\alpha = U$ . Cela arrivera pour une valeur de  $U$  donnée par

$$U = \frac{8\pi f U^3 \rho}{3c^2} \quad \text{d'où l'on tire}$$

$$U = \frac{c\sqrt{3}}{\sqrt{8\pi f \rho}}$$

Une masse sphérique de densité uniforme  $\rho$  et d'un rayon égal à  $\frac{c\sqrt{3}}{\sqrt{8\pi f \rho}}$  forme donc un domaine entièrement isolé, sans communication possible avec l'extérieur; un tel domaine constitue, pour ses habitants, un univers. Et nous aboutissons ainsi à la conception d'un univers fini, de rayon  $U = \frac{c\sqrt{3}}{\sqrt{8\pi f \rho}}$

Or on sait que c'est à la même conclusion que conduit la théorie de la relativité généralisée, appliquée du point de vue ultra-macroscopique. Cette théorie établit en effet la formule bien connue:

$$R = \frac{8\pi f \rho}{c^2} \quad \text{où } R = \text{courbure totale de l'univers.}$$

<sup>1</sup> Ceci suppose que la géométrie valable ici est la géométrie euclidienne à 3 dimensions. D'autres hypothèses (espace à 4 dimensions, euclidien ou non) conduisent à des résultats presque identiques à ceux que nous donnons dans ce paragraphe.

Mais la courbure totale, dans un espace sphérique par exemple, vaut

$$R = \frac{6}{U^2}$$

U étant le rayon de l'Univers. Par conséquent

$$\frac{6}{U^2} = \frac{8\pi f\rho}{c^2} \quad \text{d'où l'on tire :}$$

$$U = \frac{c\sqrt{3}}{\sqrt{4\pi f\rho}}$$

C'est, au facteur  $\sqrt{2}$  près, la valeur du rayon de l'Univers trouvée plus haut.

Jean Chazy, dans une remarque sur le signe des coefficients du  $ds^2$  de Schwarzschild<sup>1</sup>, ne partage pas notre façon de voir dans ce dernier paragraphe. Mais nous croyons que ses objections ne sont pas entièrement fondées quand les considérations précédentes sont appliquées — comme nous le faisons ici — à l'Univers entier. D'autres phénomènes peuvent en effet entrer en considération, tel par exemple l'instabilité de la gravitation, dont Jeans a montré l'importance.

De toute manière, il nous a paru intéressant de signaler que le  $ds^2$  de Schwarzschild pouvait conduire à la notion d'un univers fini, le rayon de cet univers calculé à partir du  $ds^2$  étant en accord avec les valeurs fournies par des méthodes bien différentes.

<sup>1</sup> JEAN CHAZY : ouvrage cité, t. II, p. 122.

---