Introduction à la relativité générale

Richard Taillet
Juillet 2017

Université Savoie Mont Blanc
LAPTh (Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique Théorique)

Plan

- Principes et formalisme
- Tests expérimentaux
- Difficultés

Principes

Nécessité d’une théorie relativiste de la gravitation

L’interaction gravitationnelle ne peut pas être instantanée

Elle doit prendre en compte la relativité restreinte

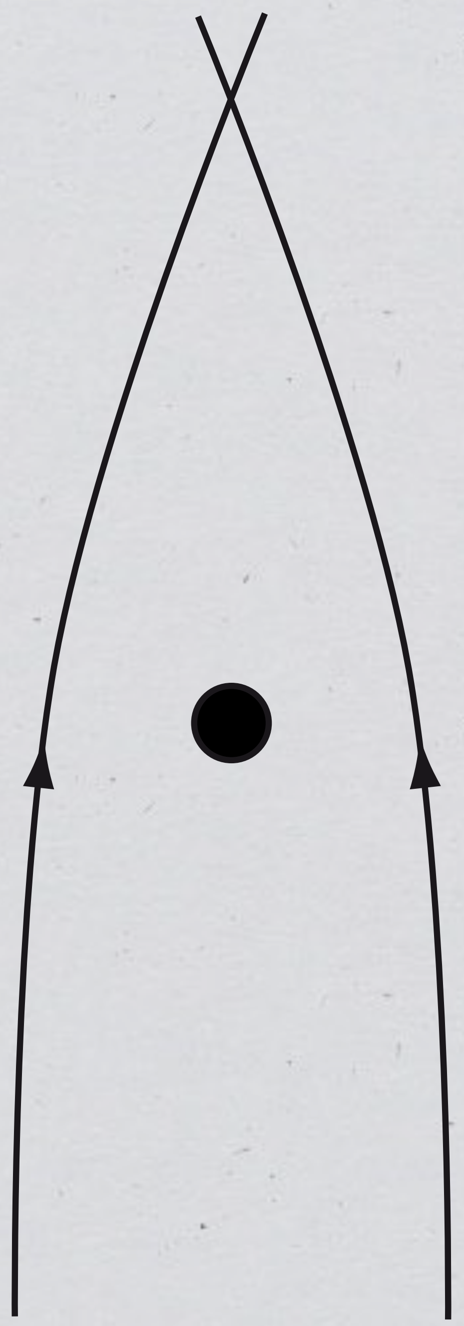
Programme mené à bien par Albert Einstein en 1915

Principes

Quelques rappels de mécanique classique

$$m\vec{a} = \vec{F}$$

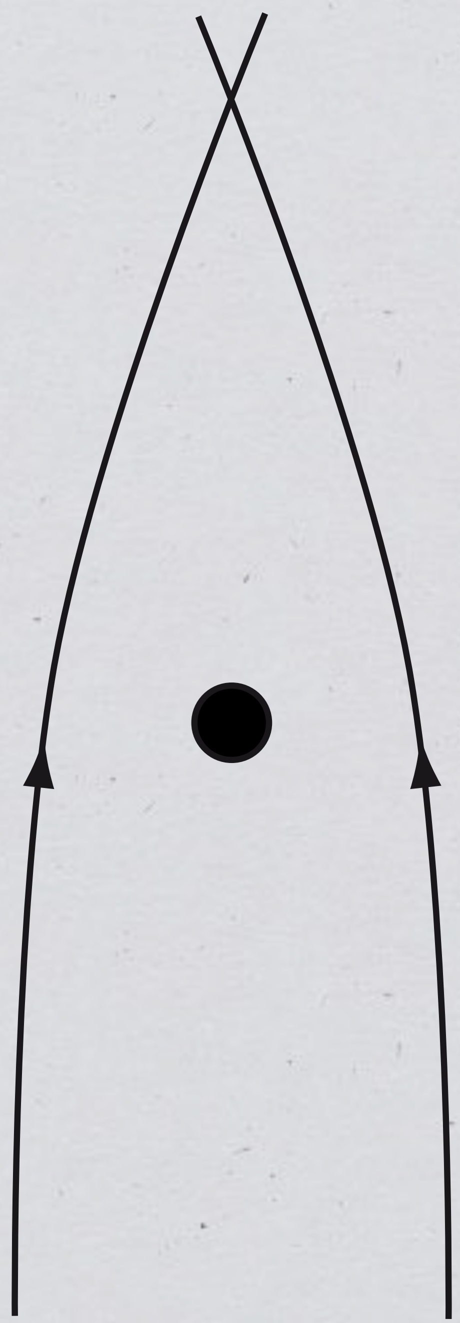
Principes



Universalité de la chute libre :

« Les objets lancés ou lâchés de la même façon
et soumis à la gravitation
tombent de la même façon
indépendamment de leur masse »

Principes



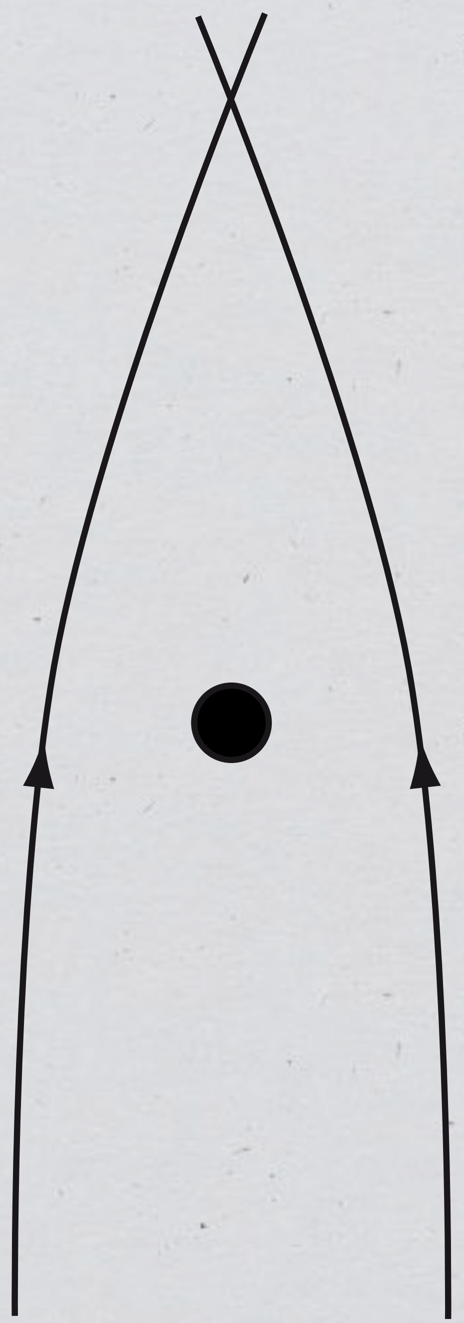
Universalité de la chute libre :

« Les objets lancés ou lâchés de la même façon
et soumis à la gravitation
tombent de la même façon
indépendamment de leur masse »

$$m_i \, \vec{a} = m_g \, \vec{g}$$

égalité de la masse grave et de la masse inertielle

Principes



$$\vec{a} = \qquad \vec{g}$$

égalité de la masse grave et de la masse inertielle

Principes

Référentiel en chute libre

$$m\,\vec{a} = \vec{F} + \vec{F}_i$$

$$m\,\vec{a} = m\vec{g} - m\vec{a}_e = \vec{0}$$

Principes

Référentiel en chute libre

$$m\,\vec{a} = \vec{F} + \vec{F}_i$$

$$m\,\vec{a} = m\vec{g} - m\vec{a}_e = \vec{0}$$

Principe d'équivalence :

« Les lois de la physique,
pour un observateur en chute libre dans un champ gravitationnel,
sont localement identiques à celles en l'absence de gravitation »

Principes

Référentiel en chute libre

$$m\,\vec{a} = \vec{F} + \vec{F}_i$$

$$m_i\vec{a} = m_g\vec{g} - m_i\vec{a}_e = \vec{0}$$

Principes

La chute libre : reprenons !

Principes

Dans un référentiel en chute libre $$m\,\vec{a} = \vec{0}$$

Dans le référentiel qui nous intéresse (le laboratoire)

$$m\,\vec{a} = -m\,\vec{a}_e$$

Principes

Dans un référentiel en chute libre $m\,\vec{a} = \vec{0}$

Dans le référentiel qui nous intéresse (le laboratoire)

$$m\,\vec{a} = -m\,\vec{a}_e = m\,\vec{g}$$

Principes

Dans un référentiel en chute libre $\cancel{m}\,\vec{a} = \vec{0}$

Dans le référentiel qui nous intéresse (le laboratoire)

$$\cancel{m}\,\vec{a} = -\cancel{m}\,\vec{a}_e = \cancel{m}\,\vec{g}$$

Principes

Qu'est-ce que ça donne en relativité restreinte ?

Principes

Dans un référentiel en chute libre $\vec{a} = \vec{0}$

Dans le référentiel qui nous intéresse (le laboratoire)

$$\vec{a} = -\vec{a}_e = \vec{g}$$

Principes

Dans un référentiel en chute libre $$\vec{a} = \vec{0}$$

$$\frac{d^2\xi^\mu}{d\tau^2} = 0$$

Dans le référentiel qui nous intéresse (le laboratoire)

$$\vec{a} = -\vec{a}_e = \vec{g}$$

Principes

Dans un référentiel en chute libre $\vec{a} = \vec{0}$

$$\frac{d^2\xi^\mu}{d\tau^2} = 0$$

Dans le référentiel qui nous intéresse (le laboratoire)

$$\xi^\mu \rightarrow x^\mu(\xi^0, \xi^1, \xi^2, \xi^3) \qquad \vec{a} = -\vec{a}_e = \vec{g}$$

Principes

Dans un référentiel en chute libre $\vec{a} = \vec{0}$

$$\frac{d^2\xi^\mu}{d\tau^2} = 0$$

Dans le référentiel qui nous intéresse (le laboratoire)

$$\xi^\mu \to x^\mu(\xi^0, \xi^1, \xi^2, \xi^3) \qquad \vec{a} = -\vec{a}_e = \vec{g}$$

$$\frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}\frac{dx^\alpha}{d\tau}\frac{dx^\beta}{d\tau} = 0$$

Principes

$$\frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}\frac{dx^\alpha}{d\tau}\frac{dx^\beta}{d\tau} = 0$$

Principes

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} = 0$$

Principes

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} = 0$$

où $$\Gamma^\mu_{\alpha\beta} \equiv \frac{\partial x^\mu}{\partial \xi^\sigma} \frac{\partial^2 \xi^\sigma}{\partial x^\alpha \partial x^\beta}$$

c'est la **connexion affine**

Elle décrit les forces d'inertie

Principes

$$\frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}\frac{dx^\alpha}{d\tau}\frac{dx^\beta}{d\tau} = 0$$

Principes

$$\frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}\frac{dx^\alpha}{d\tau}\frac{dx^\beta}{d\tau} = 0$$

c’est l’**équation des géodésiques**

Principes

$$\frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}\frac{dx^\alpha}{d\tau}\frac{dx^\beta}{d\tau} = 0$$

c’est l’**équation des géodésiques**

Elle donne l’équation des lignes droites dans n’importe quel système de coordonnées

Principes

$$\frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}\frac{dx^\alpha}{d\tau}\frac{dx^\beta}{d\tau} = 0$$

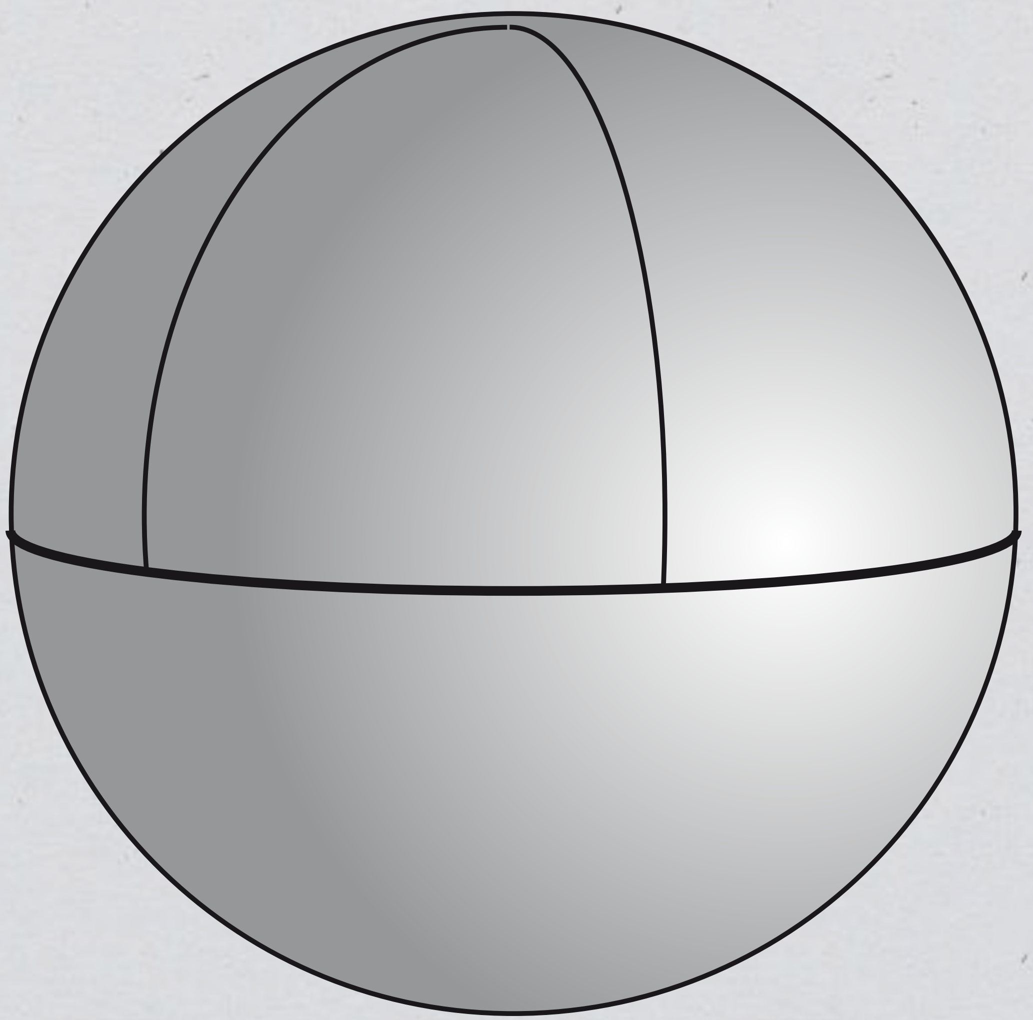
c’est l’**équation des géodésiques**

Elle donne l’équation des lignes droites dans n’importe quel système de coordonnées

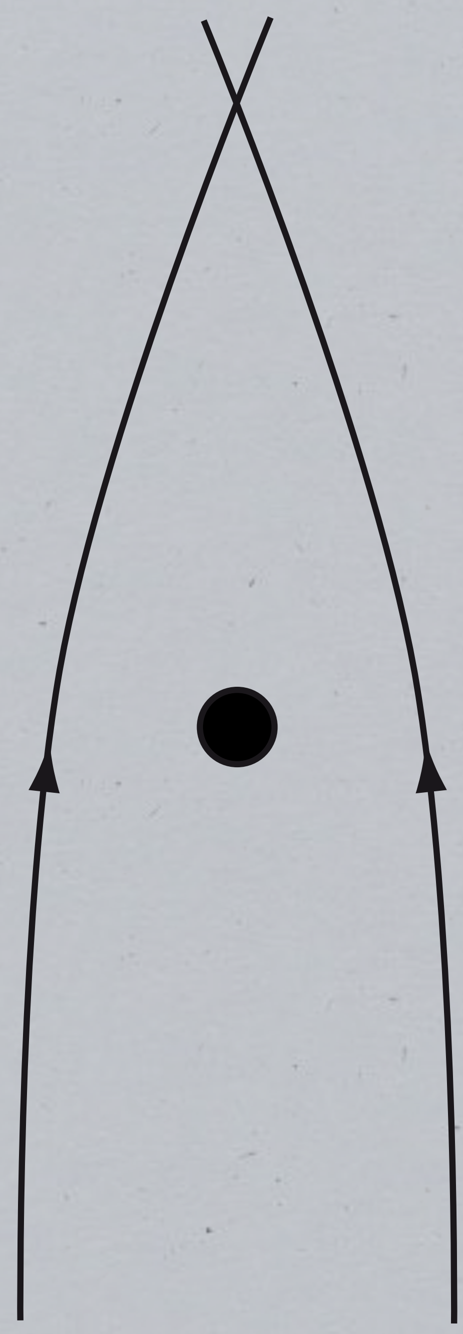
Elle donne l’équation des chemins les plus courts sur des surfaces courbées

Principes

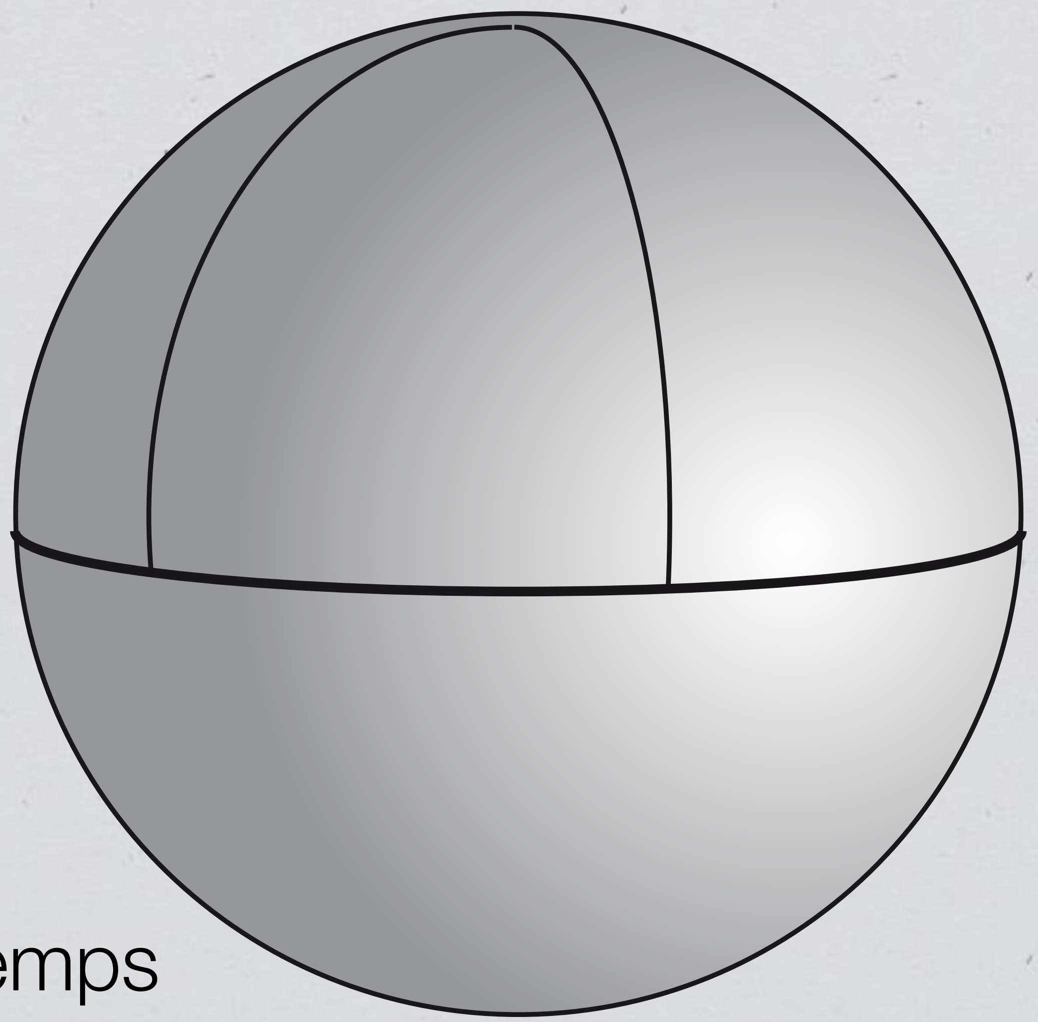
$$\frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}\frac{dx^\alpha}{d\tau}\frac{dx^\beta}{d\tau} = 0$$



Principes



$$\frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}\frac{dx^\alpha}{d\tau}\frac{dx^\beta}{d\tau} = 0$$



la gravitation est une
manifestation de la
courbure de l'espace-temps

Principes

La géométrie de l’espace-temps

Principes

Dans l'espace-temps usuel (plat) de la RR

$$ds^2 = dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

cette relation définit la géométrie de l'espace-temps

Principes

Dans l'espace-temps usuel (plat) de la RR

$$ds^2 = dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

réécriture pédante

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu}\, d\xi^\mu\, d\xi^\nu$$

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

tenseur métrique

$g_{\mu\nu}$ Principes

Dans un référentiel accéléré ou dans un espace-temps courbe

$$ds^2 = g_{\mu\nu}\, dx^\mu\, dx^\nu$$

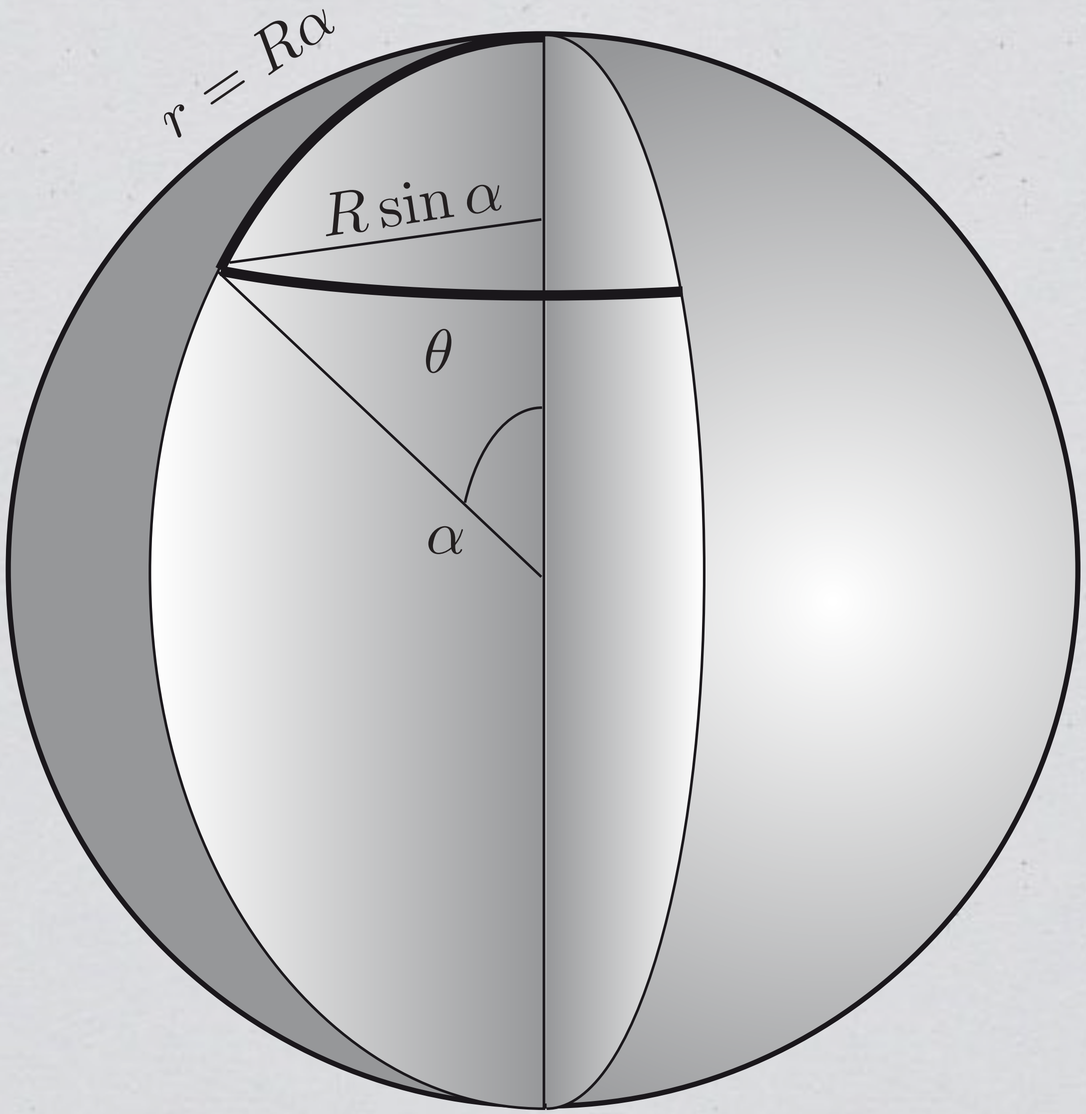
détermine la relation entre coordonnées et « distances » (géométrie)

$g_{\mu\nu}$ *Principes*

Dans un référentiel accéléré ou dans un espace-temps courbe

$$ds^2 = g_{\mu\nu}\, dx^\mu\, dx^\nu$$

détermine la relation entre coordonnées et « distances » (géométrie)



$$d\ell^2 = R^2\, d\alpha^2 + R^2 \sin^2\alpha\, d\theta^2$$

$g_{\mu\nu}$ Principes

Dans un référentiel accéléré ou dans un espace-temps courbe

$$ds^2 = g_{\mu\nu}\, dx^\mu\, dx^\nu$$

c'est aussi un potentiel gravitationnel

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} = 0$$

$$\Gamma^\mu_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} g^{\sigma\mu} \left(\frac{\partial g_{\sigma\alpha}}{\partial x^\beta} + \frac{\partial g_{\sigma\beta}}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^\sigma} \right)$$

$g_{\mu\nu}$

$g_{\mu\nu}$

$$g_{\mu\nu}$$

Principes

Remarque #1 sur le potentiel gravitationnel

La présence d’un champ gravitationnel
affecte les distances et les durées

$$ds^2 = g_{00}\,dt^2 + 2\,g_{10}\,dt\,dx + 2\,g_{20}\,dt\,dy + 2\,g_{30}\,dt\,dz$$
$$+\,g_{11}\,dx^2 + 2\,g_{12}\,dx\,dy + 2\,g_{13}\,dx\,dz + 2\,g_{23}\,dy\,dz + g_{33}\,dz^2$$

Principes

Remarque #2 sur le potentiel gravitationnel

$$\frac{GM}{r}$$ a la dimension physique de v^2

$$\frac{GM}{c^2}$$ a la dimension physique d'une longueur

Principes

Rayon de Schwarzschild

$$r_s \equiv \frac{2GM}{c^2} \approx \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \times 2{,}97\ \mathrm{km}$$

environ 3 km pour le Soleil,

environ 1 cm pour la Terre,

quelques millions de km pour un trou noir supermassif

Principes

Métrique de Schwarzschild

- dans le vide
- pas de charge électrique
- distribution de masse à symétrie sphérique
- isotropie
- conditions aux limites plates
- coordonnées sphériques
- constante cosmologique nulle

Principes

Métrique de Schwarzschild

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1-\dfrac{r_s}{r} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\left(1-\dfrac{r_s}{r}\right)^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -r^2\sin^2\theta \end{pmatrix}$$

Principes

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 - \dfrac{r_s}{r} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\left(1 - \dfrac{r_s}{r}\right)^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -r^2 \sin^2\theta \end{pmatrix}$$

$$\frac{r_s}{r} = \frac{2GM}{rc^2} = \frac{2\phi}{c^2}$$

$\dfrac{r_s}{r} \approx 10^{-9}$ à la surface de la Terre

$\dfrac{r_s}{r} \approx 10^{-6}$ à la surface du Soleil

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta d\phi^2$$

Principes

Remarque sur la géométrie

$$ds^2 = \cancel{\left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2} - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta d\phi^2$$

temps fixé

Principes

Remarque sur la géométrie

$$ds^2 = \cancel{\left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2} - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - \cancel{r^2 \sin^2\theta d\phi^2}$$

temps fixé

plan équatorial

Remarque sur la géométrie

Principes

$$ds^2 = \cancel{\left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2} - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - \cancel{r^2 \sin^2\theta d\phi^2}$$

temps fixé

plan équatorial

$$d\ell^2 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2\, d\theta^2$$

Principes

Remarque sur la géométrie

$$ds^2 = \cancel{\left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2} - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - \cancel{r^2 \sin^2\theta d\phi^2}$$

temps fixé

plan équatorial

$$d\ell^2 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2\, d\theta^2$$

distance radiale entre deux points

$$\Delta\ell_{AB} \approx r_B - r_A + \frac{1}{2} r_s \ln\left(\frac{r_B}{r_A}\right)$$

Principes

Remarque sur la géométrie

$$ds^2 = \cancel{\left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2} - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - \cancel{r^2 \sin^2\theta d\phi^2}$$

temps fixé

plan équatorial

$$d\ell^2 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2\, d\theta^2$$

distance radiale entre deux points

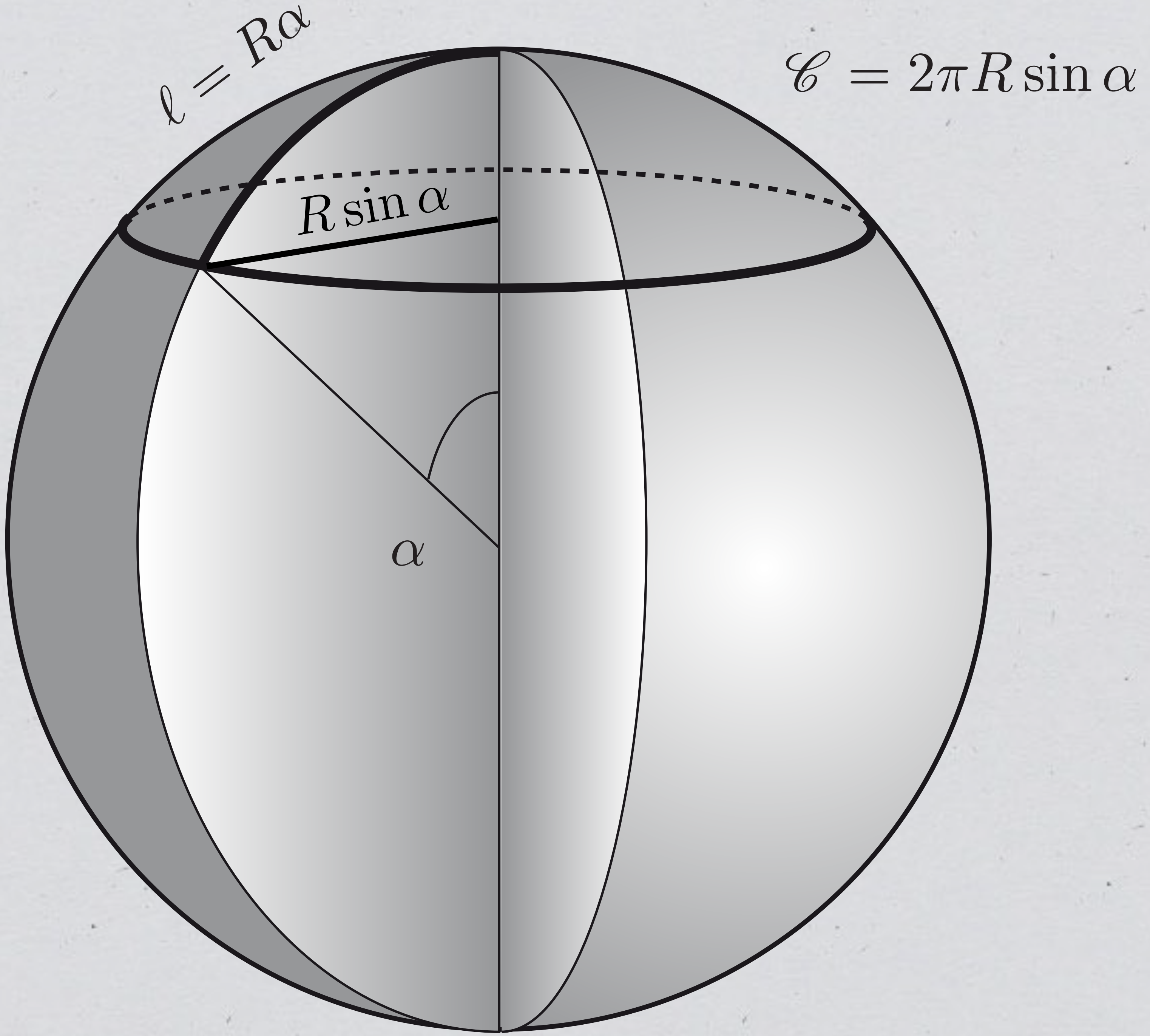
$$\Delta\ell_{AB} \approx r_B - r_A + \frac{1}{2} r_s \ln\left(\frac{r_B}{r_A}\right)$$

circonférence d'un cercle de rayon-coordonnée r

$$\mathscr{C} = 2\pi r$$

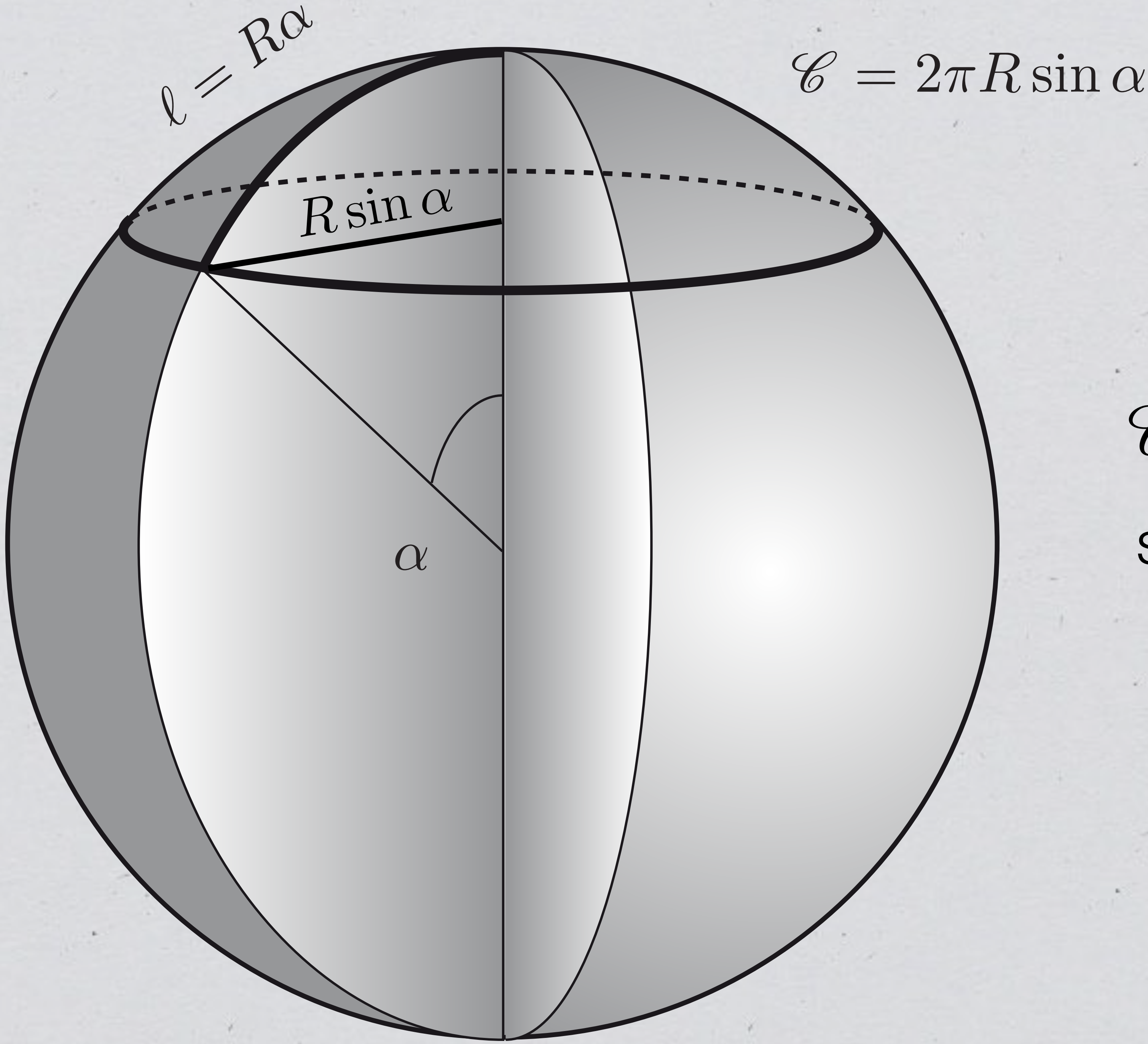
Remarque sur la géométrie

Principes



Remarque sur la géométrie

Principes

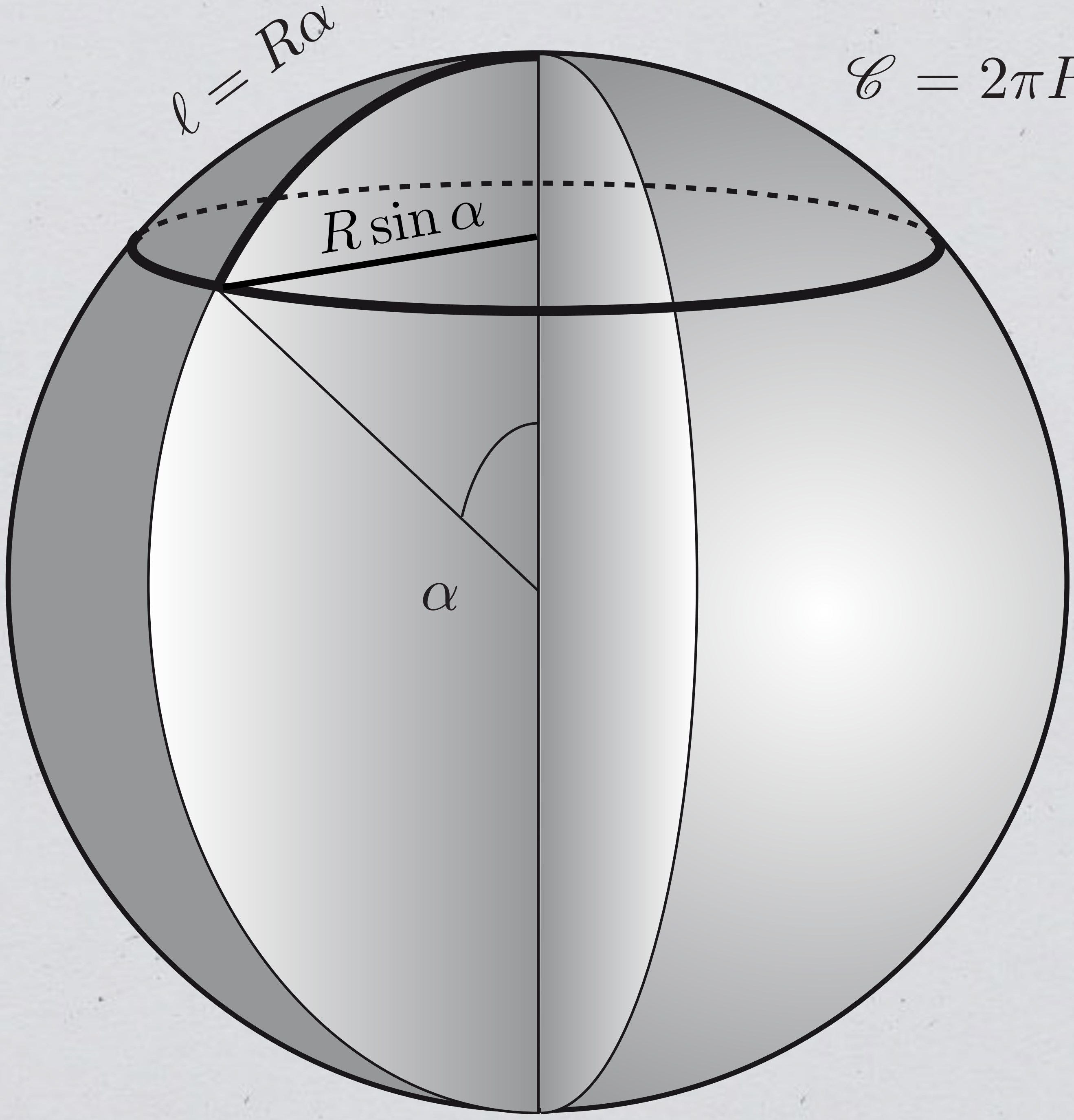


$$\mathscr{C} = 2\pi R \sin\left(\frac{\ell}{R}\right)$$

sur une sphère

Principes

Remarque sur la géométrie



$\mathscr{C} = 2\pi R \sin\alpha$

$$\mathscr{C} = 2\pi R \sin\left(\frac{\ell}{R}\right)$$

sur une sphère

$$\mathscr{C} = 2\pi\ell$$

sur un plan

Remarque sur la géométrie

Principes

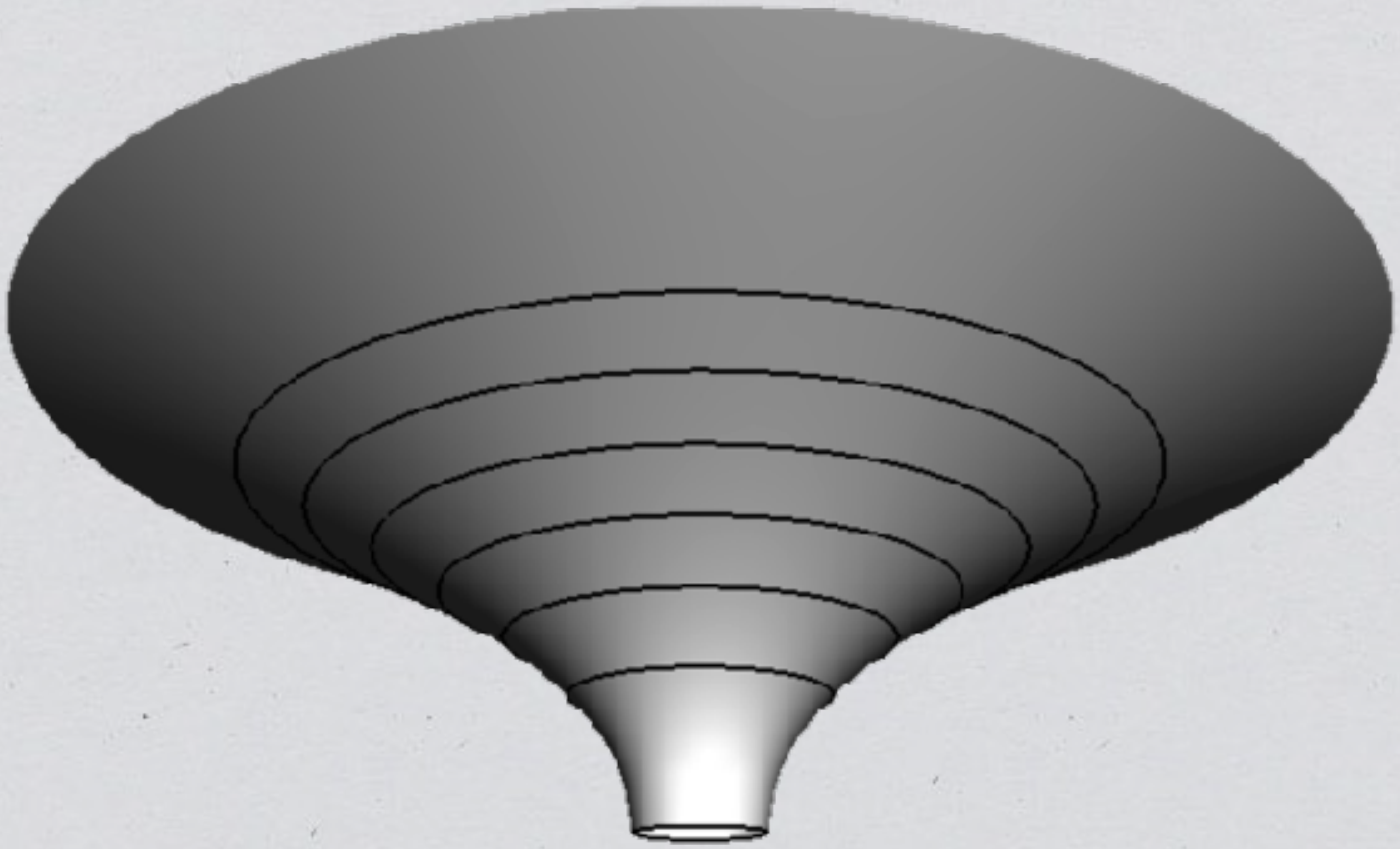
pour la métrique de Schwarzschild, dans le plan équatorial :

$$\Delta\ell_{AB} \approx r_B - r_A + \frac{1}{2} r_s \ln\left(\frac{r_B}{r_A}\right)$$

$$\mathscr{C} = 2\pi r$$

paraboloïde

de Flamm



Principes

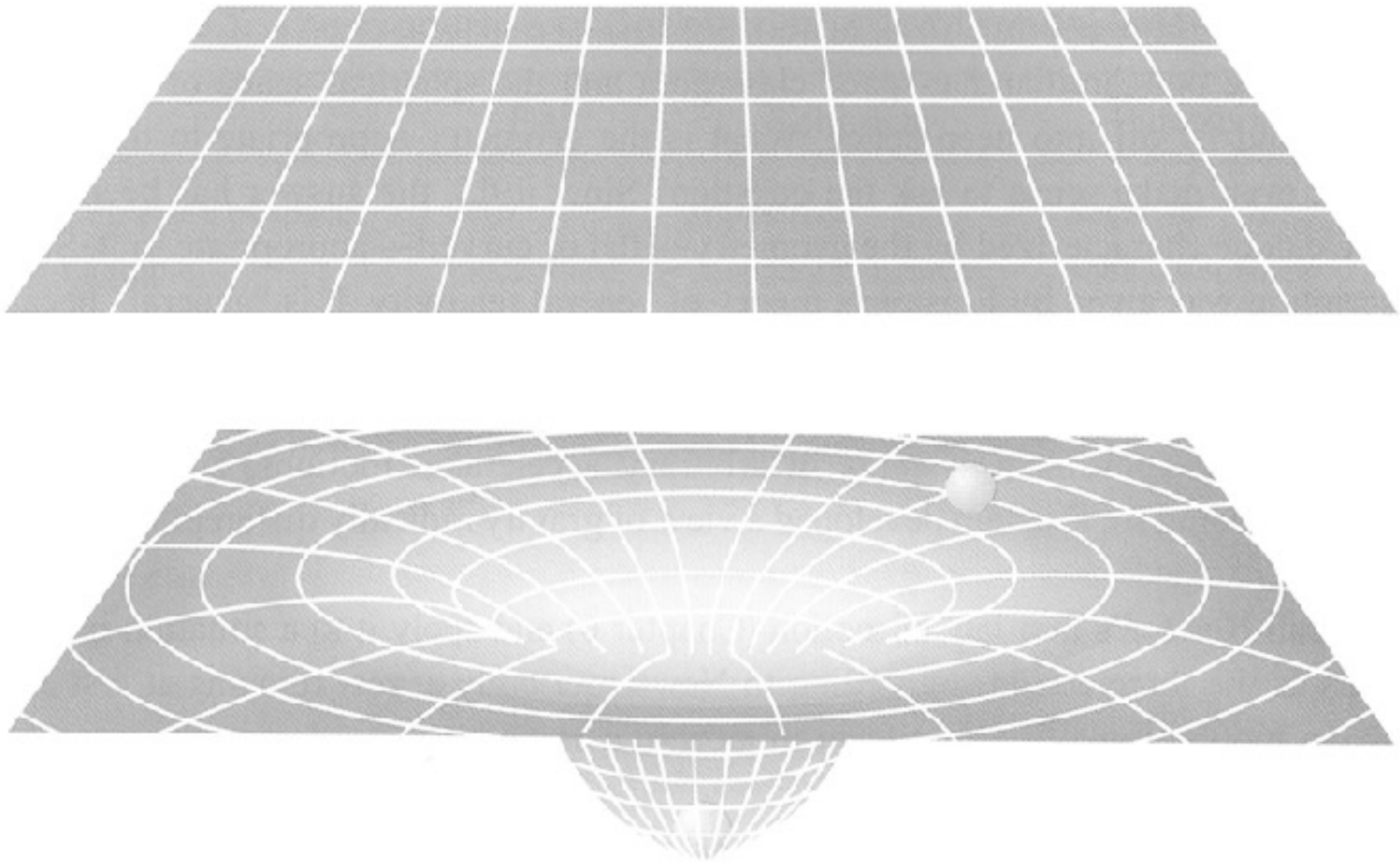


Figure 15.7. The figure suggests how flat spacetime (the uniformly spaced grid) would be distorted by the presence of a mass. Since it is the curvature of spacetime that determines how objects move, all objects, regardless of their mass, would "fall" toward the massive object at the same rate.

Principes

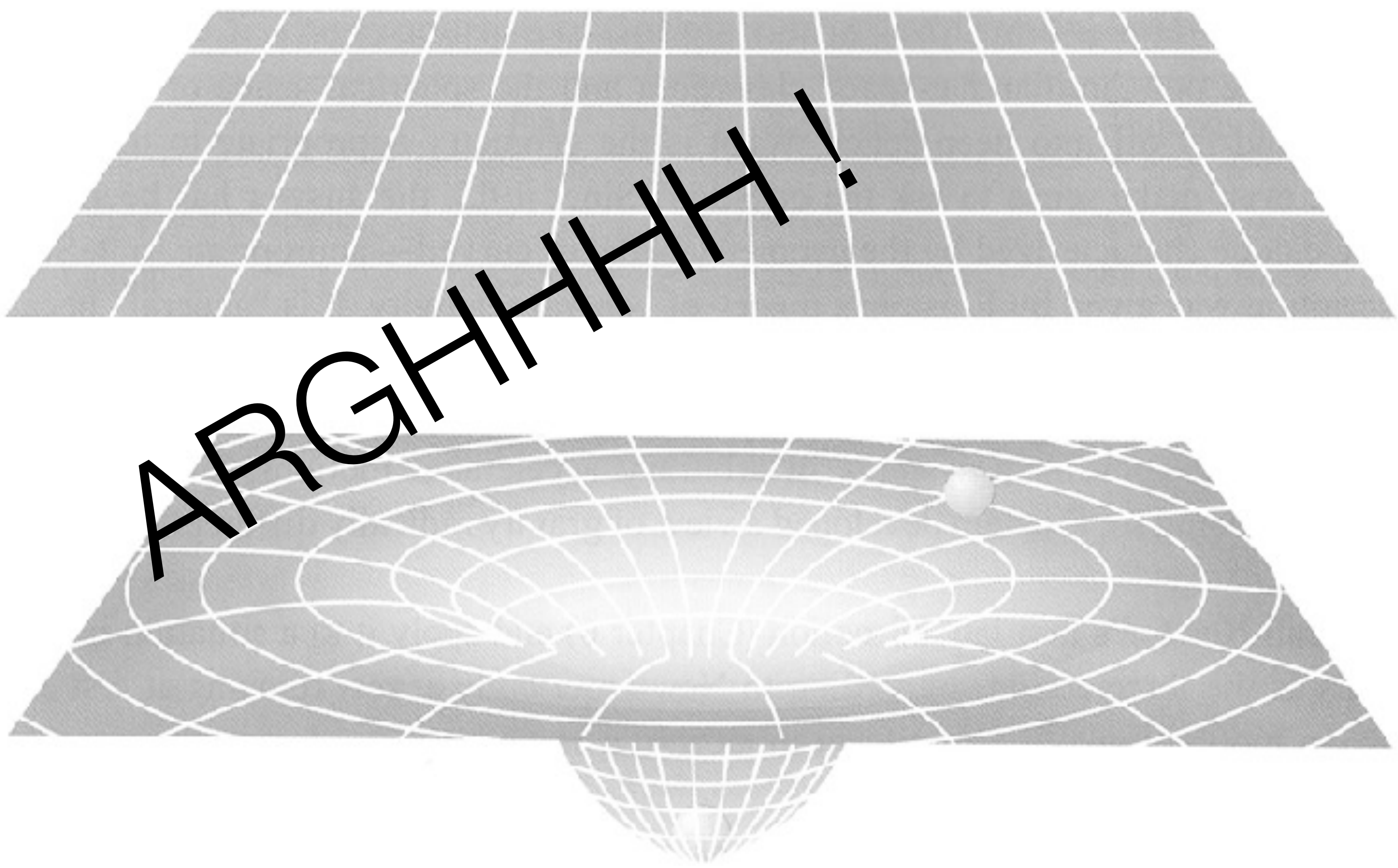


Figure 15.7. The figure suggests how flat spacetime (the uniformly spaced grid) would be distorted by the presence of a mass. Since it is the curvature of spacetime that determines how objects move, all objects, regardless of their mass, would "fall" toward the massive object at the same rate.

Principes

Bref…

La métrique de Schwarzschild permet de calculer les mouvements autour d’une masse ponctuelle

Principes

La courbure détermine le mouvement

Qu’est-ce qui détermine la courbure ? (la métrique ?)

Principes

Covariance

Principes

« Conférence sur les grandeurs physiques »

https://www.youtube.com/watch?v=Z1li_c7-D1k

Principes

Une théorie satisfaisante doit être formulée de façon covariante

Principes

Une théorie satisfaisante doit être formulée de façon covariante

$$\vec{F} = m\vec{a}$$

Principes

Une théorie satisfaisante doit être formulée de façon covariante

$$\vec{F} = m\vec{a}$$

En relativité restreinte : objets qui se transforment de façon identique par transformations de Lorentz

[quadrivecteur] = [quadrivecteur]

Principes

Une théorie satisfaisante doit être formulée de façon covariante

$$\vec{F} = m\vec{a}$$

En relativité restreinte : objets qui se transforment de façon identique par transformations de Lorentz

[quadrivecteur] = [quadrivecteur]

[tenseur] = [tenseur]

Principes

En RG, les **tenseurs** sont des grandeurs qui se transforment d'une façon bien définie par changement de coordonnées $x^\mu \to x'^\mu$

vecteurs

$$V'^\mu = \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} V^\alpha$$

$$V'_\mu = \frac{\partial x^\alpha}{\partial x'^\mu} V_\alpha$$

tenseur de rang 2

$$T'^{\mu\nu} = \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} T^{\alpha\beta}$$

scalaire

$$A' = A$$

Principes

Exemple : temps propre τ, position x^μ , quadri-vitesse $\dfrac{dx^\mu}{d\tau}$

tenseur de courbure

$$R^\lambda_{\mu\nu\alpha} = \frac{\partial \Gamma^\lambda_{\mu\alpha}}{\partial x^\nu} - \frac{\partial \Gamma^\lambda_{\mu\nu}}{\partial x^\alpha} + \Gamma^\lambda_{\nu\eta}\Gamma^\eta_{\mu\alpha} - \Gamma^\lambda_{\alpha\eta}\Gamma^\eta_{\mu\nu}$$

tenseur de Ricci $\quad R_{\mu\nu} \equiv R^\alpha_{\mu\nu\alpha}$

scalaire de Ricci $\quad R = R^\alpha_\alpha$

gradient $\quad \partial_\mu \Phi \equiv \dfrac{\partial \Phi}{\partial x^\mu}$

Principes

On s’impose d’écrire des égalités entre tenseurs

Principes

On s’impose d’écrire des égalités entre tenseurs

(ça indique notamment comment les forces se transforment)

Principes

La courbure détermine le mouvement

La courbure est déterminée par le contenu de l'espace-temps

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + \Lambda g_{\mu\nu} = -8\pi G T_{\mu\nu}$$

Principes

La courbure détermine le mouvement

La courbure est déterminée par le contenu de l'espace-temps

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + \Lambda g_{\mu\nu} = -8\pi G T_{\mu\nu}$$

$$R = R^{\alpha}_{\alpha}$$

$$R_{\mu\nu} \equiv R^{\alpha}_{\mu\nu\alpha}$$

$$R^{\lambda}_{\mu\nu\alpha} = \frac{\partial \Gamma^{\lambda}_{\mu\alpha}}{\partial x^{\nu}} - \frac{\partial \Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}}{\partial x^{\alpha}} + \Gamma^{\lambda}_{\nu\eta}\Gamma^{\eta}_{\mu\alpha} - \Gamma^{\lambda}_{\alpha\eta}\Gamma^{\eta}_{\mu\nu}$$

$$\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} g^{\sigma\mu} \left(\frac{\partial g_{\sigma\alpha}}{\partial x^{\beta}} + \frac{\partial g_{\sigma\beta}}{\partial x^{\alpha}} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^{\sigma}} \right)$$

Principes

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = -8\pi G T_{\mu\nu}$$

$$R^{\lambda}_{\mu\nu\alpha} = \frac{\partial \Gamma^{\lambda}_{\mu\alpha}}{\partial x^{\nu}} - \frac{\partial \Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}}{\partial x^{\alpha}} + \Gamma^{\lambda}_{\nu\eta}\Gamma^{\eta}_{\mu\alpha} - \Gamma^{\lambda}_{\alpha\eta}\Gamma^{\eta}_{\mu\nu}$$

$$R = R^{\alpha}_{\alpha}$$

$$\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}g^{\sigma\mu}\left(\frac{\partial g_{\sigma\alpha}}{\partial x^{\beta}} + \frac{\partial g_{\sigma\beta}}{\partial x^{\alpha}} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^{\sigma}}\right)$$

$$R_{\mu\nu} \equiv R^{\alpha}_{\mu\nu\alpha}$$

Principes

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + \Lambda g_{\mu\nu} = -8\pi G T_{\mu\nu}$$

équations d'Einstein

Ce sont 16 équations différentielles portant sur le tenseur métrique.

Elles sont hautement non linéaires

$$R = R^{\alpha}_{\alpha}$$

$$R_{\mu\nu} \equiv R^{\alpha}_{\mu\nu\alpha}$$

$$R^{\lambda}_{\mu\nu\alpha} = \frac{\partial \Gamma^{\lambda}_{\mu\alpha}}{\partial x^{\nu}} - \frac{\partial \Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}}{\partial x^{\alpha}} + \Gamma^{\lambda}_{\nu\eta}\Gamma^{\eta}_{\mu\alpha} - \Gamma^{\lambda}_{\alpha\eta}\Gamma^{\eta}_{\mu\nu}$$

$$\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} g^{\sigma\mu} \left(\frac{\partial g_{\sigma\alpha}}{\partial x^{\beta}} + \frac{\partial g_{\sigma\beta}}{\partial x^{\alpha}} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^{\sigma}} \right)$$

Principes

Attention, tout ce qui des indices n'est pas un tenseur

$$\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} \equiv \frac{\partial x^{\mu}}{\partial \xi^{\sigma}} \frac{\partial^2 \xi^{\sigma}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}}$$

$$\partial_{\mu} V^{\alpha} \equiv V^{\alpha}{}_{,\mu} \equiv \frac{\partial V^{\alpha}}{\partial x^{\mu}}$$

Principes

Attention, tout ce qui des indices n’est pas un tenseur

$$\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} \equiv \frac{\partial x^{\mu}}{\partial \xi^{\sigma}} \frac{\partial^2 \xi^{\sigma}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}}$$

$$\partial_{\mu} V^{\alpha} \equiv V^{\alpha}{}_{,\mu} \equiv \frac{\partial V^{\alpha}}{\partial x^{\mu}}$$

La combinaison suivante est un tenseur

$$D_{\mu} V^{\alpha} \equiv V^{\alpha}{}_{;\mu} \equiv \partial_{\mu} V^{\alpha} + \Gamma^{\alpha}_{\beta\mu} V^{\beta}$$

c’est la **dérivée covariante**

Principes

Faire de la physique en espace-temps courbe

Principes

Faire de la physique en espace-temps courbe

Remplacer partout

$$\partial_\mu V^\alpha \equiv V^\alpha{}_{,\mu} \equiv \frac{\partial V^\alpha}{\partial x^\mu}$$

par

$$D_\mu V^\alpha \equiv V^\alpha{}_{;\mu} \equiv \partial_\mu V^\alpha + \Gamma^\alpha_{\beta\mu} V^\beta$$

Tests expérimentaux

Tests expérimentaux

#0 Tests expérimentaux

Succès théorique :

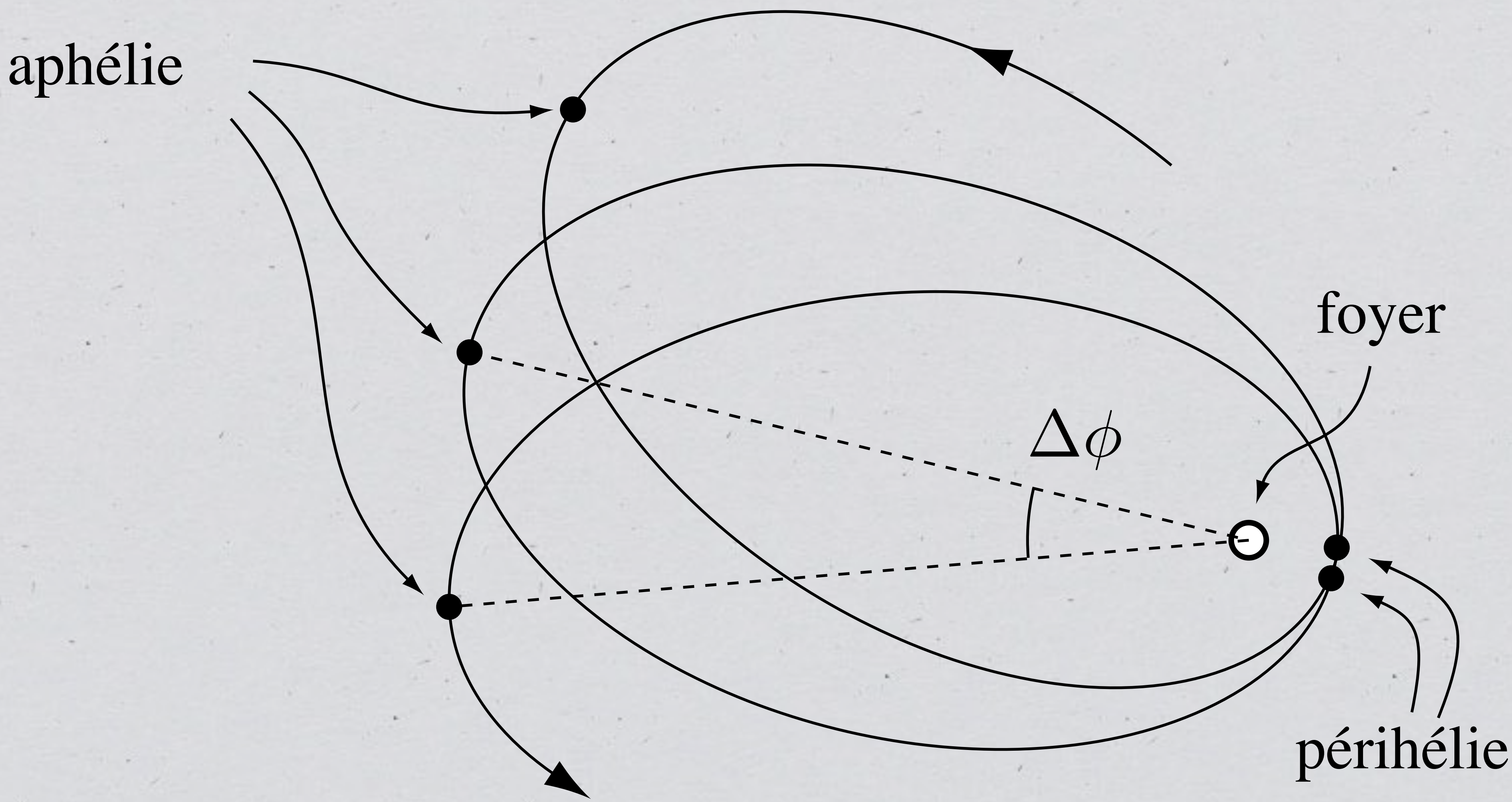
on peut formuler une théorie relativiste de la gravitation !

#1 *Tests expérimentaux*

Avance du périhélie de Mercure (1915)

#1 Tests expérimentaux

Avance du périhélie de Mercure (1915)



#1 *Tests expérimentaux*

Avance du périhélie de Mercure (1915)

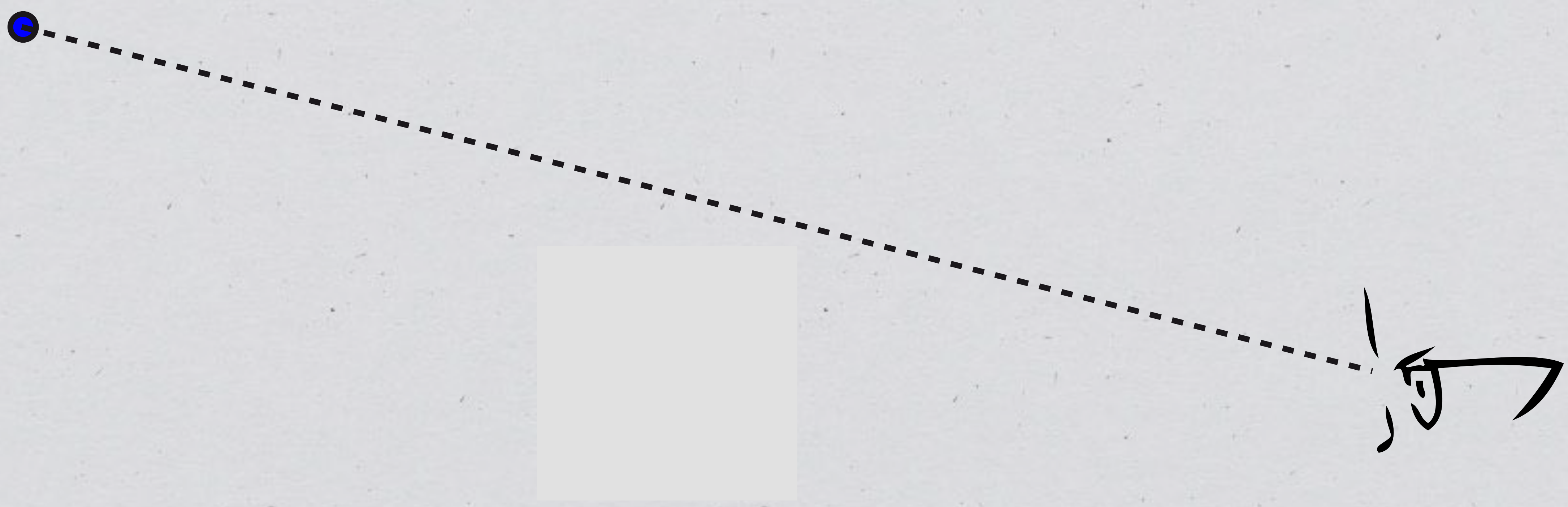
$$\Delta\phi = \frac{3\pi r_s}{a(1-e^2)}$$

43 secondes d'arc par siècle pour Mercure,

3,8 pour la Terre.

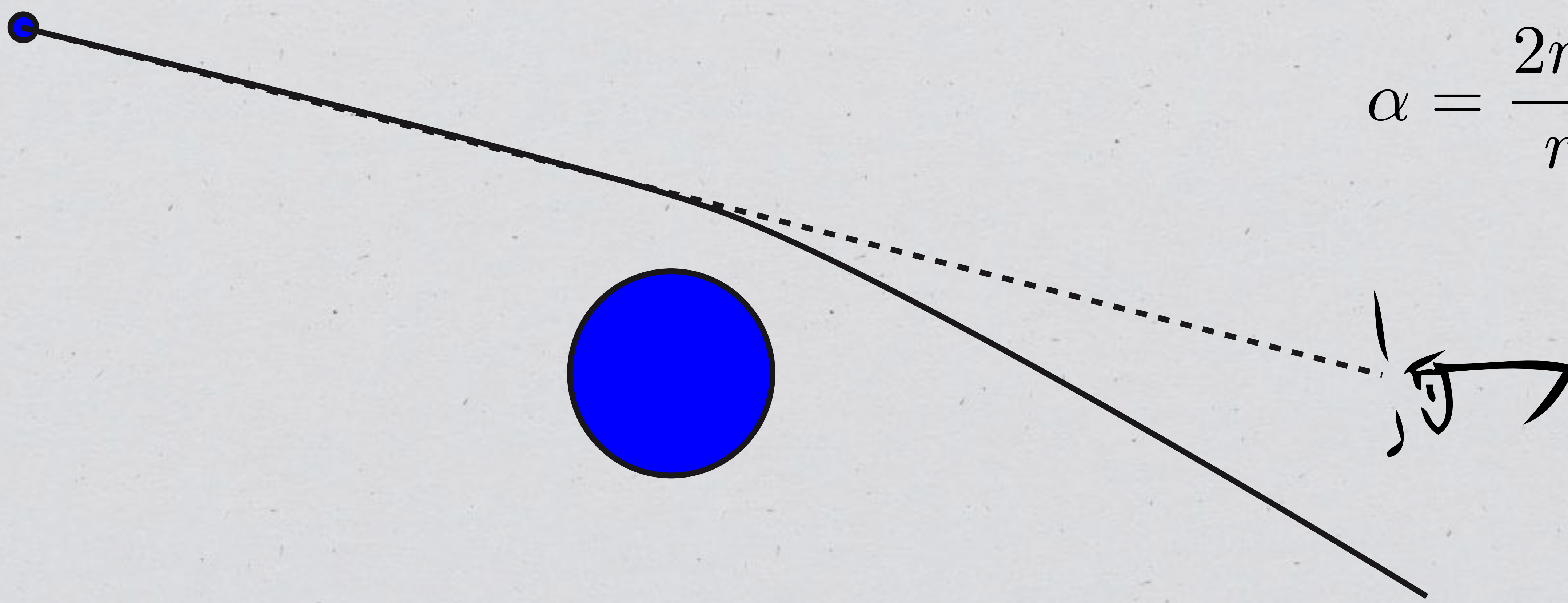
#2 *Tests expérimentaux*

Déviation gravitationnelle des rayons lumineux (1919)



#2 *Tests expérimentaux*

Déviation gravitationnelle des rayons lumineux (1919)

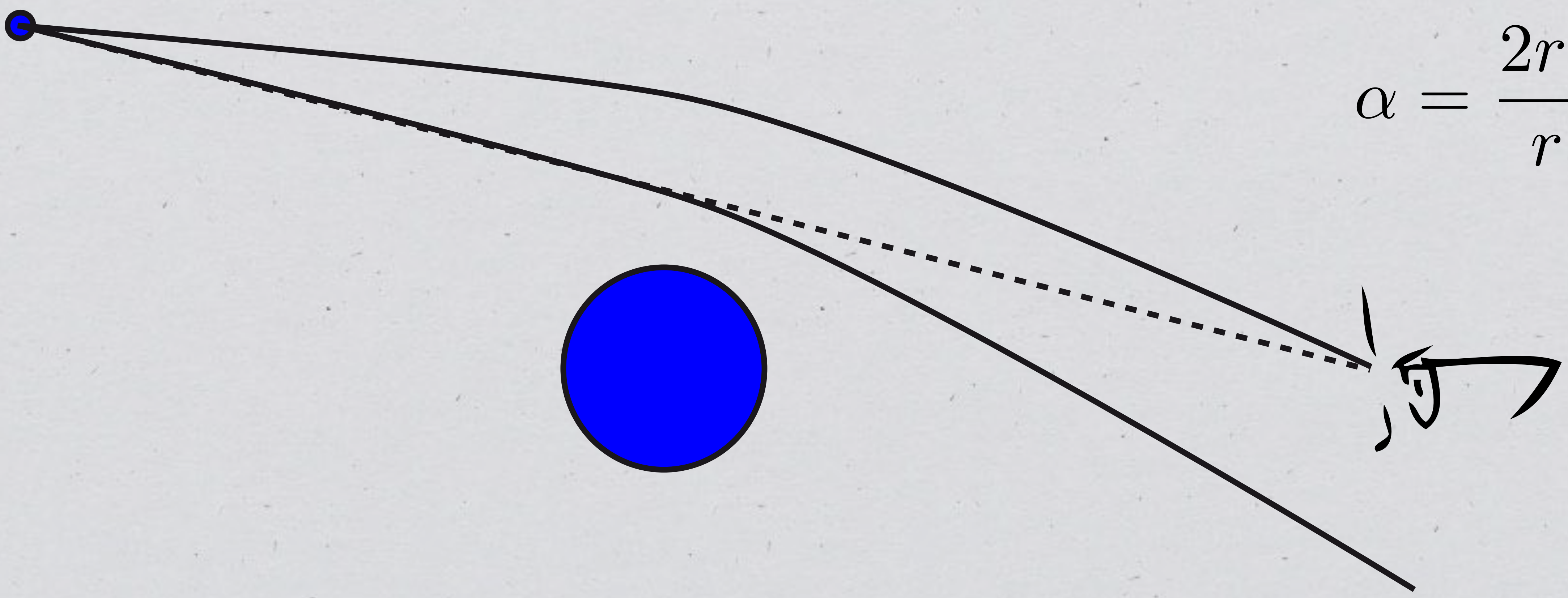


$$\alpha = \frac{2r_s}{r}$$

1,75 seconde d'arc pour le bord du Soleil

#2 *Tests expérimentaux*

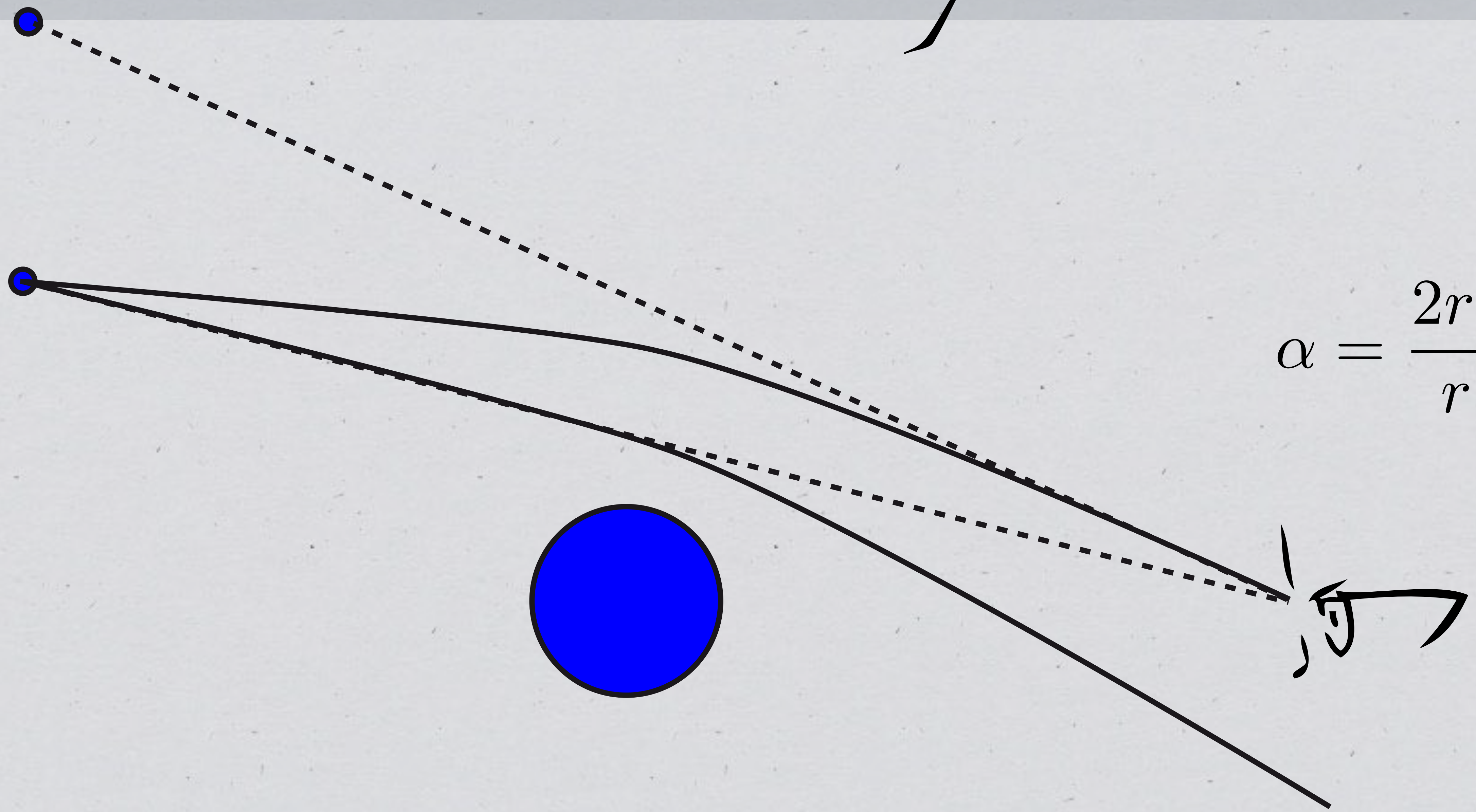
Déviation gravitationnelle des rayons lumineux (1919)



$$\alpha = \frac{2r_s}{r}$$

1,75 seconde d'arc pour le bord du Soleil

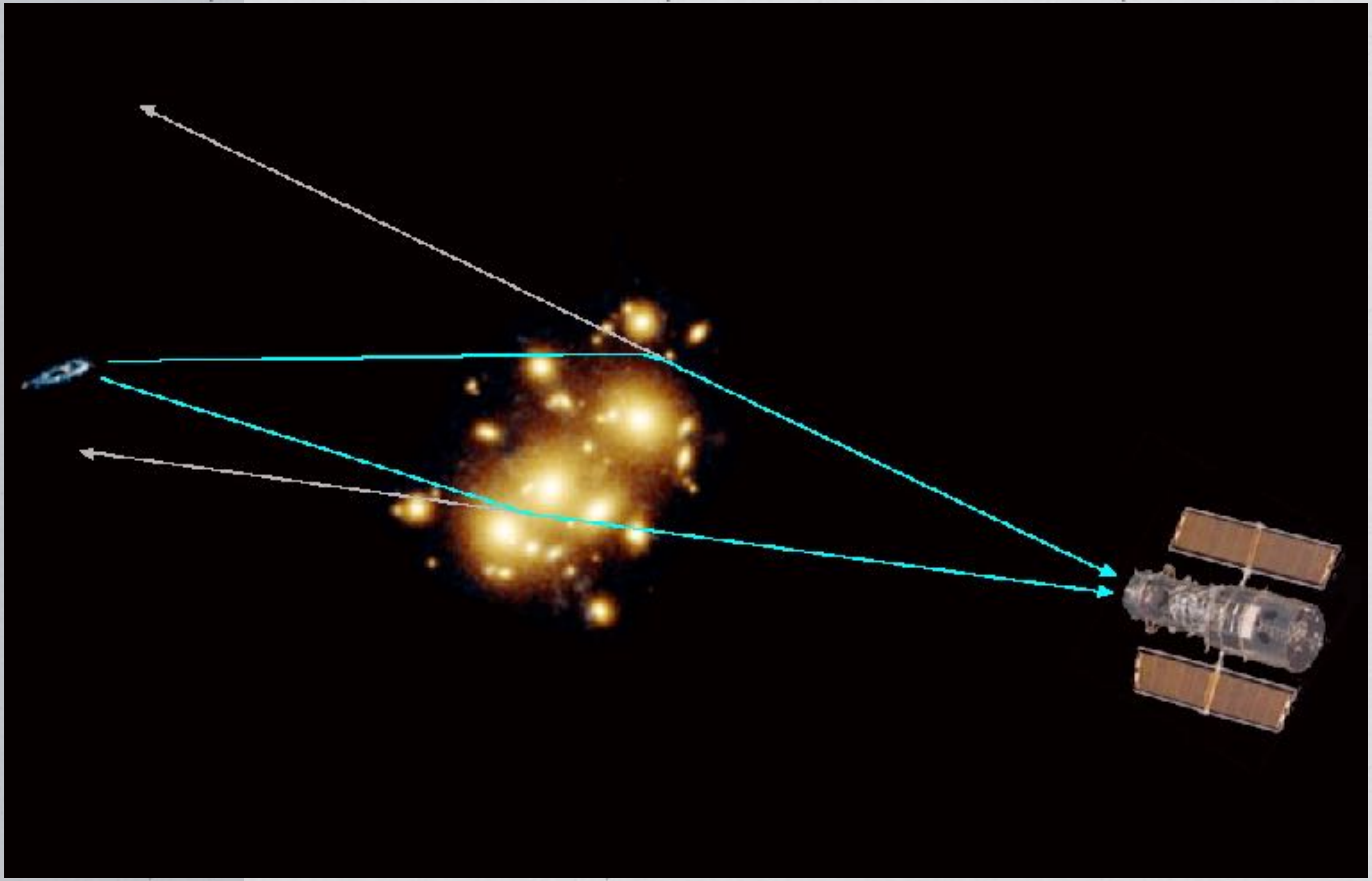
#2 *Tests expérimentaux*



$$\alpha = \frac{2r_s}{r}$$

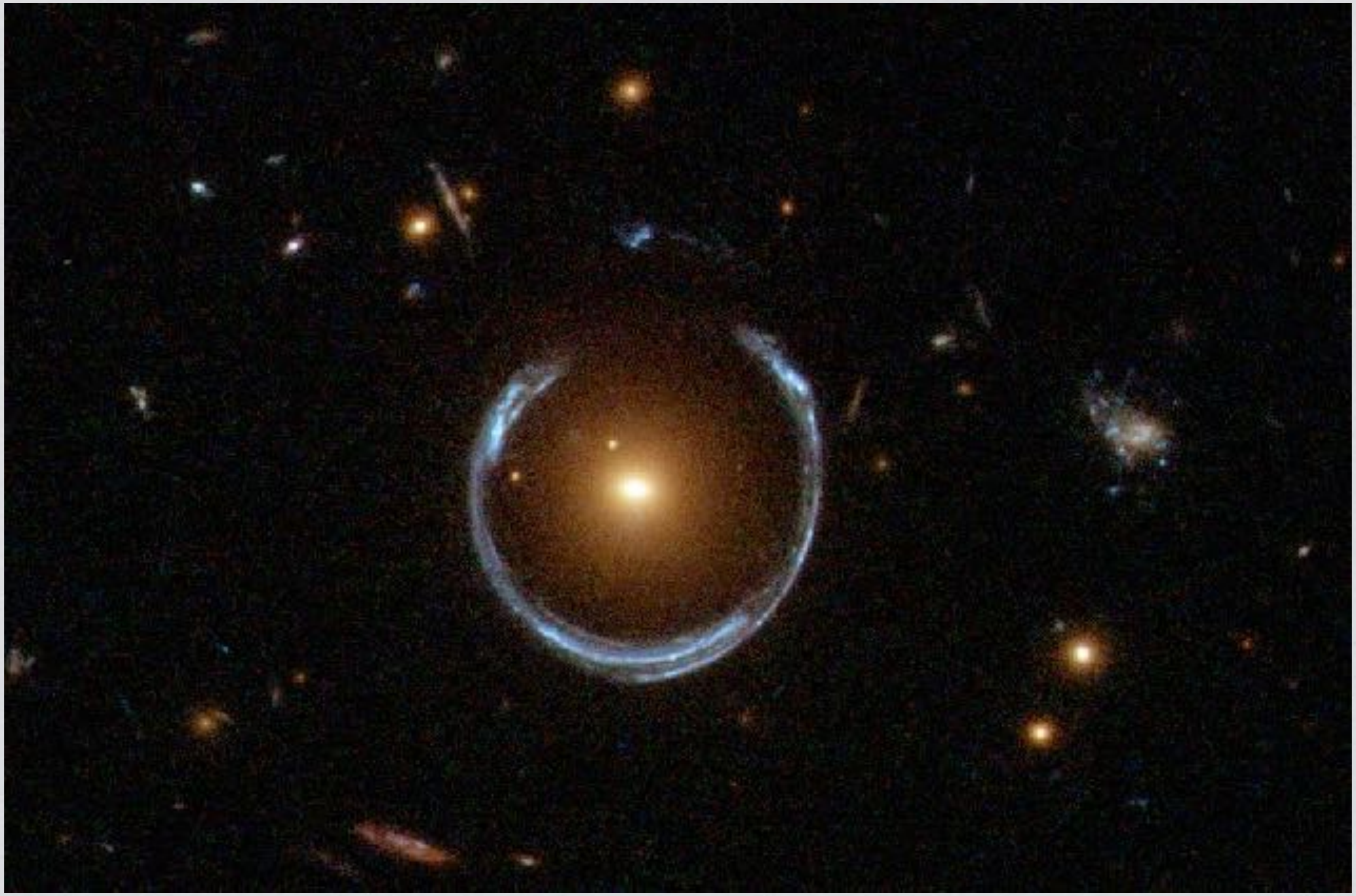
1,75 seconde d'arc pour le bord du Soleil

#2 Tests expérimentaux



#2 *Tests expérimentaux*

Lentilles gravitationnelles



#3 *Tests expérimentaux*

Expérience de Pound et Rebka (1959)

#3 *Tests expérimentaux*

Expérience de Pound et Rebka (1959)

$$\frac{\Delta f}{f} \approx \frac{1}{2}\frac{r_s}{r}\frac{\Delta r}{r} \approx 2{,}5 \times 10^{-15}$$

#3 *Tests expérimentaux*

Expérience de Pound et Rebka (1959)

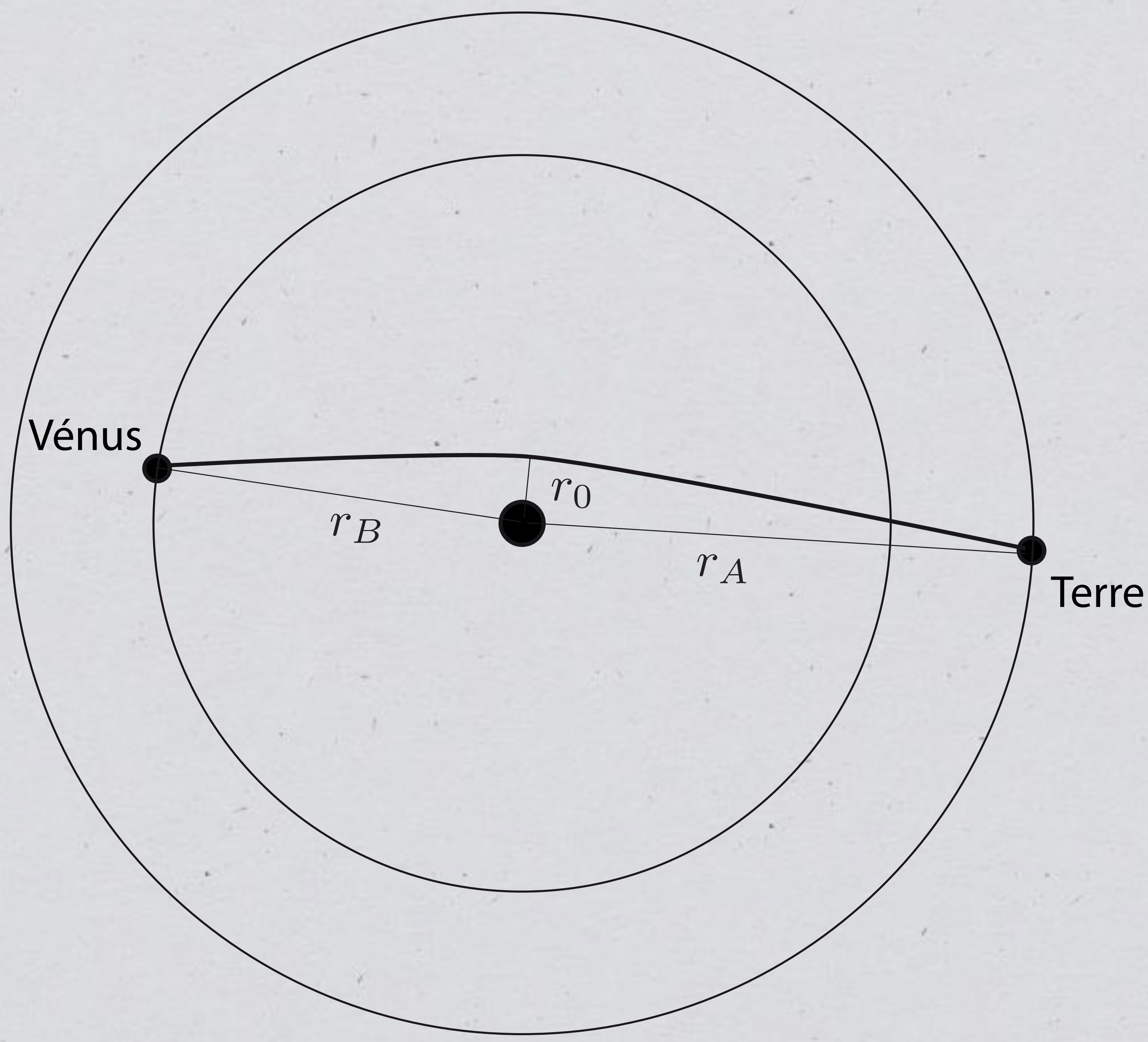
$$\frac{\Delta f}{f} \approx \frac{1}{2}\frac{r_s}{r}\frac{\Delta r}{r} \approx 2{,}5 \times 10^{-15}$$

Expérience de Hafele & Keating (1971)

GPS (Global Positioning System)

#4 *Tests expérimentaux*

Retard de l'écho radar : effet Shapiro (prédit 1964 - mesuré 1968)



#4 Tests expérimentaux

#4 *Tests expérimentaux*

Retard de l'écho radar : effet Shapiro (prédit 1964 - mesuré 1968)

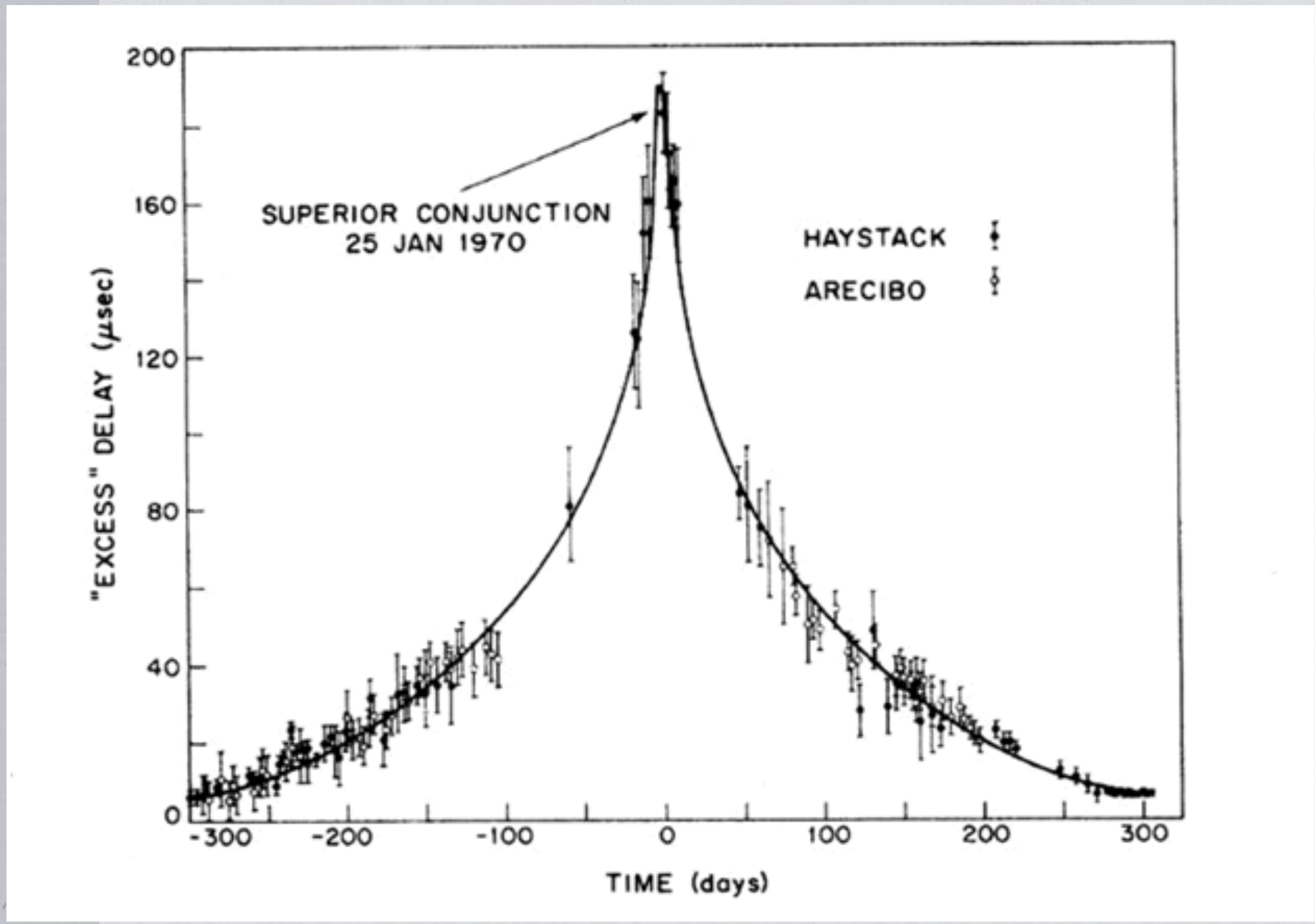
$$\Delta t = \frac{r_s}{c}\left[1 + \ln\left(\frac{4r_1 r_2}{r_0^2}\right)\right]$$

$$r_s/c \approx 10\ \mu\mathrm{s}$$

Quelques centaines de microsecondes pour Vénus et Mercure.

On utilise aussi les sondes du Système solaire.

#4 Tests expérimentaux



Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society 4 (1963) p. 347

Planetary Radar

J. H. Thomson

(A Council Report on the Progress of Astronomy)

Summary

The discussion is confined to radar studies of the planets, lunar and solar radar being excluded. There are two limiting cases of radar systems, pulse and continuous wave; the former enables the range and angular power spectrum of the target planet to be measured, the latter the line of sight velocity and the frequency spectrum. Actual radar systems are often a combination of the two. Methods are described for measuring the rotation of the target, and for mapping its surface. The probable strength of echoes is discussed; present techniques allow the three inner planets to be detected. Necessary computational and electronic techniques are discussed. The history of the subject since 1958 is recorded. Obser-

Bibliographie

Dictionnaire de physique

Taille de la police Augmenter Réinitialiser Diminuer

Recherche...

Vous êtes ici : Home

Dans ce site

- Accueil
- Erratum
- Nouvelles entrées
- **Bibliographie**
- Histoire des sciences
- Enseignement
- Vu sur le net

Bibliographie

Liste de liens bibliographiques pertinents (plus de 10 000). Cette liste a été conçue en cherchant dans plusieurs revues de qualité des articles qui portaient directement sur le sujet abordé :

- « *American Journal of Physics* » est une revue américaine destinée aux physiciens, avec une portée pédagogique exceptionnelle [accès restreint] [1969-aujourd'hui] ;
- Les « *Resource Letters* » de l'*American Journal of Physics* sont des compilations bibliographiques extrêmement complètes en anglais [accès restreint] ;
- « *Physics Reports* », articles de revue destinés aux chercheurs du domaine, sur des sujets pointus. [accès restreint]
- « *Images de la physique* » est une revue annuelle publiée par le CNRS, destinée à faire connaître les avancées récentes en physique à un public de physiciens [accès libre] ;
- « *La Recherche* » est une revue de vulgarisation française, s'adressant au grand public [accès restreint] [1990-aujourd'hui] ;
- « *Pour la Science* », version française du « *Scientific American* », est une revue de vulgarisation s'adressant au grand public [accès restreint] [1993-aujourd'hui] ;
- Les « *Cahiers de science et vie* » sont des dossiers s'intéressant à l'histoire des sciences, pour le grand public ;
- « *Ciel et Espace* », revue d'astronomie amateur proposant aussi des articles de vulgarisation sur l'astrophysique, la cosmologie et l'histoire des sciences [accès restreint] [2007-aujourd'hui] ;
- « *Physics Today* » est une revue de diffusion de la physique, en anglais, s'adressant plutôt à des physiciens [accès restreint] [1989-aujourd'hui] ;

Bibliographie
Dictionnaire de physique

http://www.dicodephysique.fr

#5 *Tests expérimentaux*

Effet Einstein-de Sitter ou précession géodétique (1916/1988)

$$\Omega \approx \frac{3c}{2r}\left(\frac{r_s}{2r}\right)^{3/2}$$

#5 *Tests expérimentaux*

Effet Einstein-de Sitter ou précession géodétique (1916/1988)

$$\Omega \approx \frac{3c}{2r}\left(\frac{r_s}{2r}\right)^{3/2}$$

quelques arcsec/siècle

#5 *Tests expérimentaux*

Effet Einstein-de Sitter ou précession géodétique (1916/1988)

$$\Omega \approx \frac{3c}{2r}\left(\frac{r_s}{2r}\right)^{3/2}$$

quelques arcsec/siècle

vérifié par Gravity Probe B

#6 *Tests expérimentaux*

Entraînement des référentiels : effet Lense-Thirring (1918/2004)

#6 *Tests expérimentaux*

Entraînement des référentiels : effet Lense-Thirring (1918/2004)

gravitomagnétisme

$$\vec{F} = m(\vec{E}_G + \vec{v} \wedge 4\vec{B}_G)$$

#6 Tests expérimentaux

Entraînement des référentiels : effet Lense-Thirring (1918/2004)

gravitomagnétisme

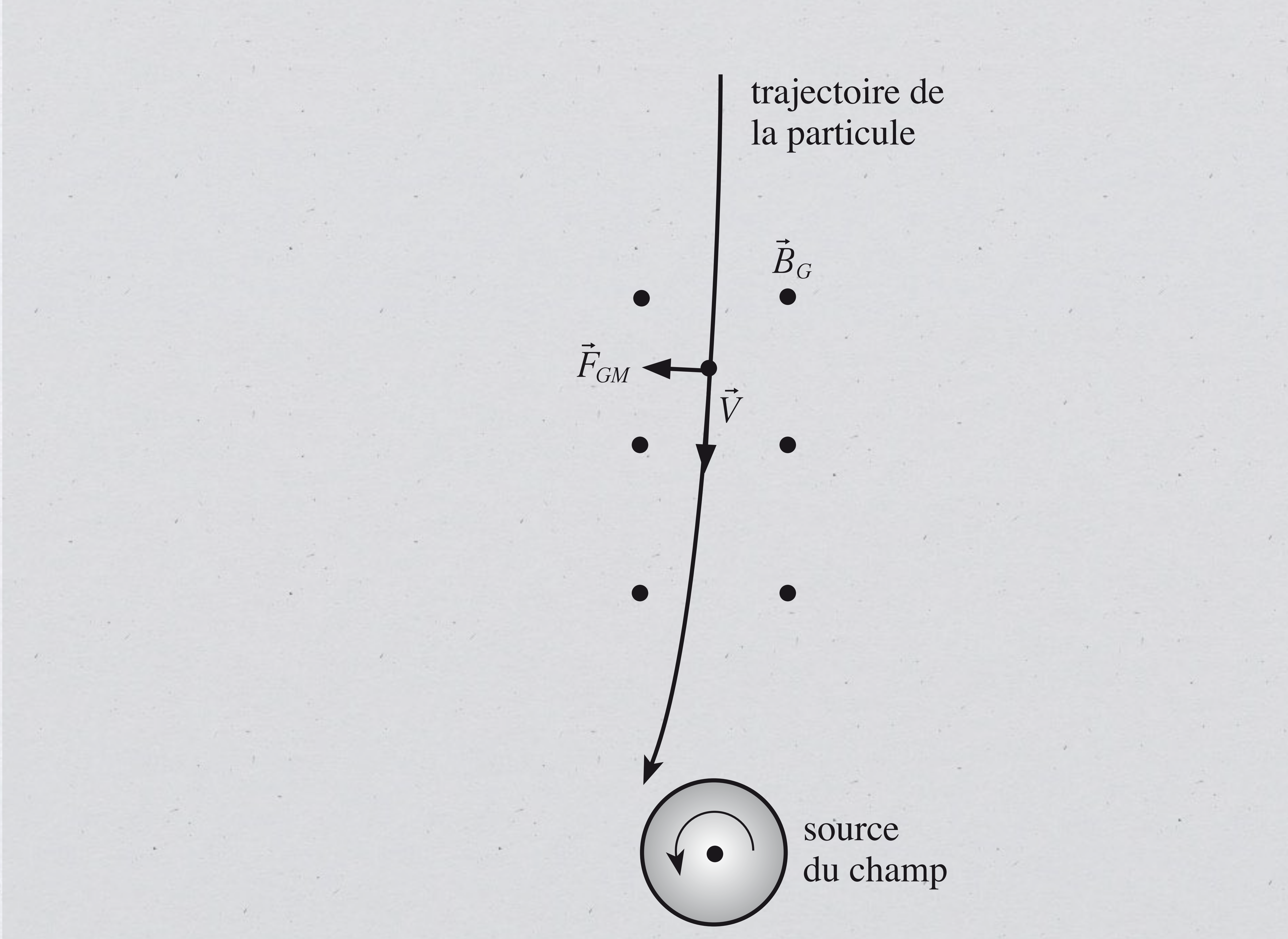
$$\vec{F} = m(\vec{E}_G + \vec{v} \wedge 4\vec{B}_G)$$

$$\vec{E}_G \equiv -\vec{\nabla}\Phi_G - \frac{\partial \vec{A}_G}{\partial t}$$

$$\vec{B}_G \equiv \vec{\nabla} \wedge \vec{A}_G$$

$$\Phi_G = -\iiint \frac{G\rho_0}{r}\, d^3V$$

$$A^i_G = -\iiint \frac{GJ_i}{r}\, d^3V$$



trajectoire de
la particule
$\vec{B}_G$
$\vec{F}_{GM}$
$\vec{V}$
source
du champ

#6 Tests expérimentaux

Entraînement des référentiels : effet Lense-Thirring (1918/2004)

$$\vec{\Omega} \approx \frac{r_s}{2r^3} \frac{3(\vec{J} \cdot \vec{u}_r) - \vec{J}}{M}$$

#6 *Tests expérimentaux*

Entraînement des référentiels : effet Lense-Thirring (1918/2004)

$$\vec{\Omega} \approx \frac{r_s}{2r^3} \frac{3(\vec{J} \cdot \vec{u}_r) - \vec{J}}{M}$$

vérifié par LAGEOS

#7 Tests expérimentaux

Ondes gravitationnelles

#7 *Tests expérimentaux*

Ondes gravitationnelles

dit rapidement : ondes dans la structure de l’espace-temps

#7 Tests expérimentaux

Ondes gravitationnelles

dit rapidement : ondes dans la structure de l’espace-temps

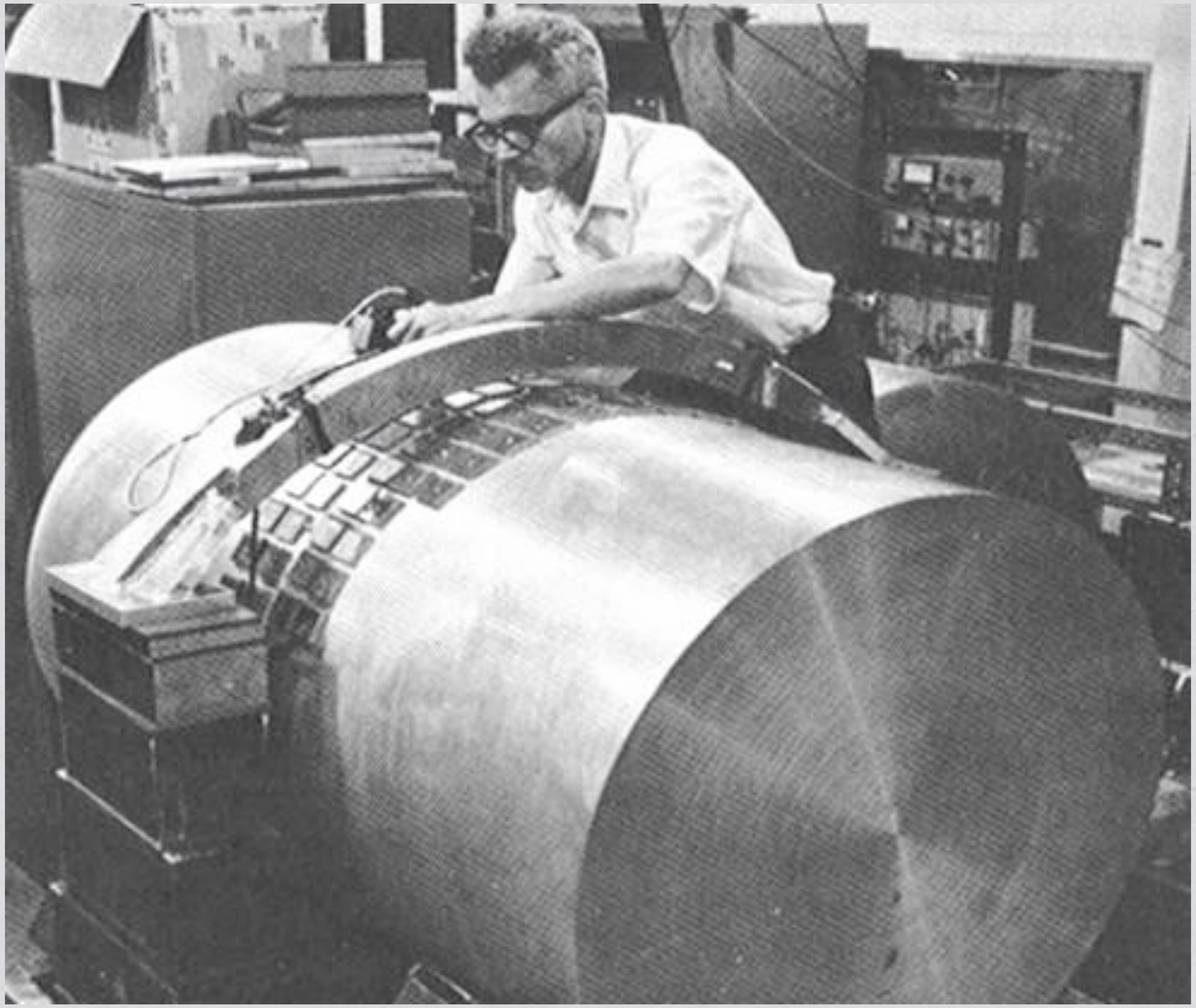
En fait, c’est subtil. La notion d’énergie gravitationnelle est très délicate à définir en relativité générale.

Longue controverse historique sur la réalité de ces ondes

#7 ondes gravitationnelles

barres de Weber

(années 1960)

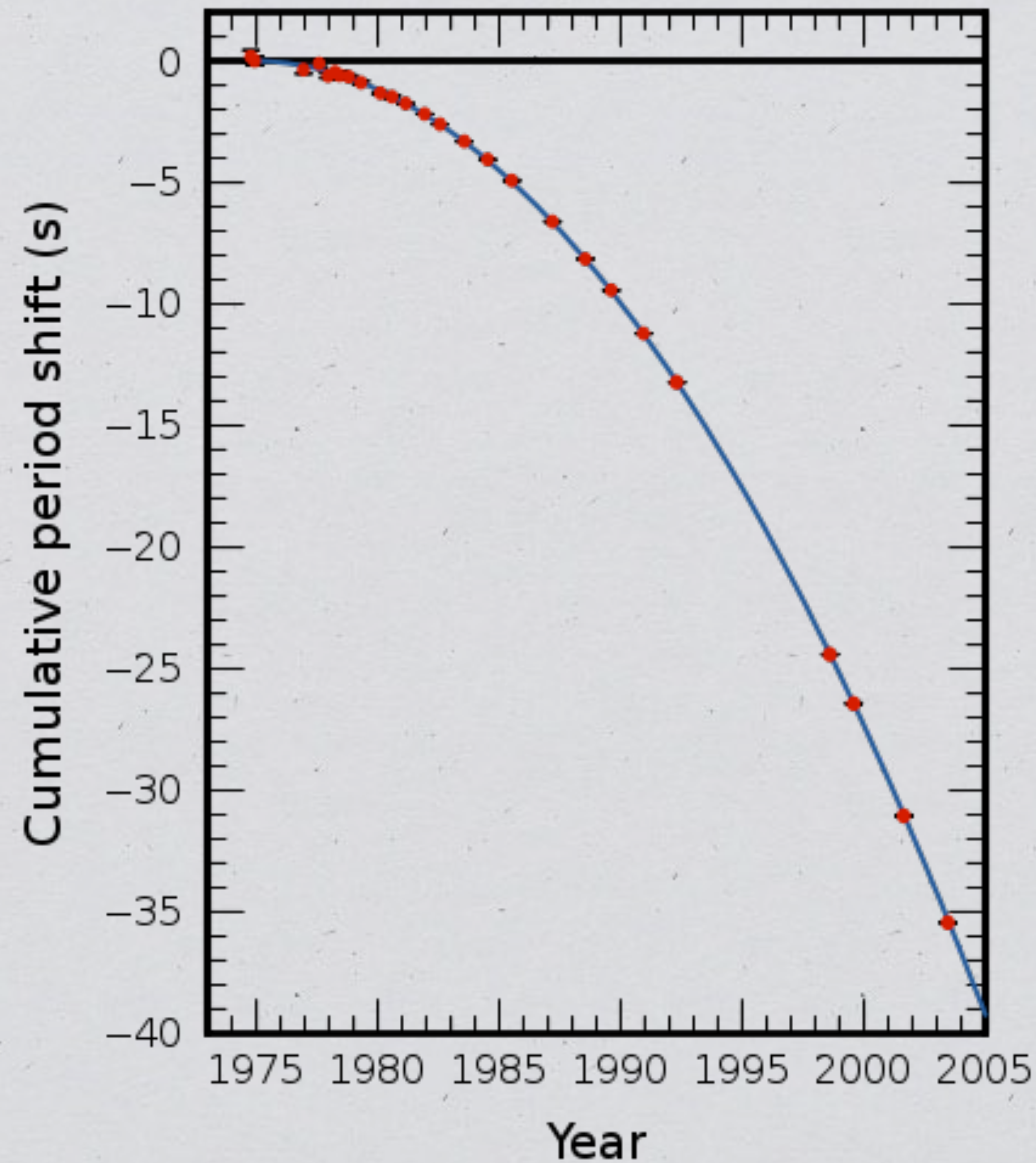


Bibliographie
Dictionnaire de physique

#7 *ondes gravitationnelles*

Détection indirecte dans le pulsar binaire PSR 1913+16

Hulse et Taylor (1974)



#7 ondes gravitationnelles

#7 *ondes gravitationnelles*

Détection directe en 2016 par LIGO/Virgo

#8

Cosmologie

#8 *Cosmologie*

Principe cosmologique

« À grande échelle, l'Univers est homogène et isotrope »

Métrique de Robertson-Walker

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t)\left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta\, d\phi^2\right)$$

#8 Cosmologie

Expansion de l'Univers

Histoire thermique

Nucléosynthèse primordiale

Formation des grandes structures

Rayonnement de fond cosmologique

Difficultés

Difficultés

- Manipuler des tenseurs
- Singularités
- Interprétation des coordonnées

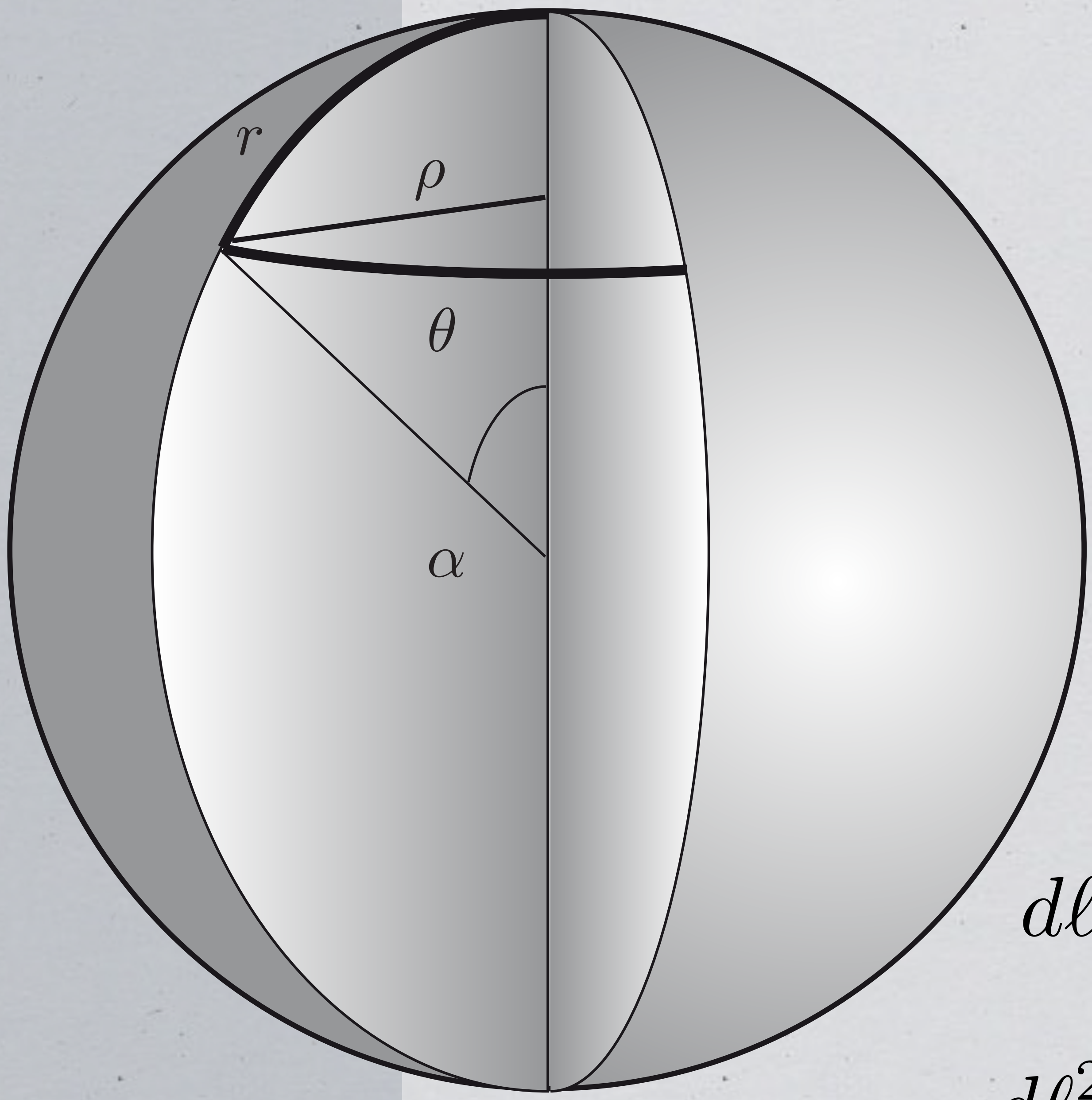
Singularités

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta d\phi^2$$

quantités singulières pour deux valeurs de r :

$$r = 0 \qquad\qquad r = r_s$$

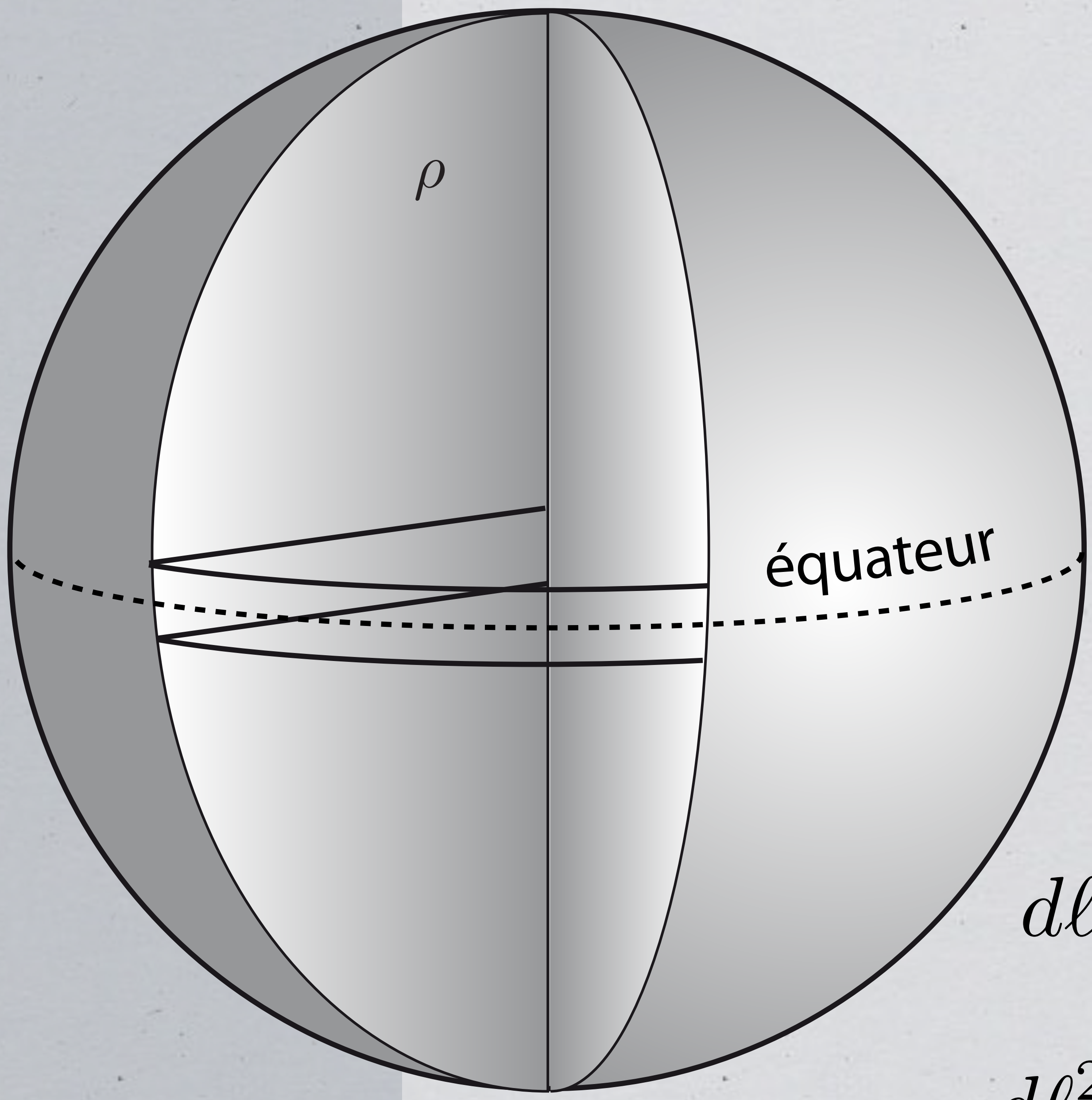
Singularités



$$d\ell^2 = R^2 d\alpha^2 + R^2 \sin^2\alpha \, d\theta^2$$

$$d\ell^2 = \frac{d\rho^2}{1 - \rho^2/R^2} + (\cdots)\, d\theta^2$$

Singularités

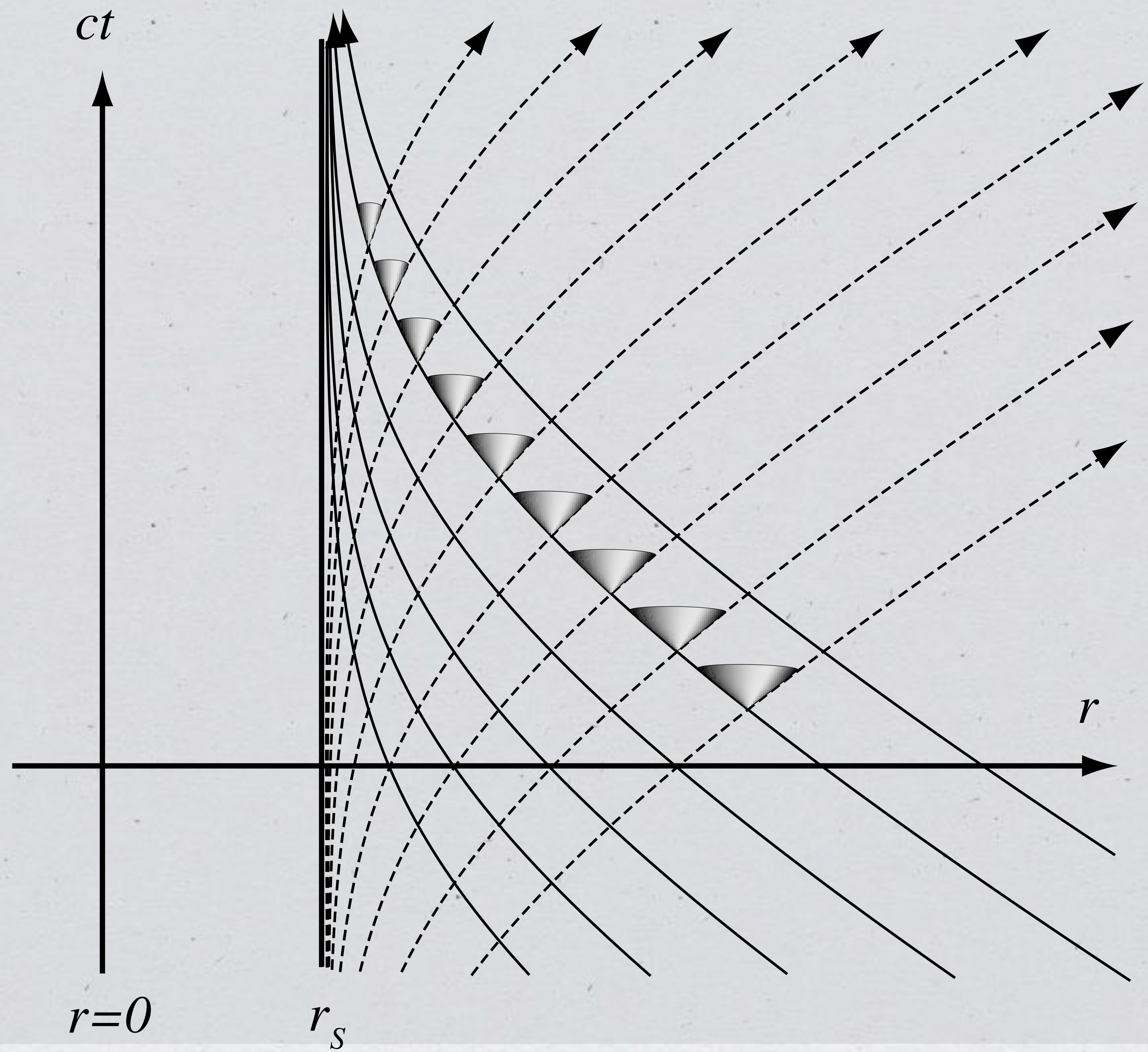


singularité de coordonnées

$$d\ell^2 = R^2 d\alpha^2 + R^2 \sin^2\alpha \, d\theta^2$$

$$d\ell^2 = \frac{d\rho^2}{1-\rho^2/R^2} + (\cdots)\, d\theta^2$$

Singularités

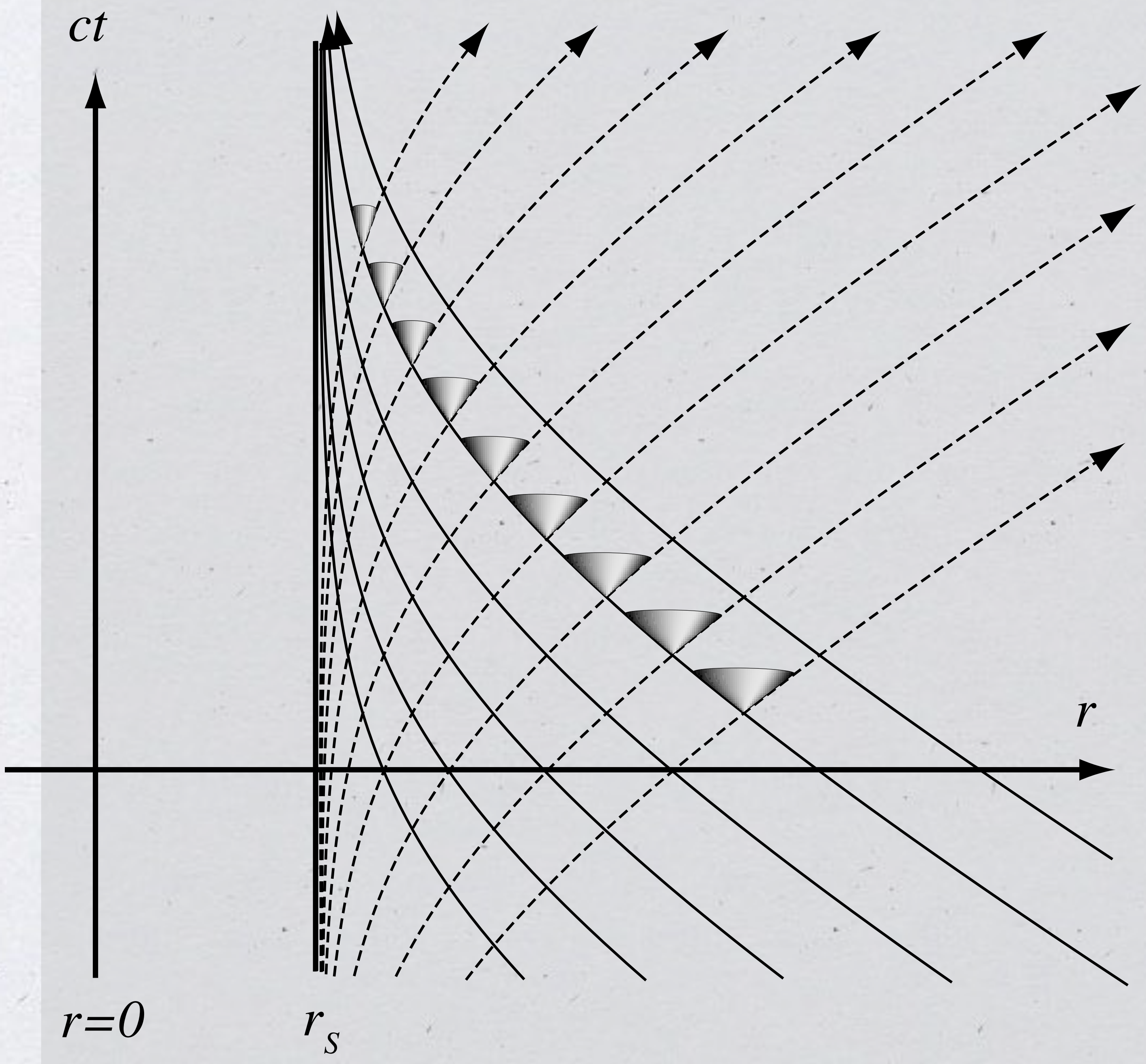


Singularités

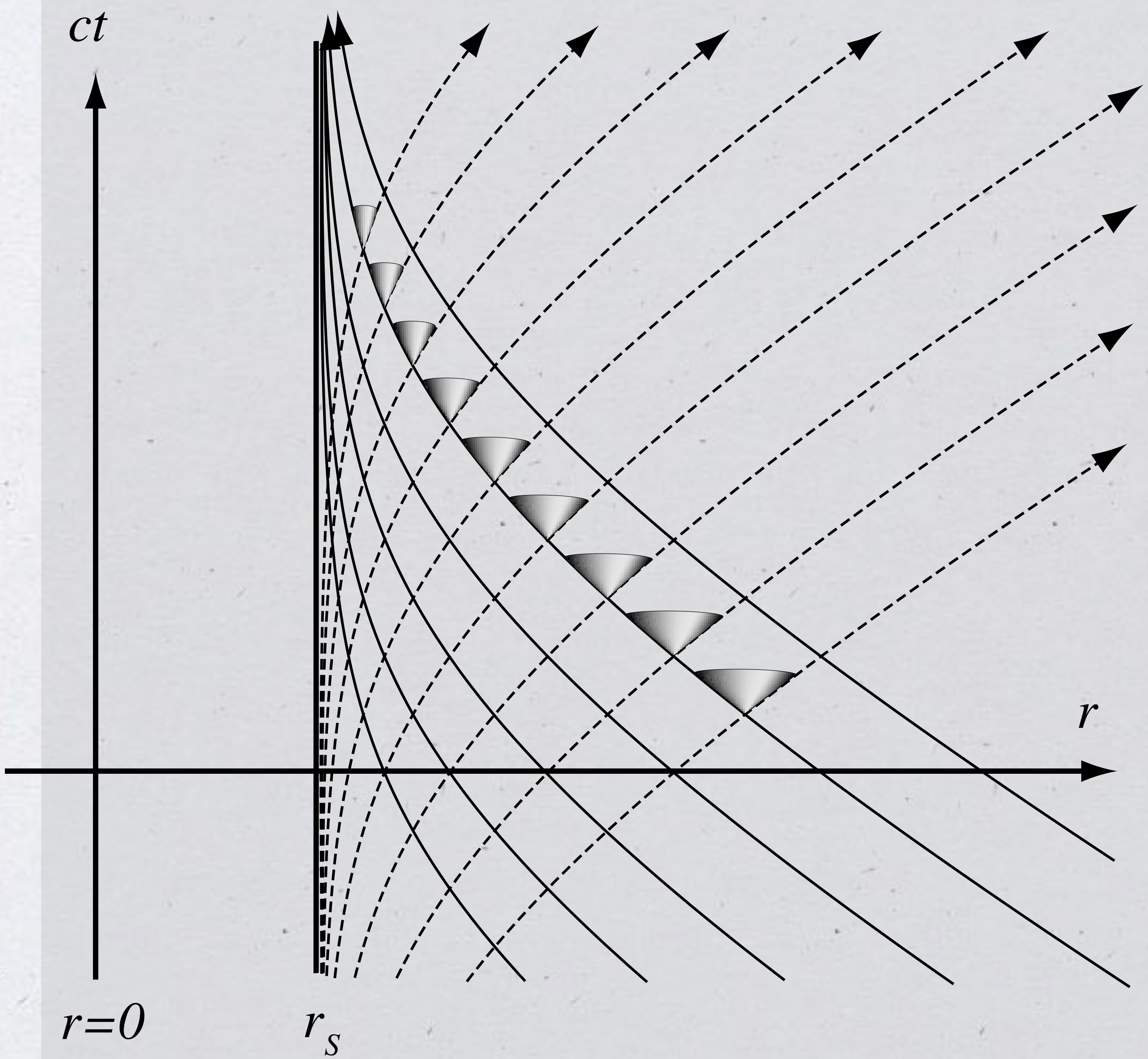
coordonnées d'Eddington-Finkelstein

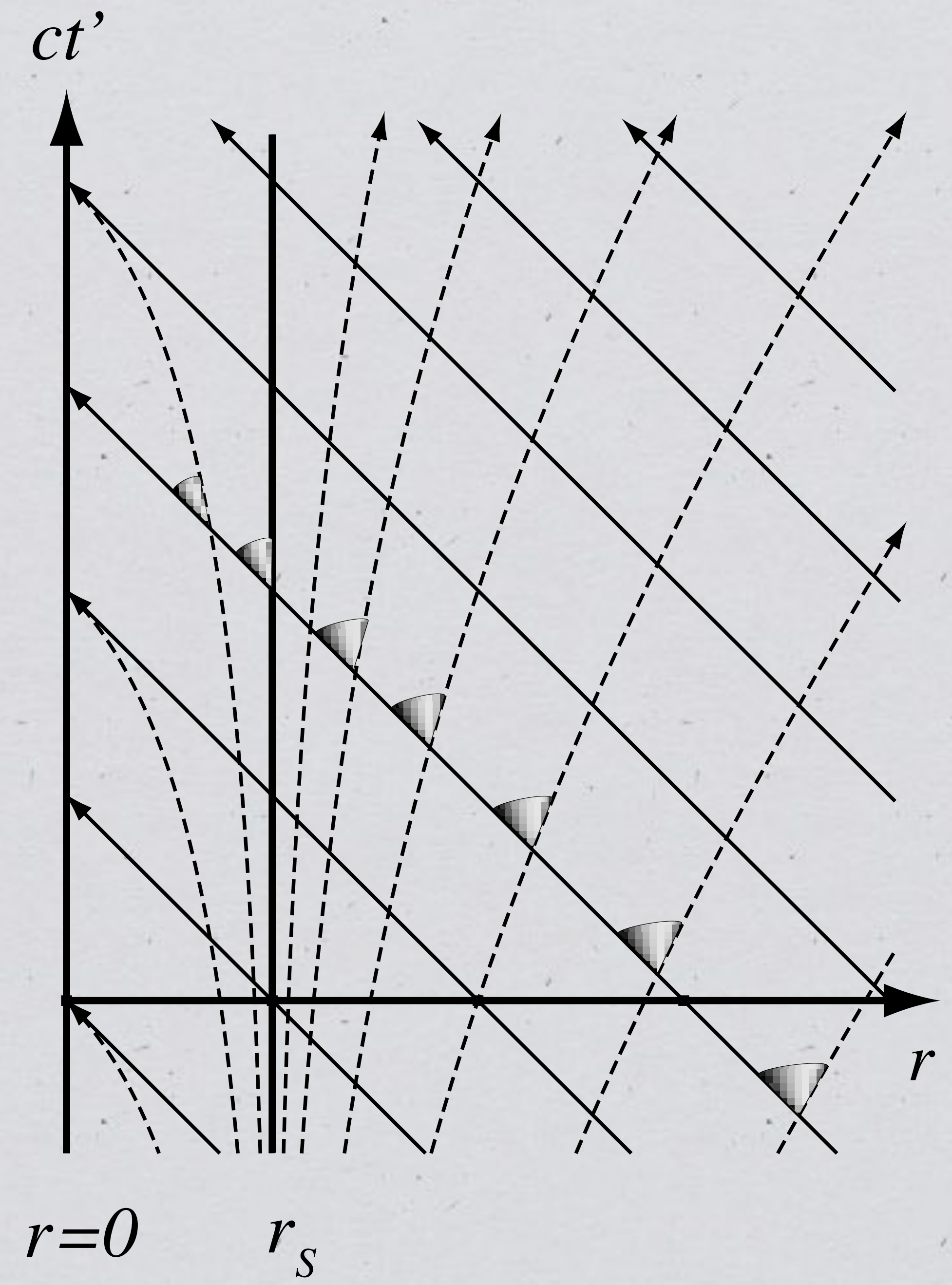
$$ct' = ct - r_s \ln\left|\frac{r}{r_s} - 1\right|$$

Singularités



Singularités





Coordonnées

$$ct' = ct - r_s \ln\left|\frac{r}{r_s} - 1\right|$$

Coordonnées

$$ct' = ct - r_s \ln\left|\frac{r}{r_s} - 1\right|$$

on a le droit de faire ça ?!?

Coordonnées

$$ct' = ct - r_s \ln\left|\frac{r}{r_s} - 1\right|$$

on a le droit de faire ça ?!?

oui, les coordonnées n’ont pas de sens physique a priori

Coordonnées

$$ct' = ct - r_s \ln\left|\frac{r}{r_s} - 1\right|$$

on a le droit de faire ça ?!?

oui, les coordonnées n’ont pas de sens physique a priori

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta d\phi^2$$

Alternatives

théorie de Brans-Dicke

théories de Gauss-Bonnet

prise en compte d’une torsion

théorie des cordes

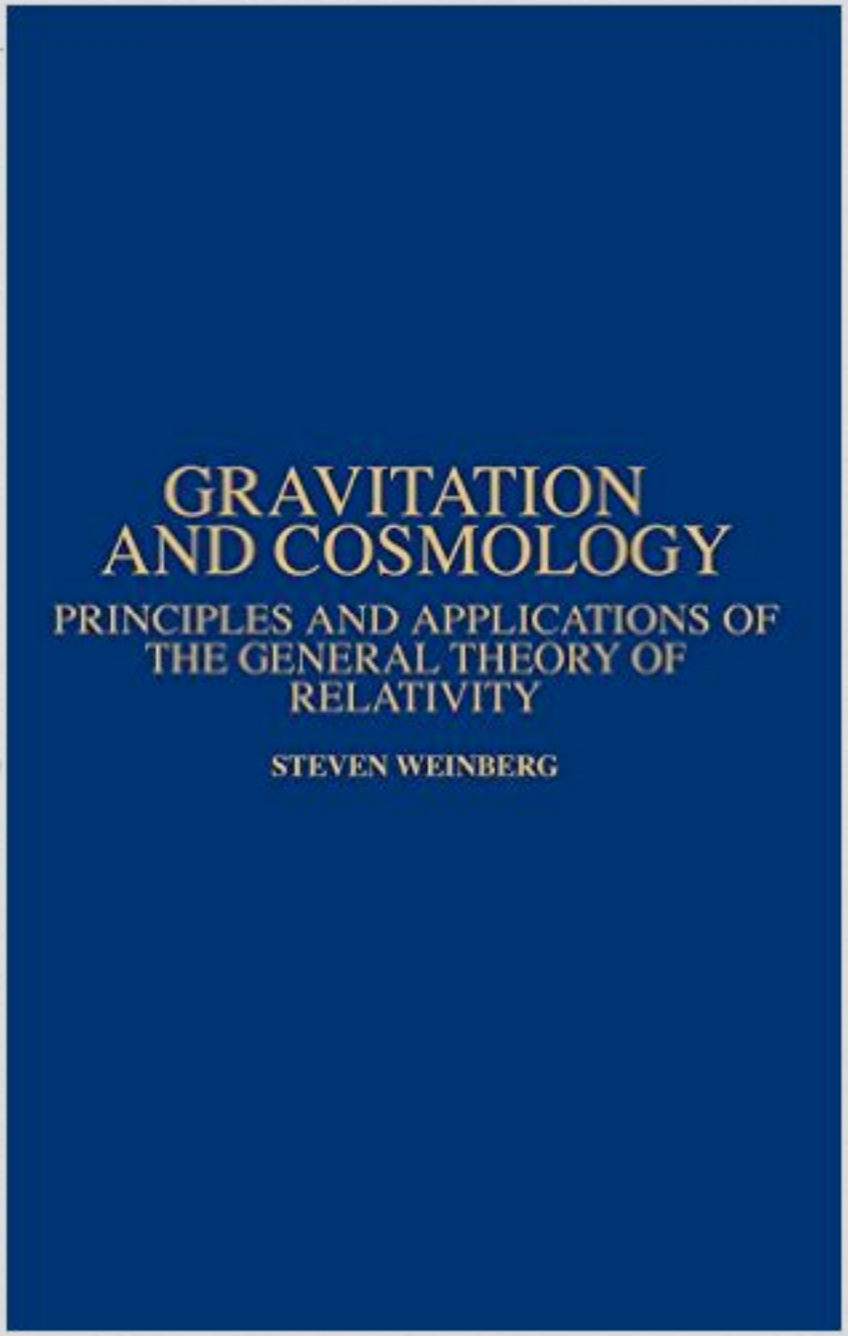
gravité quantique à boucles

Références

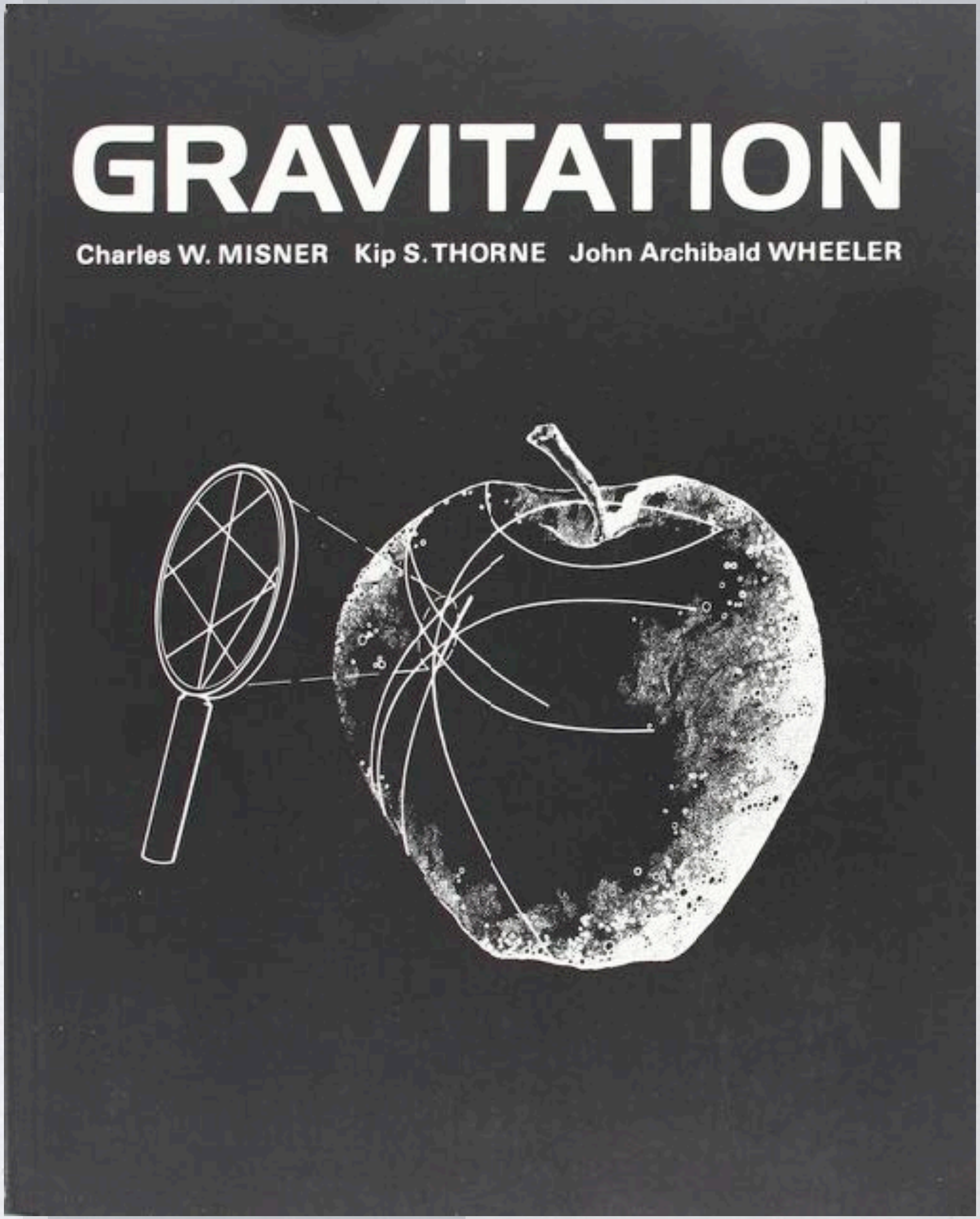
Références

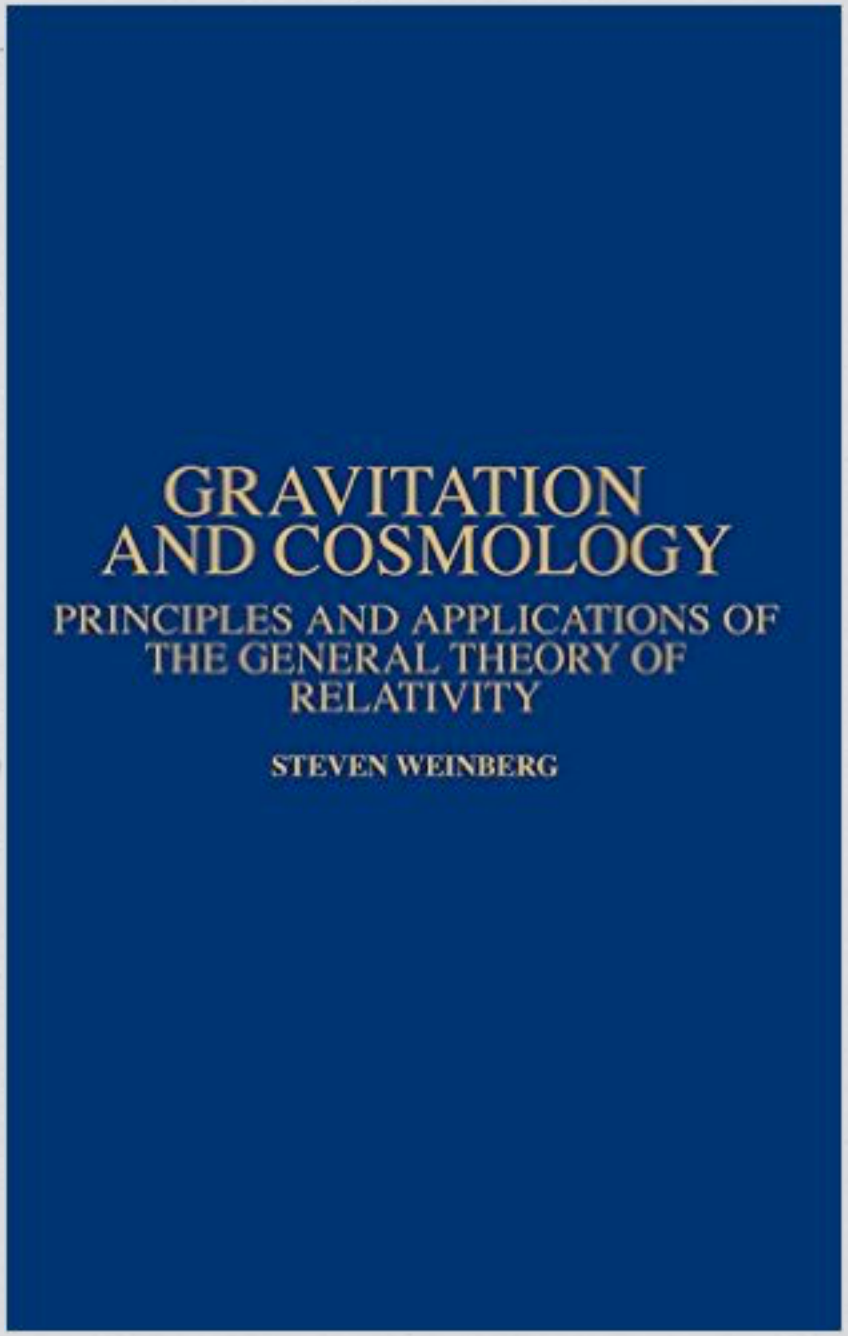
Références

Références


GRAVITATION
AND COSMOLOGY
PRINCIPLES AND APPLICATIONS OF
THE GENERAL THEORY OF
RELATIVITY
STEVEN WEINBERG

Références


GRAVITATION
Charles W. MISNER Kip S. THORNE John Archibald WHEELER

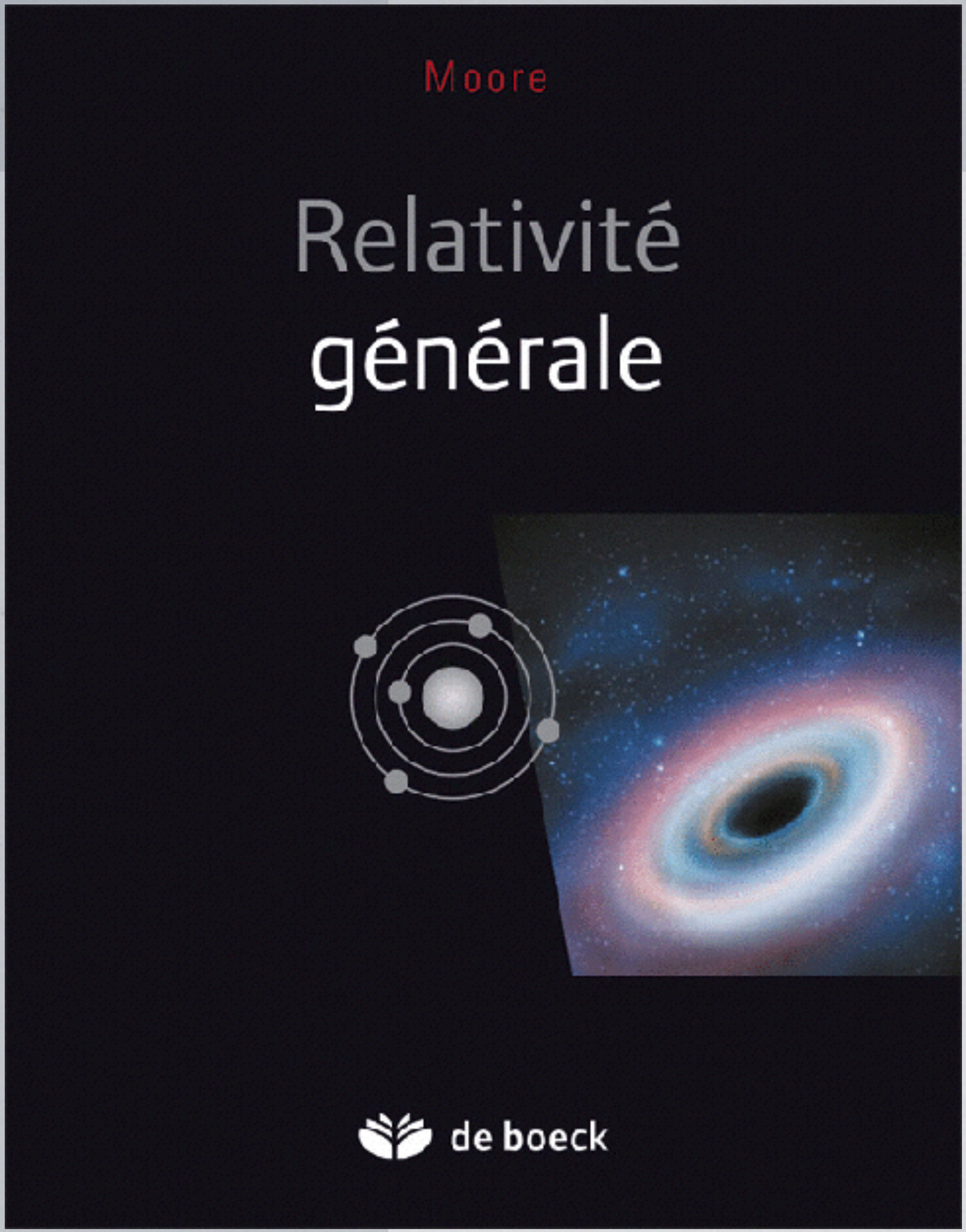

GRAVITATION AND COSMOLOGY
PRINCIPLES AND APPLICATIONS OF THE GENERAL THEORY OF RELATIVITY
STEVEN WEINBERG

Références

Références


Hobson | Efstathiou | Lasenby
Relativité
générale
United States 8c
EINSTEIN
de boeck

Références


Moore
Relativité
générale
de boeck


Hobson | Efstathiou | Lasenby
Relativité
générale
United States 8c
EINSTEIN
de boeck

Références

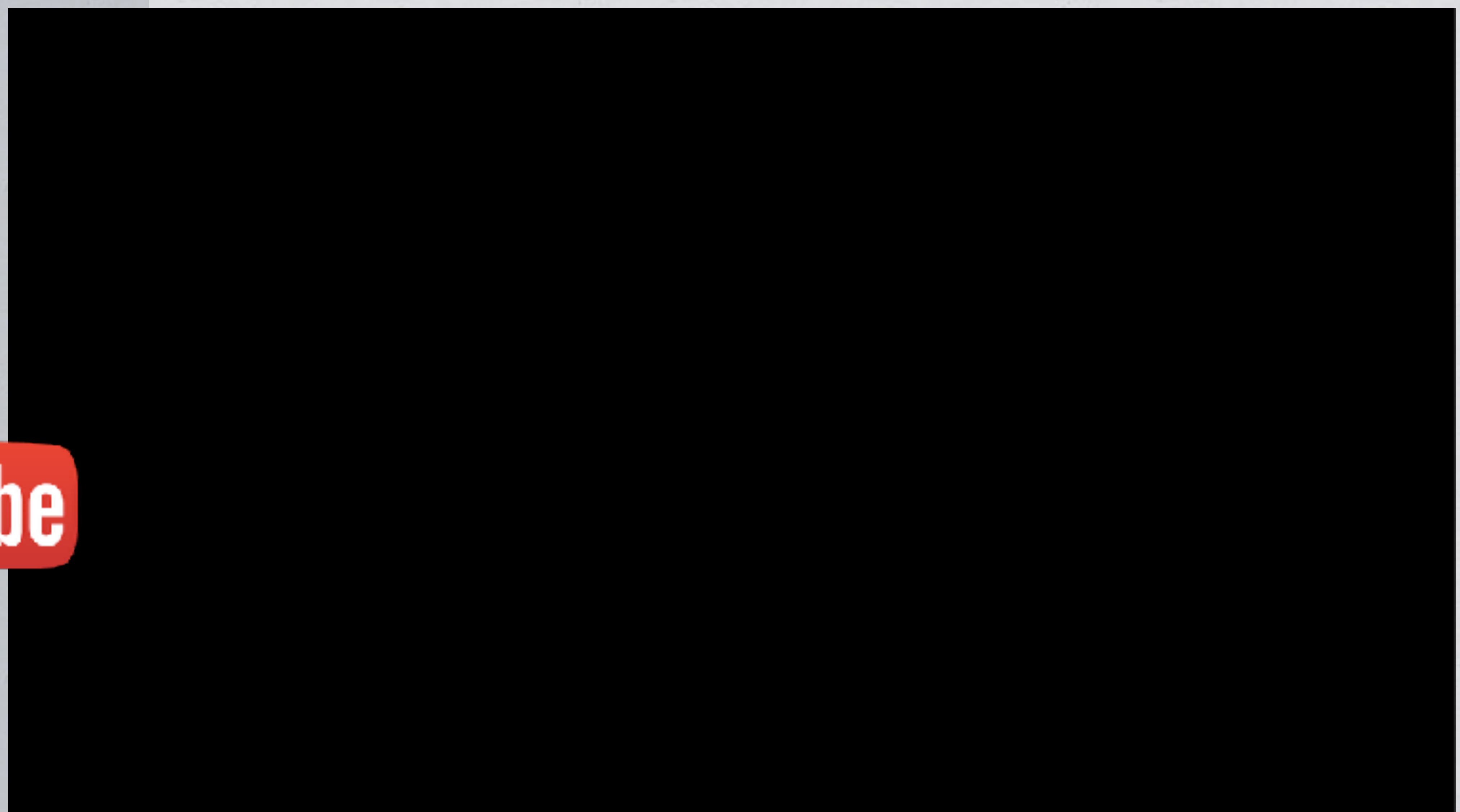
« The Confrontation between General Relativity and Experiment »

Clifford M. Will

Living Reviews in relativity

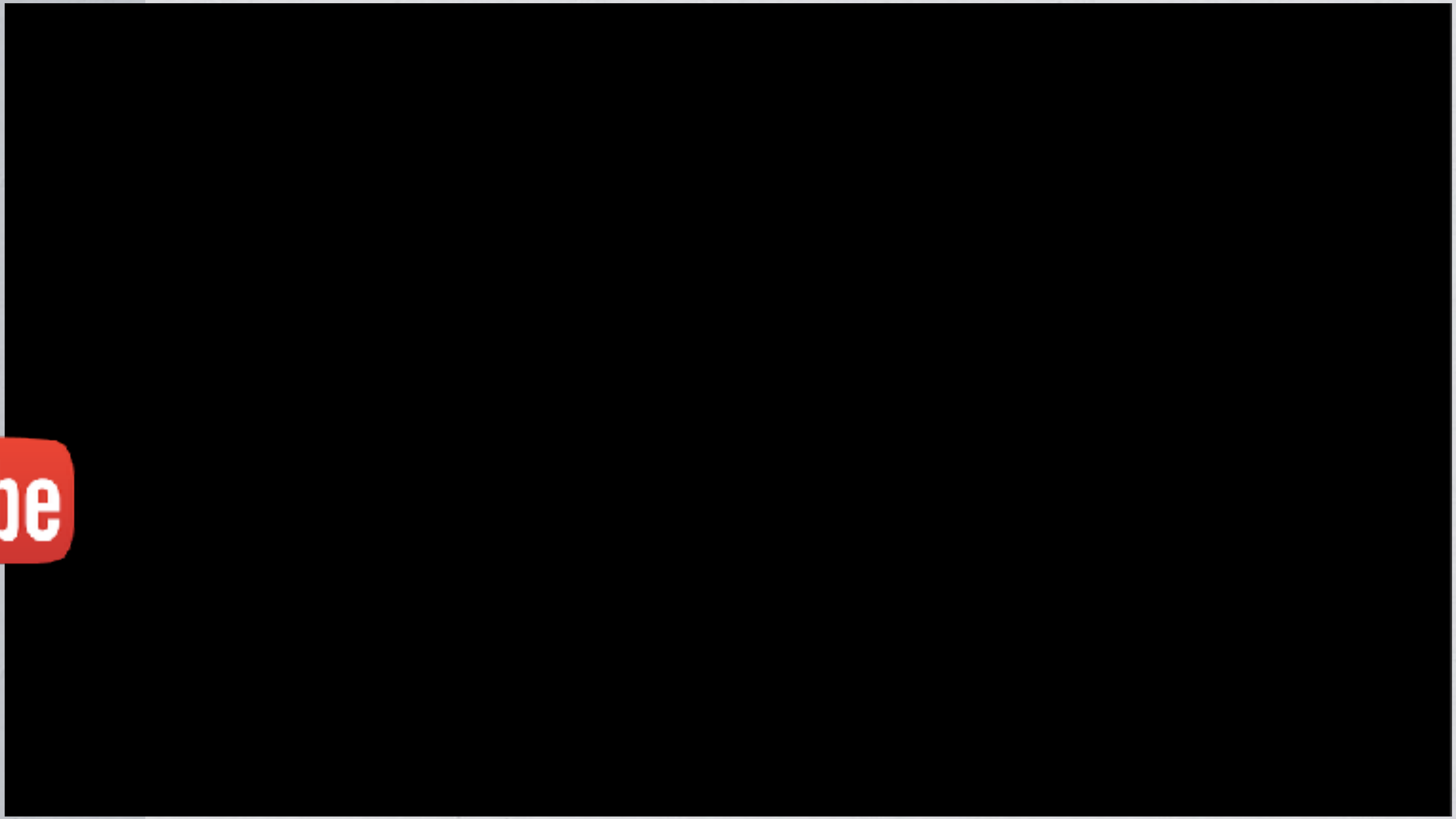
http://relativity.livingreviews.org/Articles/lrr-2006-3/

Références



http://podcast.grenet.fr/podcast/cours-dintroduction-a-la-relativite-generale/

26 épisodes de 25 à 45 minutes (HD 720)



http://podcast.grenet.fr/podcast/cours-dintroduction-a-la-relativite-generale/

Contact

taillet@lapth.cnrs.fr

Richard.Taillet@univ-savoie.fr

« Dictionnaire de physique »
sur Facebook