

Sonder l'espace-temps en observant les trous noirs

Éric Gourgoulhon

Laboratoire d'étude de l'Univers et des phénomènes eXtrêmes (LUX)
Observatoire de Paris - PSL, CNRS, Sorbonne Université
Meudon

et

Laboratoire de Mathématiques de Bretagne Atlantique (LMBA)
CNRS, Université de Bretagne Occidentale
Brest

Association Galilée
Université de Bretagne Occidentale, Brest
5 mars 2026

Plan

- 1 L'espace-temps
- 2 Les trous noirs dans l'espace-temps relativiste
- 3 Observer les trous noirs ?
- 4 Les premières images des trous noirs
- 5 Un autre canal d'observation : les ondes gravitationnelles
- 6 Conclusions



Plan

- 1 L'espace-temps
- 2 Les trous noirs dans l'espace-temps relativiste
- 3 Observer les trous noirs ?
- 4 Les premières images des trous noirs
- 5 Un autre canal d'observation : les ondes gravitationnelles
- 6 Conclusions

L'espace

Nous vivons dans un espace à *trois dimensions* :

- devant \leftrightarrow derrière,
- gauche \leftrightarrow droite,
- haut \leftrightarrow bas

\implies 3 nombres (*coordonnées*) pour décrire la position d'un point dans l'espace.

Exemples :

- coordonnées cartésiennes (x, y, z)
- coordonnées géographiques (latitude, longitude, altitude)

Le temps

Le temps ne possède qu'une seule dimension : passé \rightarrow futur

\Rightarrow 1 seul nombre t (*date*) pour localiser un événement dans le temps.

Le temps

Le temps ne possède qu'*une seule dimension* : passé \rightarrow futur

\Rightarrow 1 seul nombre t (*date*) pour localiser un événement dans le temps.

Pourquoi unifier l'espace et le temps ?

Bien avant la relativité...

d'Alembert (1754) : article *dimension* de l'*Encyclopédie* :



« *J'ai dit plus haut qu'il n'étoit pas possible de concevoir plus de trois dimensions. Un homme d'esprit de ma connaissance croit qu'on pourroit cependant regarder la durée comme une quatrième dimension, et que le produit du tems par la solidité, serait en quelque maniere un produit de quatre dimensions.* »

Bien avant la relativité...

d'Alembert (1754) : article *dimension* de l'*Encyclopédie* :



« *J'ai dit plus haut qu'il n'étoit pas possible de concevoir plus de trois dimensions. Un homme d'esprit de ma connaissance croit qu'on pourroit cependant regarder la durée comme une quatrième dimension, et que le produit du tems par la solidité, serait en quelque maniere un produit de quatre dimensions.* »

Lagrange (1797) : *Traité des fonctions analytiques* :



« *Ainsi on peut regarder la mécanique comme une géométrie à quatre dimensions, et l'analyse mécanique comme une extension de l'analyse géométrique.* »

Union mathématique de l'espace et du temps

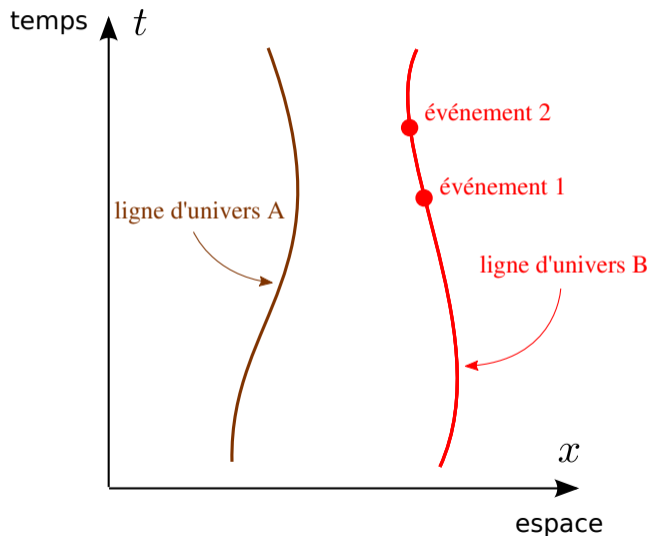
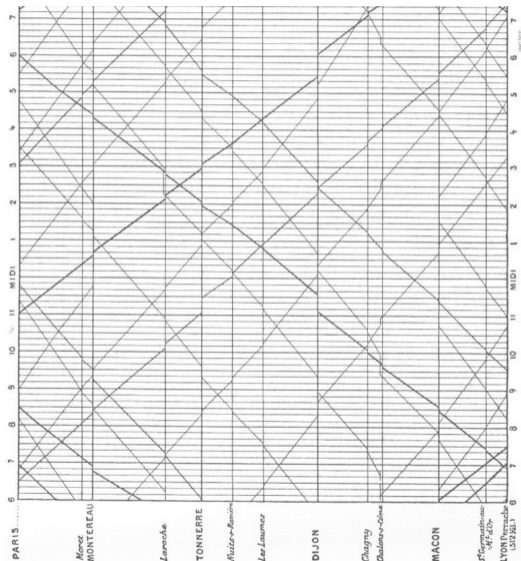


Diagramme d'espace-temps

- Dans l'**espace** :
→ une particule est représentée par un **point**
- Dans l'**espace-temps** :
→ une particule est représentée par une **ligne continue**, appelée **ligne d'univers**
→ un **événement** correspond à un **point**

Un diagramme d'espace-temps de 1878!



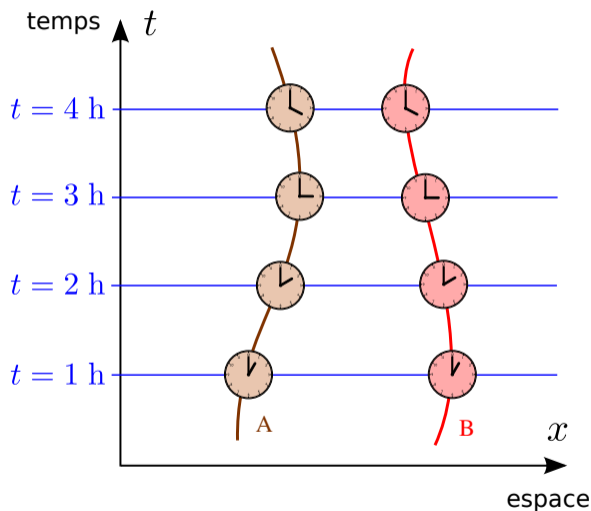
Lignes d'univers des trains Paris-Lyon

Étienne Jules Marey : *La Méthode graphique dans les sciences expérimentales* (1878)

« d'après la méthode de M. Ibry »

La **pen**te est proportionnelle à l'inverse de la **vit**esse

L'espace-temps newtonien



L'espace-temps newtonien est doté d'une structure universelle :

temps absolu t

« Le temps absolu, vrai et mathématique, sans relation à rien d'extérieur, coule uniformément, et s'appelle durée. »

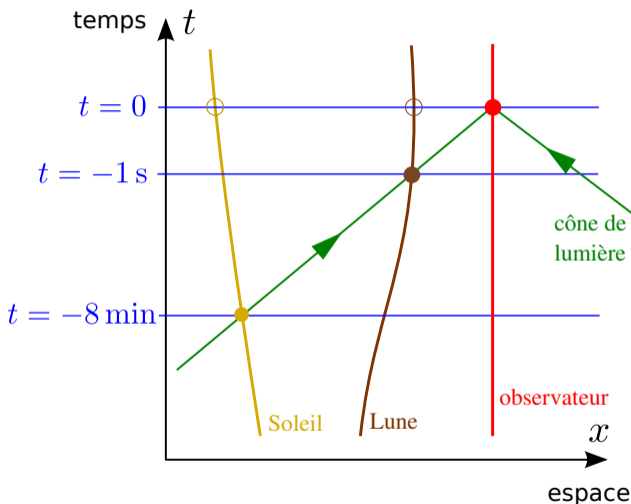


Isaac Newton, *Principia Mathematica* (1687)

Tous les observateurs mesurent le même temps

Description mathématique : $\mathcal{E} = \mathbb{R}^4 = \mathbb{R} \times \mathbb{R}^3$

Mélanger le temps et l'espace a-t-il un sens physique ?

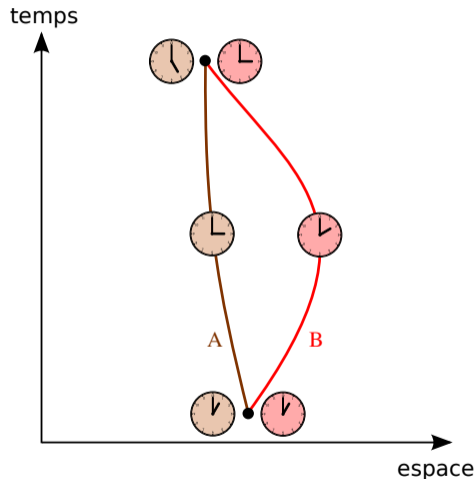


Percevons-nous l'espace absolu au temps $t = 0$?

Non : en raison de la vitesse finie de la lumière, nous ne voyons que le **cône de lumière passé**

Ainsi, même dans le cadre newtonien, **nous ne percevons pas l'espace indépendamment du temps.**

1905 : une révolution en physique !



Relativité restreinte (Albert Einstein)

Il n'y a pas de temps absolu.

Chaque observateur mesure son **temps propre**.

Deux observateurs en mouvement relatif ne s'accordent pas forcément sur le temps propre écoulé entre deux événements.

relativité du temps

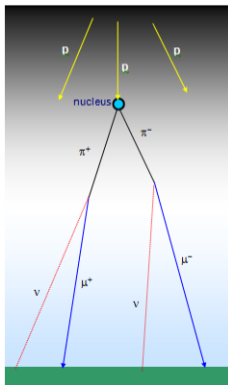
⇒ paradoxe des jumeaux (voyageur de Langevin)

Preuve expérimentale de la relativité du temps

Pourquoi n'avait-on jamais perçu la diversité des temps propres ?

C'est parce que dans la vie quotidienne, les vitesses entre les différents observateurs sont faibles devant la vitesse de la lumière :

$$c = 299\,792\,458 \text{ m/s}$$



Mesure de la durée de vie des muons

Muons (μ^-) produits dans les hautes couches de l'atmosphère par l'interaction des rayons cosmiques avec les atomes d'azote et d'oxygène

Durée de vie moyenne d'un muon au repos : $\tau_0 = 2,2 \mu\text{s}$

Distance moyenne parcourue $d = c\tau_0 \simeq 600\text{m}$

\implies aucun muon ne devrait atteindre le sol

Frisch & Schmidt (1963) : $\tau_{\text{obs}} \simeq 8\tau_0$ ($V = 0.995 c$)

Génèse de l'espace-temps relativiste

- 1898 : Henri Poincaré souligne que la **simultanéité** de deux événements n'est pas absolue : elle dépend de l'observateur.

Génèse de l'espace-temps relativiste

- 1898 : Henri Poincaré souligne que la **simultanéité** de deux événements n'est pas absolue : elle dépend de l'observateur.
- 1905 : Albert Einstein élabore la **relativité restreinte** pour décrire « *l'électrodynamique des corps en mouvements* ».

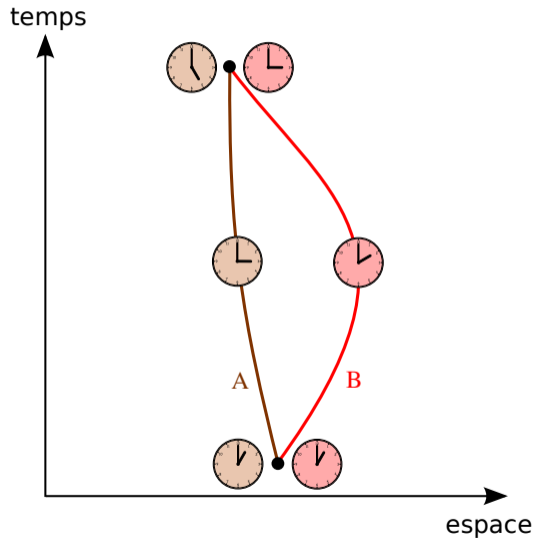
Génèse de l'espace-temps relativiste

- 1898 : Henri Poincaré souligne que la **simultanéité** de deux événements n'est pas absolue : elle dépend de l'observateur.
- 1905 : Albert Einstein élabore la **relativité restreinte** pour décrire « *l'électrodynamique des corps en mouvements* ».
- 1905 : Henri Poincaré introduit des concepts **quadridimensionnels** pour la cinématique relativiste.

Génèse de l'espace-temps relativiste

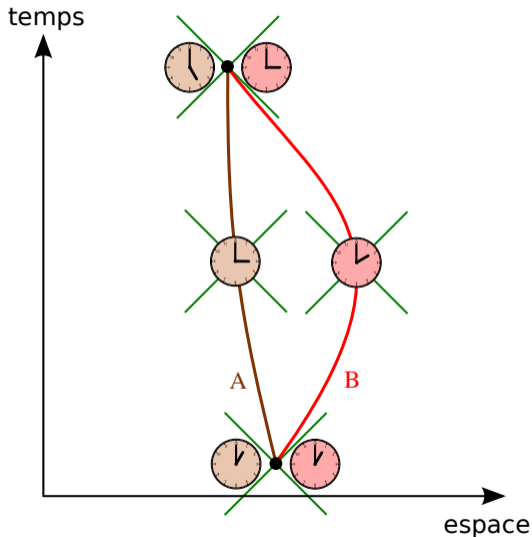
- 1898 : Henri Poincaré souligne que la **simultanéité** de deux événements n'est pas absolue : elle dépend de l'observateur.
- 1905 : Albert Einstein élabore la **relativité restreinte** pour décrire « *l'électrodynamique des corps en mouvements* ».
- 1905 : Henri Poincaré introduit des concepts **quadridimensionnels** pour la cinématique relativiste.
- 1908 : Hermann Minkowski développe le concept d'**espace-temps** :
« *L'espace indépendant du temps, le temps indépendant de l'espace ne sont plus que des ombres vaines ; une sorte d'union des deux doit seule subsister encore.* »

Une structure absolue dans l'espace-temps relativiste



Le temps n'est plus absolu :
 chaque observateur mesure son **temps propre**
 \Rightarrow relativité du temps

Une structure absolue dans l'espace-temps relativiste

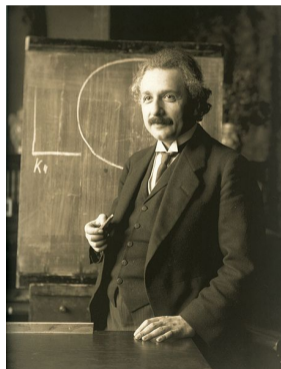
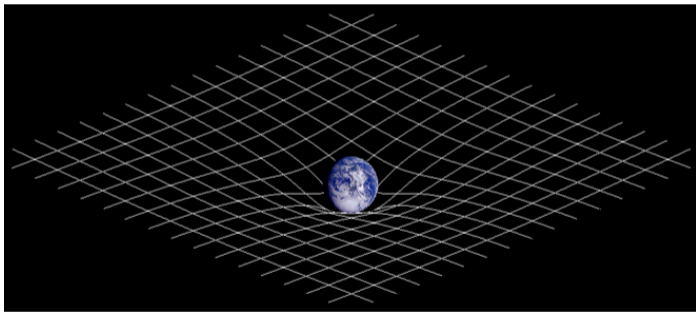


Tout n'est pas relatif : il existe une structure absolue : celle des **cônes de lumière**

Cet absolu est la traduction géométrique de l'invariance de la vitesse de la lumière vis-à-vis de tout observateur.

L'espace-temps de la relativité générale

- 1915 : Albert Einstein incorpore la gravitation dans la relativité, en construisant la **relativité générale** sur le concept d'**espace-temps courbe**.



La relativité générale décrit la gravitation comme la **courbure de l'espace-temps** (et non plus comme une force).

Description mathématique de l'espace-temps relativiste

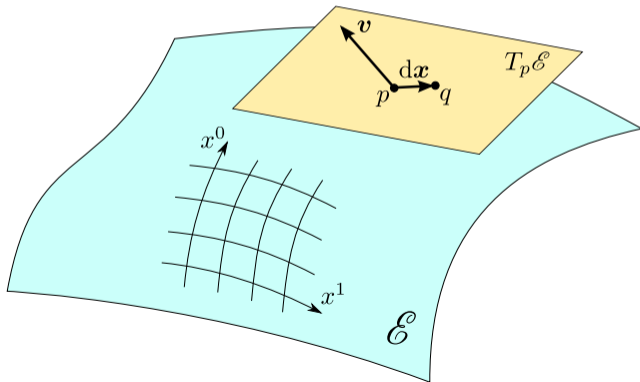
espace-temps = (\mathcal{E}, g)

- \mathcal{E} : variété différentielle de dimension 4
- g : tenseur métrique

Description mathématique de l'espace-temps relativiste

espace-temps = (\mathcal{E}, g)

- \mathcal{E} : variété différentielle de dimension 4
- g : tenseur métrique



Variété différentielle : espace topologique \mathcal{E} qui est *localement* homéomorphe à \mathbb{R}^4

\Rightarrow **cartes (coordonnées)**

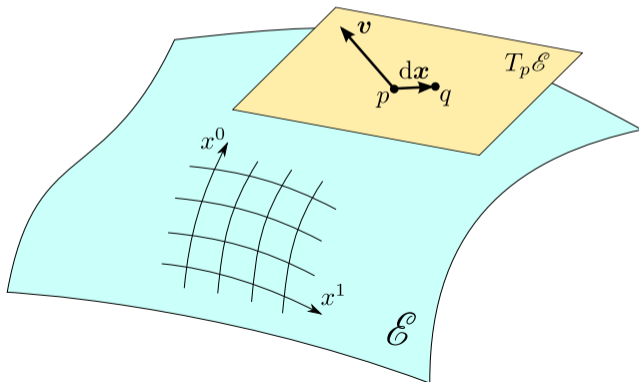
\Rightarrow **vecteurs tangents**

$T_p\mathcal{E}$: espace vectoriel tangent à \mathcal{E} au point p

Description mathématique de l'espace-temps relativiste

espace-temps = (\mathcal{E}, g)

- \mathcal{E} : variété différentielle de dimension 4
- g : tenseur métrique



Variété différentielle : espace topologique \mathcal{E} qui est *localement* homéomorphe à \mathbb{R}^4

\implies **cartes (coordonnées)**

\implies **vecteurs tangents**

$T_p\mathcal{E}$: espace vectoriel tangent à \mathcal{E} au point p

Remarque : le vecteur connectant deux points p et q de \mathcal{E} n'est défini que pour p et q infiniment proches.

Le tenseur métrique

Tenseur métrique g : produit (pseudo)-scalaire sur \mathcal{E} ,

c.à.d. un champ de formes bilinéaires symétriques non dégénérées :

$$\begin{aligned} \forall p \in \mathcal{E}, \quad g|_p : T_p \mathcal{E} \times T_p \mathcal{E} &\longrightarrow \mathbb{R} \\ (\mathbf{u}, \mathbf{v}) &\longmapsto g(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = g_{\mu\nu} u^\mu v^\nu \end{aligned}$$

dont la signature est $(-, +, +, +)$: \exists base $(\mathbf{e}_\alpha)_{0 \leq \alpha \leq 3}$ de $T_p \mathcal{E}$ telle que

$$g(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = -u^0 v^0 + u^1 v^1 + u^2 v^2 + u^3 v^3 \quad (\text{signature lorentzienne})$$

Le tenseur métrique

Tenseur métrique g : produit (pseudo)-scalaire sur \mathcal{E} ,

c.à.d. un champ de formes bilinéaires symétriques non dégénérées :

$$\begin{aligned} \forall p \in \mathcal{E}, \quad \mathbf{g}|_p : T_p \mathcal{E} \times T_p \mathcal{E} &\longrightarrow \mathbb{R} \\ (\mathbf{u}, \mathbf{v}) &\longmapsto \mathbf{g}(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = g_{\mu\nu} u^\mu v^\nu \end{aligned}$$

dont la signature est $(-, +, +, +)$: \exists base $(\mathbf{e}_\alpha)_{0 \leq \alpha \leq 3}$ de $T_p \mathcal{E}$ telle que

$$\mathbf{g}(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = -u^0 v^0 + u^1 v^1 + u^2 v^2 + u^3 v^3 \quad (\text{signature lorentzienne})$$

L'élément de «longueur» :

$$ds^2 := \mathbf{g}(d\mathbf{x}, d\mathbf{x}) = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$$

Le tenseur métrique

Tenseur métrique g : produit (pseudo)-scalaire sur \mathcal{E} ,
c.à.d. un champ de formes bilinéaires symétriques non dégénérées :

$$\forall p \in \mathcal{E}, \quad g|_p : T_p \mathcal{E} \times T_p \mathcal{E} \longrightarrow \mathbb{R}$$

$$(\mathbf{u}, \mathbf{v}) \longmapsto g(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = g_{\mu\nu} u^\mu v^\nu$$

dont la signature est $(-, +, +, +)$: \exists base $(e_\alpha)_{0 \leq \alpha \leq 3}$ de $T_p \mathcal{E}$ telle que

$$g(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = -u^0 v^0 + u^1 v^1 + u^2 v^2 + u^3 v^3 \quad (\text{signature lorentzienne})$$

L'élément de «longueur» :

$$ds^2 := g(d\mathbf{x}, d\mathbf{x}) = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$$

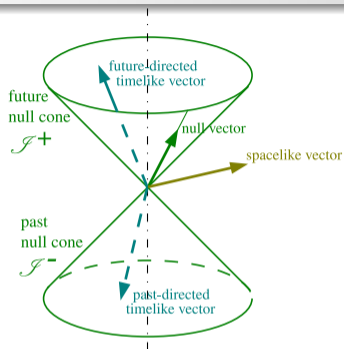
Exemple 1 : espace-temps de Minkowski (relativité restreinte)

$$\mathcal{E} = \mathbb{R}^4; \quad ds^2 = -dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2$$

Exemple 2 : espace-temps de Schwarzschild (trou noir statique)

$$\mathcal{E} = \mathbb{R}^2 \times \mathbb{S}^2; \quad ds^2 = -\left(1 - \frac{2m}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

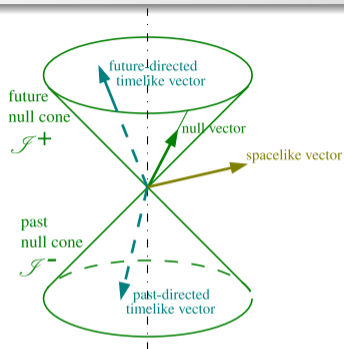
Cône de lumière



Un vecteur $v \in T_p\mathcal{E}$ est

- du **genre espace** $\iff g(v, v) > 0$
- du **genre lumière** $\iff g(v, v) = 0$
- du **genre temps** $\iff g(v, v) < 0$

Cône de lumière



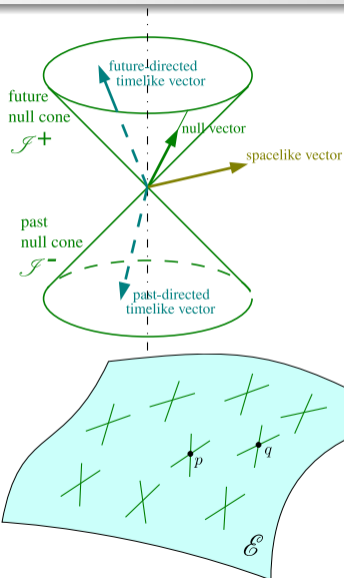
Un vecteur $v \in T_p\mathcal{E}$ est

- du **genre espace** $\iff g(v, v) > 0$
- du **genre lumière** $\iff g(v, v) = 0$
- du **genre temps** $\iff g(v, v) < 0$

Hypothèse :

l'espace-temps (\mathcal{E}, g) est **orienté dans le temps**
 \implies directions futur et passé

Cône de lumière



Un vecteur $v \in T_p\mathcal{E}$ est

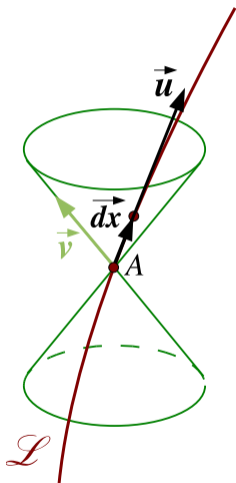
- du **genre espace** $\iff g(v, v) > 0$
- du **genre lumière** $\iff g(v, v) = 0$
- du **genre temps** $\iff g(v, v) < 0$

Hypothèse :

l'espace-temps (\mathcal{E}, g) est **orienté dans le temps**
 \implies directions futur et passé

\leftarrow cônes de lumière en chaque point de \mathcal{E}

Interprétation physique du tenseur métrique



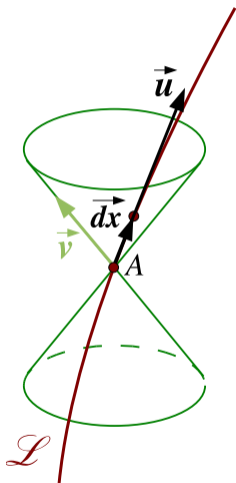
Interprétation 1

Longueur donnée par le tenseur métrique g
 = **temps propre** τ le long de la ligne d'univers \mathcal{L} d'une particule :

$$d\tau = \frac{1}{c} \sqrt{-g(dx, dx)}$$

L'instrument privilégié du relativiste est l'**horloge**, pas la règle !

Interprétation physique du tenseur métrique



Interprétation 1

Longueur donnée par le tenseur métrique g
 = **temps propre** τ le long de la ligne d'univers \mathcal{L} d'une particule :

$$d\tau = \frac{1}{c} \sqrt{-g(dx, dx)}$$

L'instrument privilégié du relativiste est l'**horloge**, pas la règle !

Interprétation 2

Les lignes d'univers des photons sont les géodésiques du genre lumière (longueur nulle) de g

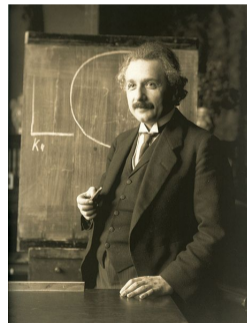
La relativité générale

Relativité générale : théorie relativiste de la gravitation où le tenseur métrique g obéit à l'**équation d'Einstein**, qui relie une partie de la **courbure** de g à l'énergie-impulsion de la matière et des champs non-gravitationnels :

$$R - \frac{1}{2}Rg = \frac{8\pi G}{c^4} T$$

(A. Einstein, novembre 1915)

La gravitation ne se manifeste pas comme une force mais comme la **courbure de l'espace-temps**.



Relativité générale comparée à la gravitation newtonienne

Gravitation newtonienne

régie par l'équation de Poisson pour le potentiel gravitationnel Φ :

$$\Delta\Phi = 4\pi G\rho$$

- équation scalaire
- source : la densité de masse ρ
- équation linéaire
- équation elliptique
⇒ propagation instantanée

Relativité générale comparée à la gravitation newtonienne

Gravitation newtonienne

régie par l'équation de Poisson pour le potentiel gravitationnel Φ :

$$\Delta\Phi = 4\pi G\rho$$

- équation scalaire
- source : la densité de masse ρ
- équation linéaire
- équation elliptique
⇒ propagation instantanée

Relativité générale

régie par l'équation d'Einstein pour le tenseur métrique g :

$$R - \frac{1}{2}Rg = \frac{8\pi G}{c^4}T$$

où R est le tenseur de Ricci :

$$R \sim g^{-1}\partial\partial g + g^{-2}(\partial g)^2$$

$$R := \text{tr}_g R$$

- équation tensorielle (10 équations scalaires)
- source : énergie-impulsion T de la matière (et des champs)
- équation **non-linéaire**
- propagation à vitesse finie (c)

Relativité générale comparée à la gravitation newtonienne

Gravitation newtonienne

régie par l'équation de Poisson pour le potentiel gravitationnel Φ :

$$\Delta\Phi = 4\pi G\rho$$

- équation scalaire
- source : la densité de masse ρ
- équation linéaire
- équation elliptique
⇒ propagation instantanée

Relativité générale

régie par l'équation d'Einstein pour le tenseur métrique g :

$$R - \frac{1}{2}Rg = \frac{8\pi G}{c^4}T$$

où R est le tenseur de Ricci :

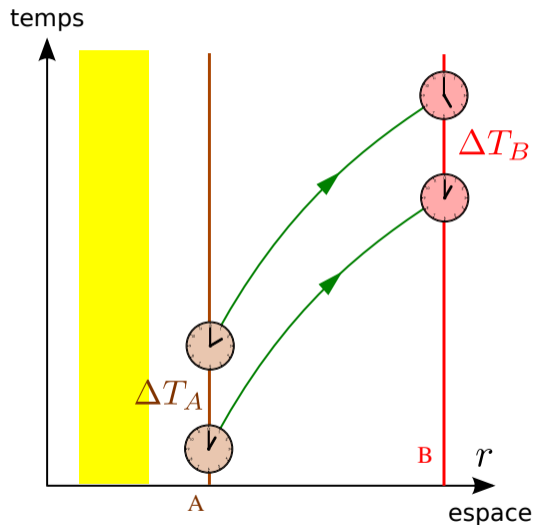
$$R \sim g^{-1}\partial\partial g + g^{-2}(\partial g)^2$$

$$R := \text{tr}_g R$$

- équation tensorielle (10 équations scalaires)
- source : énergie-impulsion T de la matière (et des champs)
- équation **non-linéaire**
- propagation à vitesse finie (c)

Remarque : en champ gravitationnel faible, une des 10 composantes de l'équation d'Einstein se réduit à l'équation de Poisson (et les 9 autres se réduisent à $0 = 0$).

Dilatation gravitationnelle des temps



Dilatation apparente des temps au voisinage d'un corps de masse M

Si B est loin : $\frac{\Delta T_A}{\Delta T_B} = \sqrt{1 - \frac{2GM}{c^2 r_A}}$

$$G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$$

La gravitation a-t-elle une influence sur le temps ?

La théorie newtonienne dit *non*, la relativité générale dit *oui*...

La gravitation a-t-elle une influence sur le temps ?

La théorie newtonienne dit *non*, la relativité générale dit *oui*...



Expérience de Hafele et Keating (1971)

Dans le champ gravitationnel de la Terre :

Une horloge atomique à 9 km d'altitude (avion) pendant 48 h a vieilli de 0,15 microseconde de plus qu'une horloge atomique identique restée au sol.

La gravitation a-t-elle une influence sur le temps ?

La théorie newtonienne dit *non*, la relativité générale dit *oui*...



Expérience de Hafele et Keating (1971)

Dans le champ gravitationnel de la Terre :

Une horloge atomique à 9 km d'altitude (avion) pendant 48 h a vieilli de 0,15 microseconde de plus qu'une horloge atomique identique restée au sol.

C'est la relativité générale qui a raison !

La gravitation a-t-elle une influence sur le temps ?

La théorie newtonienne dit *non*, la relativité générale dit *oui*...



Expérience de Hafele et Keating (1971)

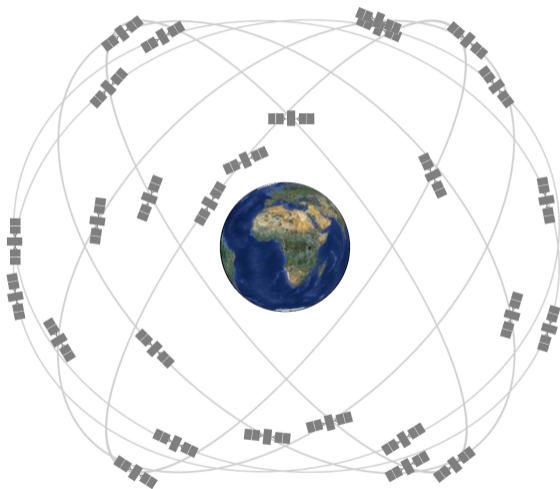
Dans le champ gravitationnel de la Terre :

Une horloge atomique à 9 km d'altitude (avion) pendant 48 h a vieilli de 0,15 microseconde de plus qu'une horloge atomique identique restée au sol.

C'est la relativité générale qui a raison !

Aujourd'hui le décalage temporel gravitationnel est mesuré en laboratoire à l'aide d'**horloges atomiques optiques** pour des différences d'altitude aussi petites que 30 cm !

Le GPS doit tenir compte de la distorsion temporelle !



[gps.gov]

Altitude $h = 2 \times 10^4$ km

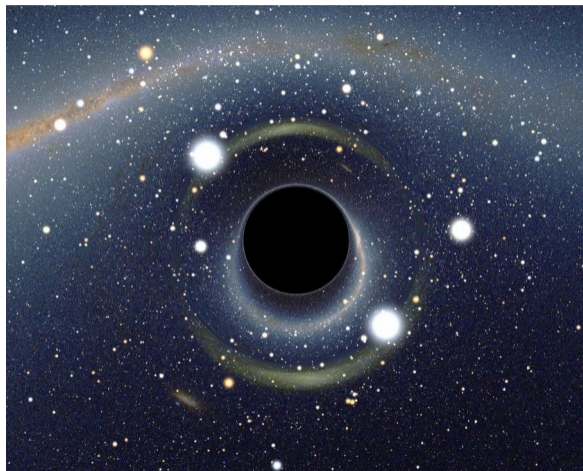
Relativité générale $\Rightarrow \delta t/t = 5 \times 10^{-10}$

En un jour, la dérive atteint $\delta t = 46 \mu s$
 ce qui correspondrait à une erreur de
 positionnement de 28 km si aucune correction
 n'était appliquée !

Plan

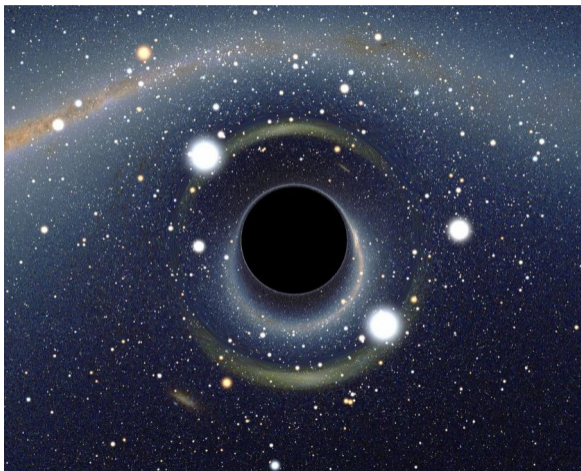
- 1 L'espace-temps
- 2 Les trous noirs dans l'espace-temps relativiste**
- 3 Observer les trous noirs ?
- 4 Les premières images des trous noirs
- 5 Un autre canal d'observation : les ondes gravitationnelles
- 6 Conclusions

Qu'est-ce qu'un trou noir ?



[Alain Riazuelo, 2007]

Qu'est-ce qu'un trou noir ?



[Alain Riazuelo, 2007]

Une définition en quelques mots :

Un **trou noir** est une région de l'Univers d'où rien, pas même la lumière, ne peut s'échapper.

La frontière (immatérielle) entre l'intérieur du trou noir et le reste de l'Univers est appelée **horizon des événements**.

Pourquoi la lumière ne peut-elle s'échapper ?

Réponse pour la mécanique newtonienne (J. Michell 1784, Laplace 1796) :

C'est en raison de la **gravitation** :

la **vitesse de libération** dépasse la vitesse de la lumière

Pourquoi la lumière ne peut-elle s'échapper ?

Réponse pour la mécanique newtonienne (J. Michell 1784, Laplace 1796) :

C'est en raison de la **gravitation** :

la **vitesse de libération** dépasse la vitesse de la lumière

Théorie de Newton de la gravitation :

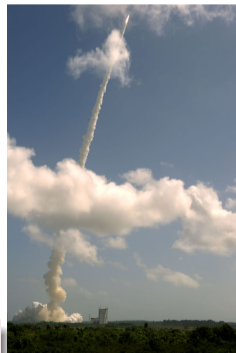
La **vitesse de libération** d'un corps sphérique de masse M

et de rayon R est $V_{\text{lib}} = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$

avec $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$ (constante de Newton)

- Terre : $V_{\text{lib}} = 11 \text{ km/s}$
- Soleil : $V_{\text{lib}} = 617 \text{ km/s}$

La lumière ne s'échappe pas si
 $V_{\text{lib}} > c = 299\,792,458 \text{ km/s}$



La préhistoire des trous noirs au XVIIIe siècle...

$$V_{\text{lib}} > c \iff \frac{2GM}{R} > c^2 \iff \frac{2G}{R} \times \frac{4}{3}\pi R^3 \rho > c^2 \iff R > \sqrt{\frac{3c^2}{8\pi G\rho}}$$

John Michell (1784)

« If there should really exist in nature any bodies, whose density is not less than that of the sun, and whose diameters are more than 500 times the diameter of the sun, since their light could not arrive at us, ..., we could have no information from sight » [Phil.

Trans. R. Soc. Lond. 74, 35 (1784)]



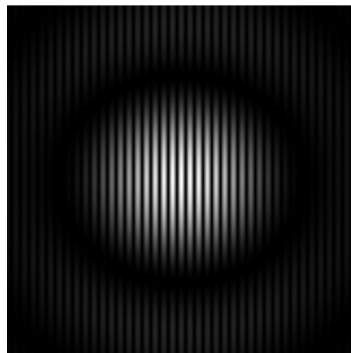
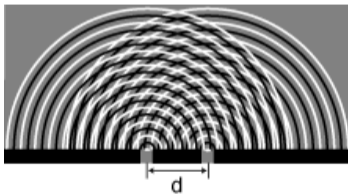
Pierre Simon de Laplace (1796)

« Un astre lumineux, de la même densité que la Terre, et dont le diamètre serait 250 fois plus grand que le Soleil, ne permettrait, en vertu de son attraction, à aucun de ses rayons de parvenir jusqu'à nous. Il est dès lors possible que les plus grands corps lumineux de l'univers puissent, par cette cause, être invisibles. » [Exposition du système du monde (1796)]



Les «corps invisibles» tombent dans l'oubli...

- Mention des «corps invisibles» par Laplace dans les deux premières éditions de son *Exposition du système du Monde* (1796 et 1799)
- Suppression dans la troisième édition (1808) et les suivantes : prédominance de la **théorie ondulatoire de la lumière** sur la théorie corpusculaire après les expériences de Thomas Young (1801)



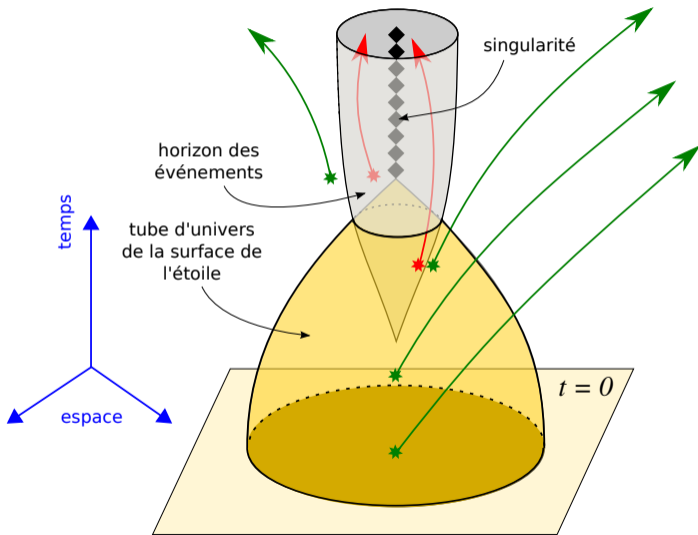
[R. Taillet]

Limites du concept newtonien de trou noir

- Pas de rôle privilégié de la vitesse de la lumière en théorie newtonienne : rien n'interdit à une «super-fusée» d'avoir $V > c$
⇒ les corps invisibles de Michell et Laplace restent causalement connectés au reste de l'Univers
- $V_{\text{lib}} \sim c \implies$ énergie du champ gravitationnel \sim énergie de masse Mc^2
⇒ théorie *relativiste* de la gravitation nécessaire !

⇒ le traitement correct des trous noirs ne peut se faire qu'en **relativité générale** (ou dans l'une de ses généralisations)

Trous noirs en relativité générale



← Diagramme d'espace-temps représentant la formation d'un trou noir par effondrement gravitationnel du cœur d'une étoile massive (phénomène de *supernova*)

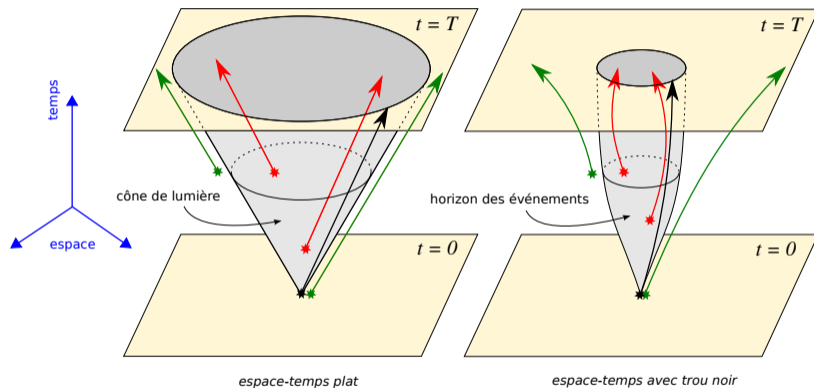
singularité : courbure $\rightarrow \infty$

Théorème de Penrose (1965)

Au delà d'un certain stade de l'effondrement, caractérisé par l'apparition de **surfaces piégées**, la formation d'une singularité est inévitable.

L'horizon des événements comme hypersurface lumière

Comparaison d'un **cône de lumière** de l'espace-temps plat (Minkowski) avec l'**horizon** d'un trou noir :



Horizon et cône de lumière = **hypersurfaces du genre lumière** (frontières que l'on ne peut franchir que dans un sens)

C'est le caractère **spatialement borné** qui distingue l'horizon du cône de lumière.

La singularité centrale

- La singularité centrale est une **singularité de courbure** : la courbure de l'espace-temps devient infiniment grande à cet endroit.
- Physiquement, cela veut dire que les **forces de marées divergent** (*force de marée* \equiv attraction gravitationnelle différentielle)
- La singularité centrale marque une **limite du domaine d'applicabilité de la relativité générale** : pour la décrire, il faudrait utiliser une théorie plus « fine », sans doute une **théorie quantique de la gravitation** (pistes actuellement explorées : *théorie des cordes* et *gravité quantique à boucles*).
- La singularité centrale est **inaccessible à l'observation** : elle est cachée sous l'horizon des événements.

Les trous noirs n'ont pas de cheveux

Un des plus beaux résultats de la relativité générale :

Théorème d'unicité (« absence de chevelure »)

Dorochkevitch, Novikov & Zeldovitch (1965), Israel (1967), Carter (1971), Hawking (1972), Robinson (1975)

En relativité générale (et en dimension d'espace-temps égale à 4), un trou noir stationnaire est entièrement décrit par seulement deux nombres ^a :

- sa *masse* M (caractérise le champ gravitationnel loin du trou noir)
- son *moment cinétique* J (mesure l'état de rotation)

La solution correspondante de l'équation d'Einstein est la **solution de Kerr (1963)**. Pour $J = 0$, elle se réduit à la **solution de Schwarzschild (1916)**.

a. trois si on considère une charge électrique Q non nulle, mais ce n'est pas pertinent d'un point de vue astrophysique

Les trous noirs n'ont pas de cheveux

Un des plus beaux résultats de la relativité générale :

Théorème d'unicité (« absence de chevelure »)

Dorochkevitch, Novikov & Zeldovitch (1965), Israel (1967), Carter (1971), Hawking (1972), Robinson (1975)

En relativité générale (et en dimension d'espace-temps égale à 4), un trou noir stationnaire est entièrement décrit par seulement deux nombres ^a :

- sa *masse* M (caractérise le champ gravitationnel loin du trou noir)
- son *moment cinétique* J (mesure l'état de rotation)

La solution correspondante de l'équation d'Einstein est la **solution de Kerr (1963)**. Pour $J = 0$, elle se réduit à la **solution de Schwarzschild (1916)**.

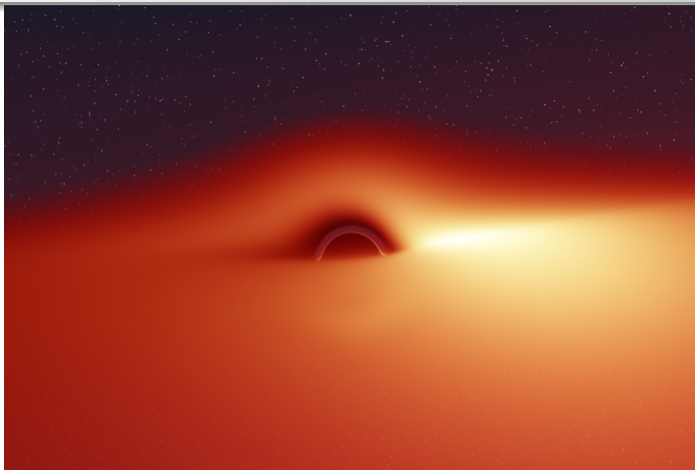
a. trois si on considère une charge électrique Q non nulle, mais ce n'est pas pertinent d'un point de vue astrophysique

⇒ Un trou noir est un objet extrêmement régulier : il « *n'a pas de cheveux* » (John A. Wheeler)

Plan

- 1 L'espace-temps
- 2 Les trous noirs dans l'espace-temps relativiste
- 3 Observer les trous noirs ?**
- 4 Les premières images des trous noirs
- 5 Un autre canal d'observation : les ondes gravitationnelles
- 6 Conclusions

Le trou noir : une source d'énergie formidable !

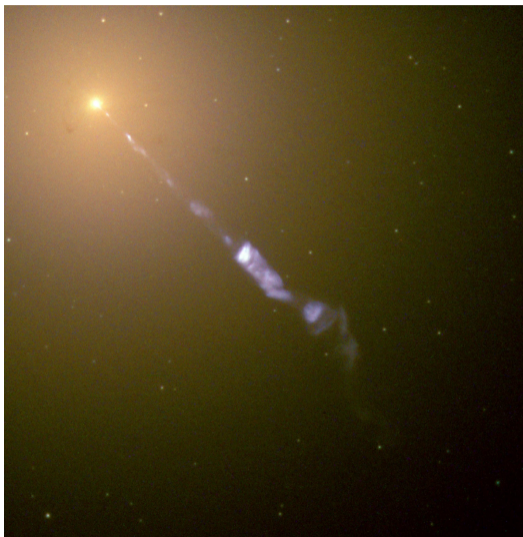


La matière qui tombe sur un trou noir forme un **disque d'accrétion**, de température élevée \implies **forte émission électromagnétique** [Donald Lynden-Bell (1969), Nicolaï Shakura & Rachid Sunayev (1973)]

[J.-A. Marck (1996)]

Libération d'énergie potentielle gravitationnelle par **accrétion** sur un trou noir : jusqu'à 42% de l'énergie de masse mc^2 de la matière accrétée !

Le trou noir : une source d'énergie formidable !



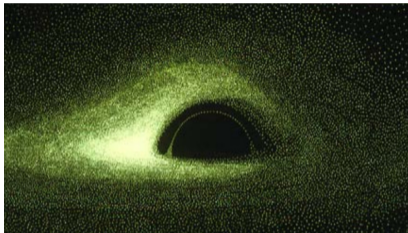
Jet émis par le noyau de la galaxie elliptique géante M87, au centre de l'amas Virgo [HST]

$$M_{\text{TN}} = 6 \times 10^9 M_{\odot}$$

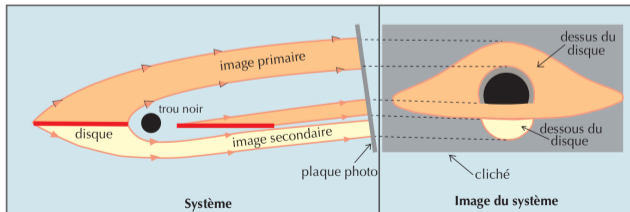
$$V_{\text{jet}} \simeq 0.99 c$$

Image d'un trou noir

Par définition, un trou noir n'est pas *directement* observable, mais sa **silhouette** l'est s'il est entouré de matière (disque d'accrétion) ou est observé sur un fond étoilé



Première image calculée de la silhouette calculée par J.-P. Luminet
 [Luminet, A&A 75, 228 (1979)]



Trajectoire des rayons lumineux et formation de l'image

<https://luth.obspm.fr/~luminet/>

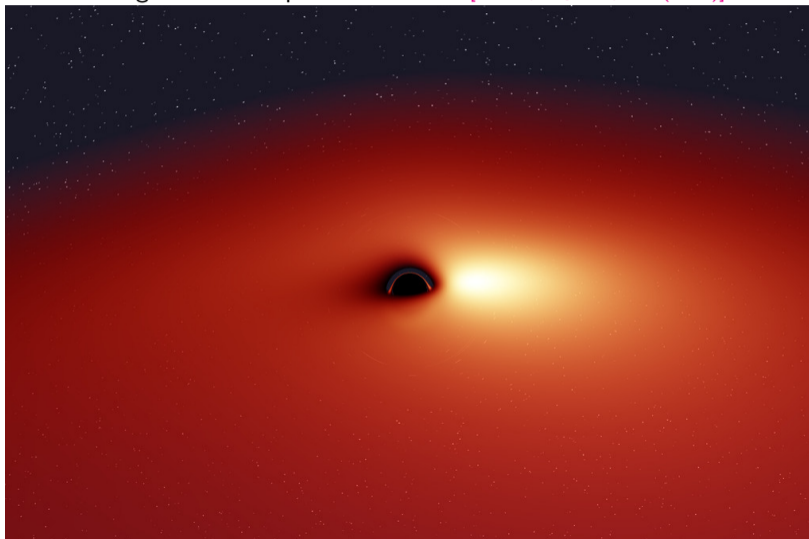
Vol vers un trou noir

Images calculées par J.-A. Marck [Marck, CQG 13, 393 (1996)]



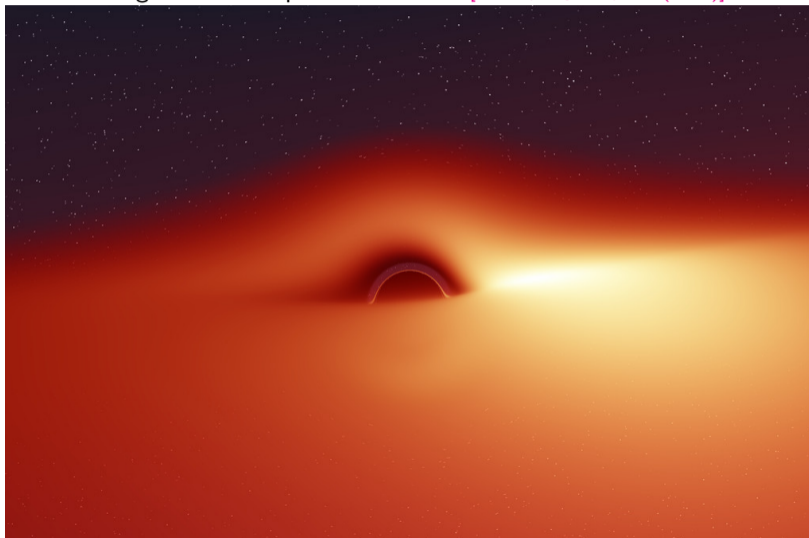
Vol vers un trou noir

Images calculées par J.-A. Marck [Marck, CQG 13, 393 (1996)]



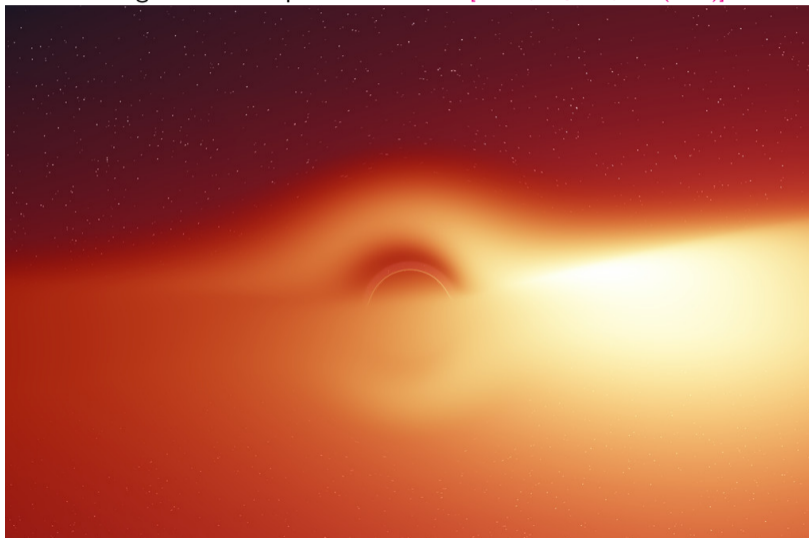
Vol vers un trou noir

Images calculées par J.-A. Marck [Marck, CQG 13, 393 (1996)]



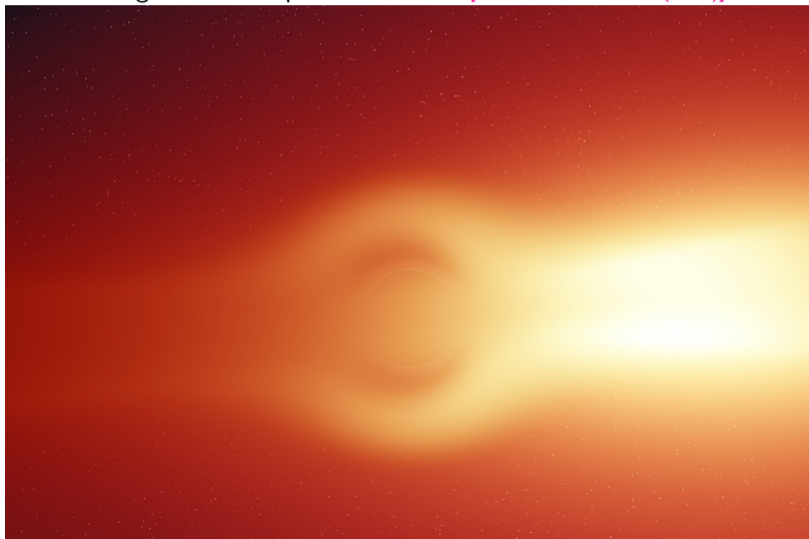
Vol vers un trou noir

Images calculées par J.-A. Marck [Marck, CQG 13, 393 (1996)]



Vol vers un trou noir

Images calculées par J.-A. Marck [Marck, CQG 13, 393 (1996)]



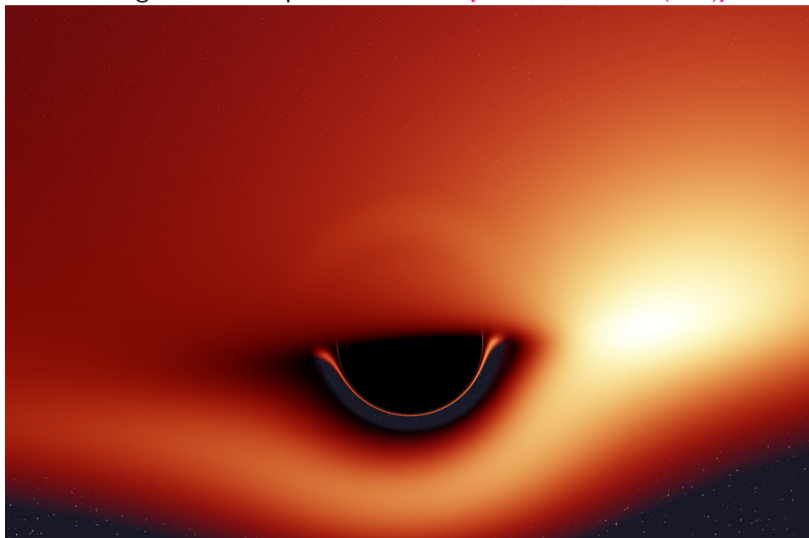
Vol vers un trou noir

Images calculées par J.-A. Marck [Marck, CQG 13, 393 (1996)]



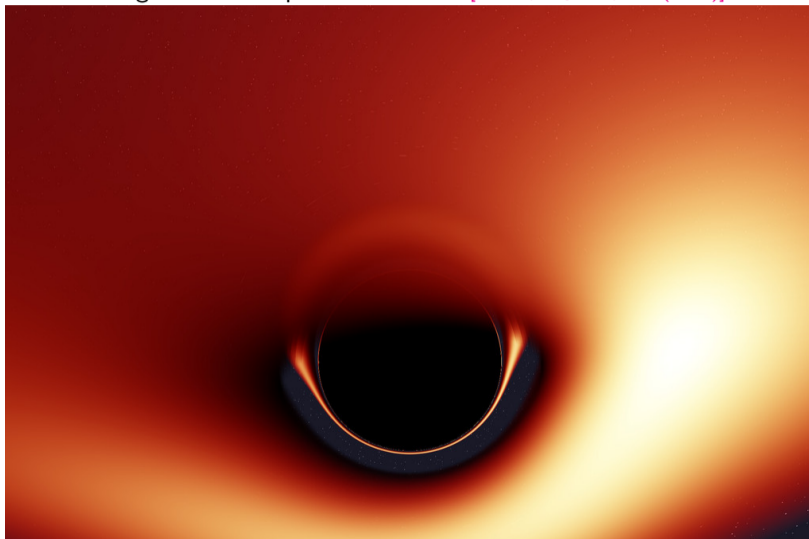
Vol vers un trou noir

Images calculées par J.-A. Marck [Marck, CQG 13, 393 (1996)]



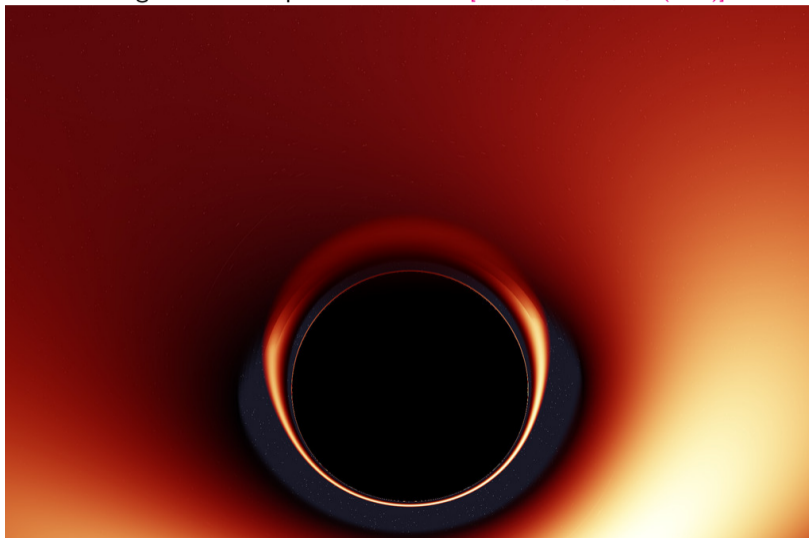
Vol vers un trou noir

Images calculées par J.-A. Marck [Marck, CQG 13, 393 (1996)]



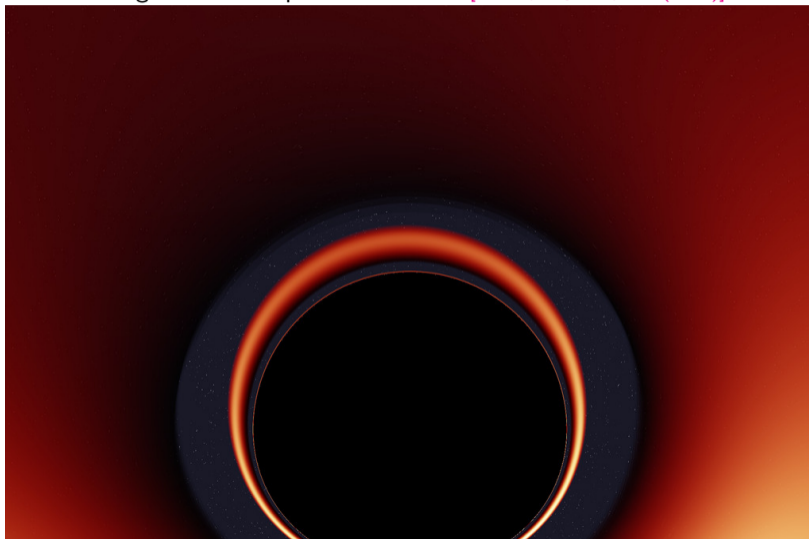
Vol vers un trou noir

Images calculées par J.-A. Marck [Marck, CQG 13, 393 (1996)]



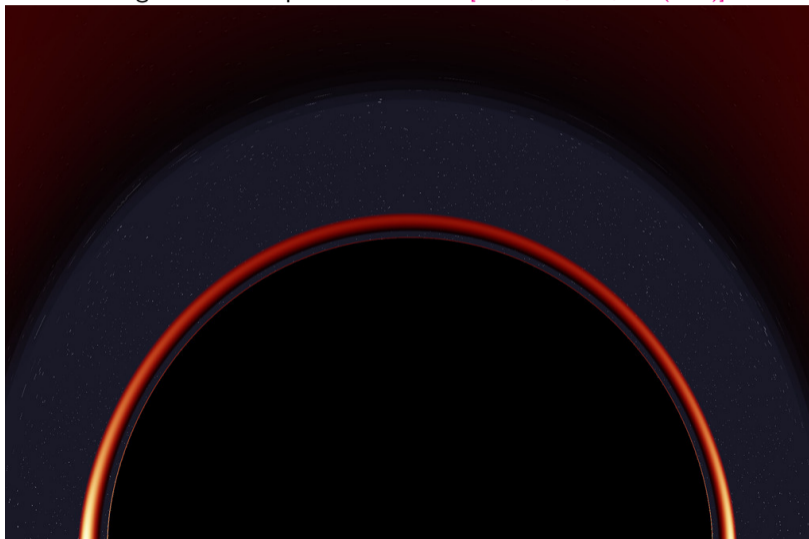
Vol vers un trou noir

Images calculées par J.-A. Marck [Marck, CQG 13, 393 (1996)]

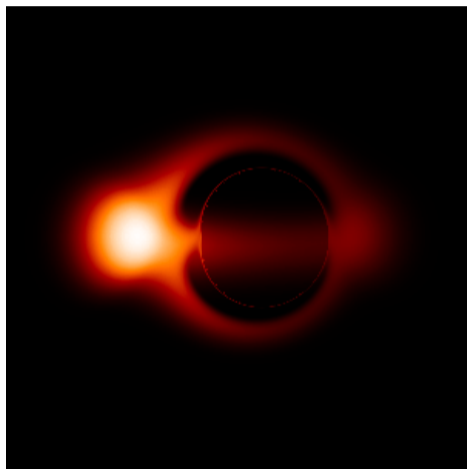
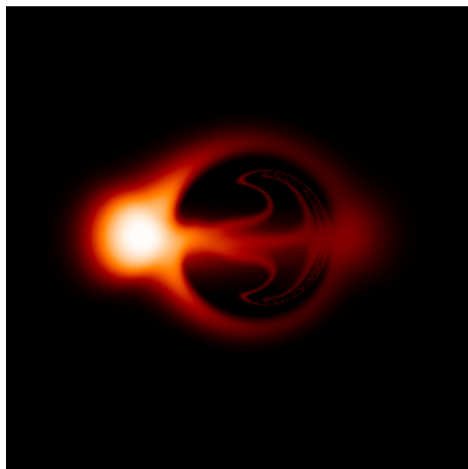


Vol vers un trou noir

Images calculées par J.-A. Marck [Marck, CQG 13, 393 (1996)]

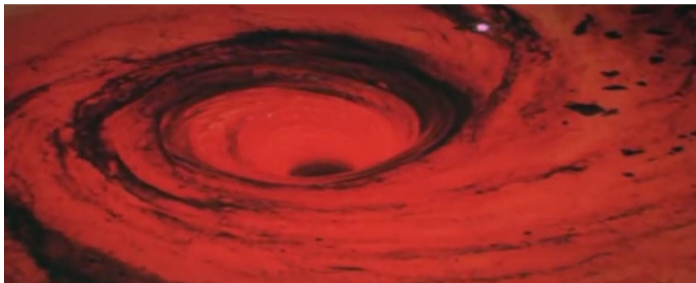


Images d'objets alternatifs au trou noir de Kerr

trou noir de Kerr $a/M = 0.9$ étoile bosonique $k = 1, \omega = 0.70 m/\hbar$ 

[Vincent, Meliani, Grandclément, Gourgoulhon & Straub, CQG 33, 105015 (2016)]

Les trous noirs au cinéma



(c) Walt Disney Pictures

Le Trou Noir

Gary Nelson (1979)

produit par Walt Disney

Image d'un «maelstrom cosmique» **très peu réaliste** : aucun effet de mirage gravitationnel
→ seul l'effet attractif du trou noir est mis en avant

Les trous noirs au cinéma



(c) Warner Bros. Pictures

Interstellar

Christopher Nolan (2014)

Image **calculée** suivant les équations de la relativité **générale** fournies par Kip Thorne (Prix Nobel de physique 2017)

- Tous les effets de mirage gravitationnel sont là
- Les effets de dilatation temporelle sont bien mis en avant dans le film
- Il manque toutefois l'effet Doppler pour que l'image soit pleinement réaliste

Les trous noirs au cinéma

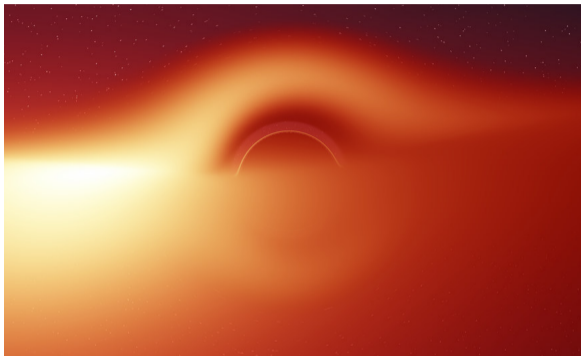


Image calculée par J.-A. Marck (1996)

Interstellar

Christopher Nolan (2014)

Comparaison avec une image scientifiquement exacte

- Tous les effets de mirage gravitationnel sont là
- Les effets de dilatation temporelle sont bien mis en avant dans le film
- Il manque toutefois l'effet Doppler pour que l'image soit pleinement réaliste

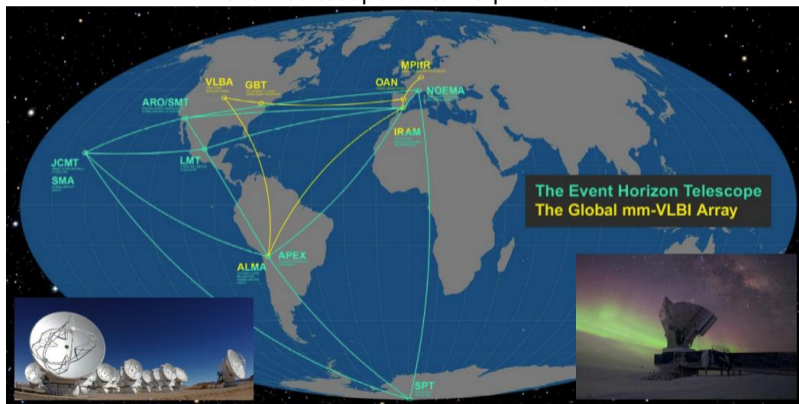
Plan

- 1 L'espace-temps
- 2 Les trous noirs dans l'espace-temps relativiste
- 3 Observer les trous noirs ?
- 4 Les premières images des trous noirs**
- 5 Un autre canal d'observation : les ondes gravitationnelles
- 6 Conclusions

L'Event Horizon Telescope

Interférométrie à très grande base (VLBI) en ondes (sub)millimétriques

⇒ un télescope de taille planétaire !



Campagne d'observation en avril 2017 ⇒ première image dévoilée en 2019

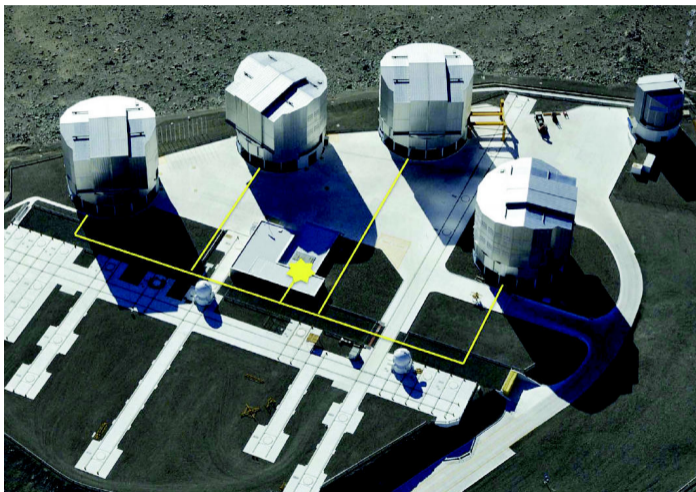
10 avril 2019 : la toute première image observée !



Image du trou noir M87* par la collaboration *Event Horizon Telescope*

[EHT Collaboration, ApJ 875, L1 (2019)]

Observations en interférométrie infra-rouge

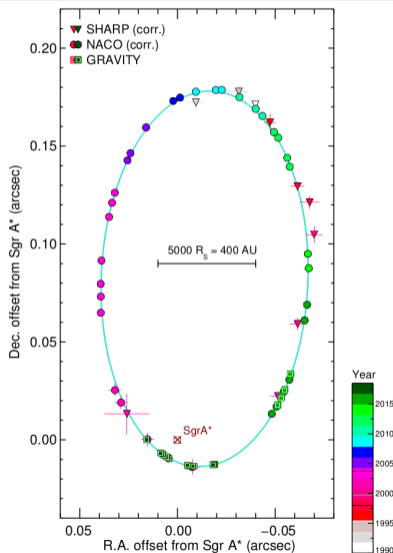


[Gillessen et al. 2010]

Instrument GRAVITY au VLT (2016)

Combine les faisceaux des 4 télescopes de 8 m et de 4 télescopes auxiliaires
⇒ précision astrométrique de $10 \mu\text{as}$

Le trou noir du centre de notre galaxie : Sgr A*



Trou noir Sgr A* :

- distance : $d = 26\,000$ années-lumière
- masse : $M = 4.10 \times 10^6 M_{\odot} \equiv 20.2 \text{ s} \equiv 6.06 \times 10^9 \text{ m}$
- spin $J = aM$ pas encore connu...

⇒ taille de la silhouette dans le ciel de la Terre : $\Theta \sim 53 \mu\text{as}$

← **Orbite de l'étoile S2 autour de Sgr A***

S2 : étoile de type B

période orbitale : $P = 16.05$ an

périastre (mai 2018) :

- $r_{\text{per}} = 120 \text{ UA} = 3 \times 10^3 M$
- $v_{\text{per}} = 7650 \text{ km s}^{-1} = 0.025 c$

[GRAVITY team, A&A 615, L15 (2018)]

Mai 2022 : image de Sgr A* (données EHT de 2017)

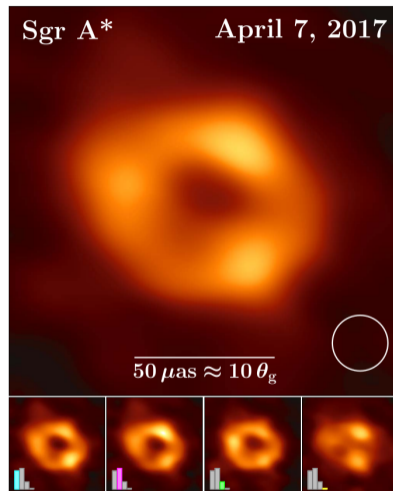


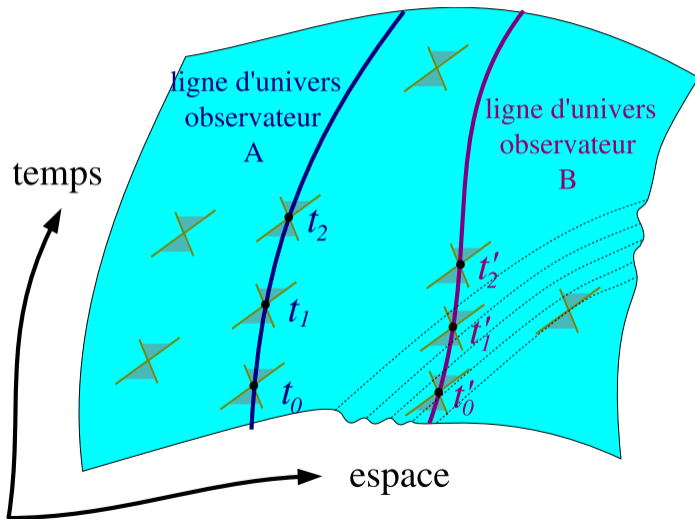
Image du trou noir Sgr A* par la collaboration *Event Horizon Telescope* [ApJ 930, L12 (2022)]

Plan

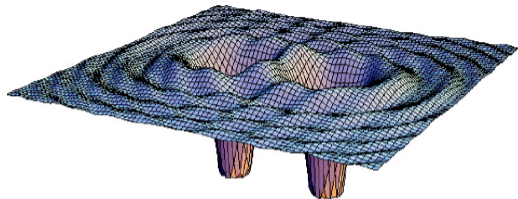
- 1 L'espace-temps
- 2 Les trous noirs dans l'espace-temps relativiste
- 3 Observer les trous noirs ?
- 4 Les premières images des trous noirs
- 5 Un autre canal d'observation : les ondes gravitationnelles**
- 6 Conclusions

Les ondes gravitationnelles : des oscillations de l'espace-temps

Des petites oscillations dans la courbure...



Trous noirs et ondes gravitationnelles

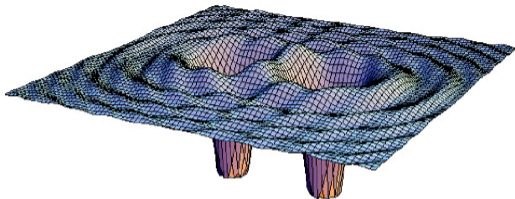


Le trou noir de Kerr et une onde gravitationnelle sont tous deux des solutions de l'équation d'Einstein du vide :

$$R = 0$$

avec $R \sim g^{-1} \partial \partial g + g^{-2} (\partial g)^2$

Trous noirs et ondes gravitationnelles



Le trou noir de Kerr et une onde gravitationnelle sont tous deux des solutions de l'équation d'Einstein du vide :

$$R = 0$$

avec $R \sim g^{-1} \partial \partial g + g^{-2} (\partial g)^2$

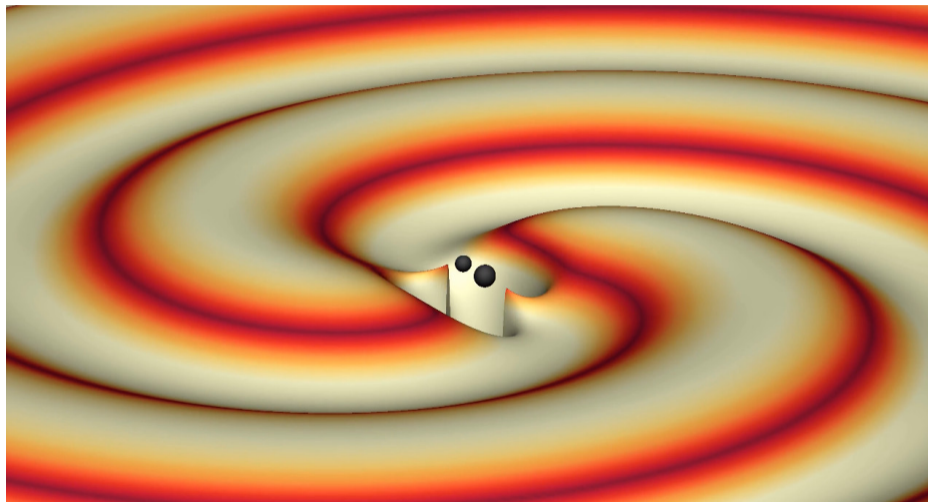
- les **trous noirs** sont des solutions de l'équation complète (non-linéaire)
(Remarque : il ne peut pas y avoir de trou noir dans le vide en gravitation newtonienne car l'équation de Poisson est linéaire)
- les **ondes gravitationnelles** sont des solutions de l'équation linéarisée autour de la métrique de Minkowski η : $g = \eta + h$, avec $|h_{\alpha\beta}| \ll 1$ en coordonnées minkowskienne (t, x, y, z)
Dans la jauge de Lorenz, $R = -\frac{1}{2} \square_{\eta} \bar{h} + O(|\bar{h}|^2)$, avec $\bar{h} := h - \frac{1}{2} h \eta$

Les détecteurs interférométriques d'ondes gravitationnelles



Détecteur d'ondes gravitationnelles **VIRGO** à Cascina (Italie) [CNRS/INFN]

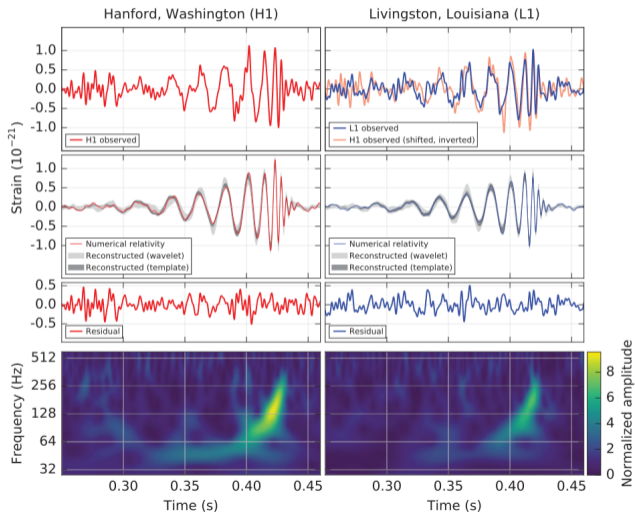
Ondes gravitationnelles émises par la fusion de deux trous noirs



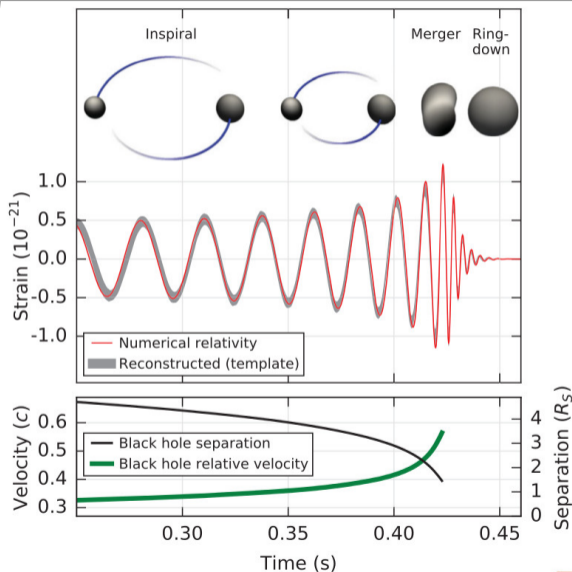
Simulation numérique réalisée en résolvant les équations d'Einstein par ordinateur [SXS Project]

Première détection d'ondes gravitationnelles

Le 14 septembre 2015, à 09 h 50 min 45 s UTC, dans le détecteur LIGO [Abbott et al., PRL 116, 061102 (2016)]



Les informations dans le signal GW150914



Signal :

$$\Delta t = 0.2 \text{ s}$$

$$f : 35 \rightarrow 250 \text{ Hz}$$

$$h_{\text{max}} = 1.0 \cdot 10^{-21}$$

Filtre adapté :

$$S/N = 24$$

$$F_{\text{f.al.}} = 1/203,000 \text{ yr}$$

$$M_1 = 36 \pm 5 M_{\odot}, M_2 = 29 \pm 4 M_{\odot}$$

$$\bar{a}_1 < 0.7, \bar{a}_2 < 0.9 \quad (\bar{a} = J/M^2)$$

$$d = 410 \pm 180 \text{ Mpc}$$

$$z = 0.09 \pm 0.04$$

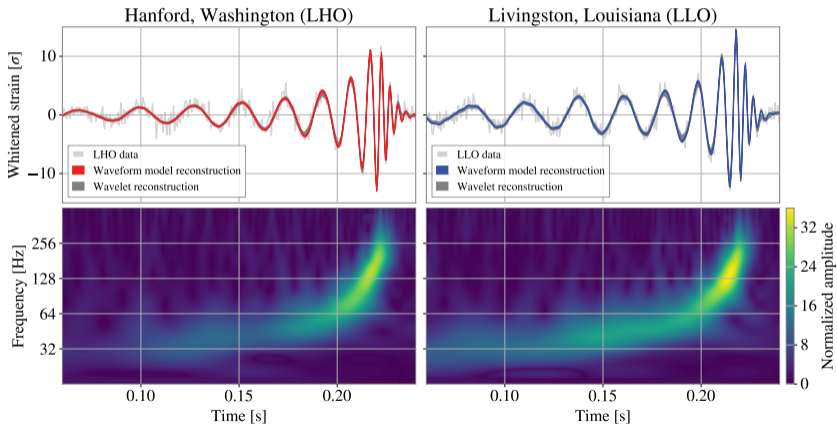
$$M_{\text{final}} = 62 \pm 4 M_{\odot} \Rightarrow E_{\text{rad}}^{\text{GW}} \sim 3 M_{\odot} c^2$$

$$\bar{a}_{\text{final}} = 0.67 \pm 0.07$$

[Abbott et al., PRL 116, 061102 (2016)]

La fusion de deux trous noirs du 14 janvier 2025 (GW250114)

Similaire à GW150914, mais avec un rapport signal/bruit de 80 au lieu de 24 !



[Abac et al., PRL 135, 111403 (2025)]

Signal :

$$\Delta t = 0.23 \text{ s}$$

$$f : 30 \rightarrow 270 \text{ Hz}$$

$$h_{\text{max}} = 1.0 \cdot 10^{-21}$$

Filtre adapté :

$$S/N = 80$$

$$M_1 = 34 \pm 1 M_{\odot},$$

$$M_2 = 32 \pm 1 M_{\odot}$$

$$\bar{a}_1, \bar{a}_2 < 0.25$$

$$d = 400 \pm 70 \text{ Mpc}$$

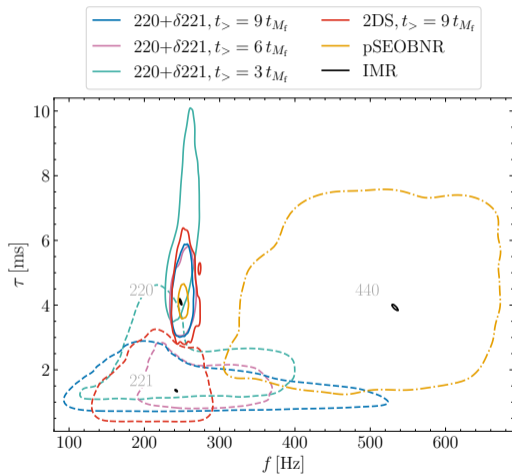
$$z = 0.09 \pm 0.01$$

$$M_{\text{final}} = 63 \pm 1 M_{\odot}$$

$$\Rightarrow E_{\text{rad}}^{\text{GW}} \sim 3 M_{\odot} c^2$$

$$\bar{a}_{\text{final}} = 0.68 \pm 0.01$$

GW250114 : vibrations du trou noir final et test de la relativité générale



[Abac et al., PRL 136, 041403 (2026)]

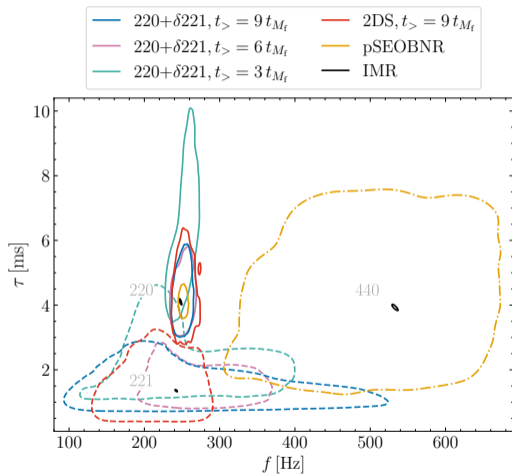
Théorème d'unicité en RG \implies TN final = Kerr

Les perturbations d'un TN de Kerr sont caractérisées par des **mode quasinormaux** discrets, indexés par trois entiers (ℓ, m, n) ; chaque mode correspond à des ondes gravitationnelles de la forme

$$h = h_0 \exp(-t/\tau_{\ell mn}) \exp(i\omega_{\ell mn}t),$$

où la fréquence $\omega_{\ell mn}$ et le temps d'amortissement $\tau_{\ell mn}$ sont des fonction connues des deux paramètres (M, J) de la métrique de Kerr.

GW250114 : vibrations du trou noir final et test de la relativité générale



[Abac et al., PRL 136, 041403 (2026)]

Théorème d'unicité en RG \implies TN final = Kerr

Les perturbations d'un TN de Kerr sont caractérisées par des **mode quasinormaux** discrets, indexés par trois entiers (ℓ, m, n) ; chaque mode correspond à des ondes gravitationnelles de la forme

$$h = h_0 \exp(-t/\tau_{\ell mn}) \exp(i\omega_{\ell mn} t),$$

où la fréquence $\omega_{\ell mn}$ et le temps d'amortissement $\tau_{\ell mn}$ sont des fonction connues des deux paramètres (M, J) de la métrique de Kerr.

Mesure des modes $(\ell, m, n) = (2, 2, 0)$, $(2, 2, 1)$ et $(4, 4, 0)$ dans le signal de GW250114

\implies accord avec modes TN de Kerr à $\sim 20\%$ près
 \implies confirmation de la RG en champ fort !

Plan

- 1 L'espace-temps
- 2 Les trous noirs dans l'espace-temps relativiste
- 3 Observer les trous noirs ?
- 4 Les premières images des trous noirs
- 5 Un autre canal d'observation : les ondes gravitationnelles
- 6 Conclusions**

Conclusions

- Les trous noirs font aujourd'hui partie du **bestiaire standard de l'astrophysique**, au même titre que les planètes, les étoiles et les galaxies.

Conclusions

- Les trous noirs font aujourd'hui partie du **bestiaire standard de l'astrophysique**, au même titre que les planètes, les étoiles et les galaxies.
- La théorie des trous noirs, qui repose sur la **relativité générale**, est très bien établie ; elle conduit à des prédictions étonnantes, mais **vérifiées expérimentalement** dans des conditions moins extrêmes (dilatation des temps ; déviation des rayons lumineux).

Conclusions

- Les trous noirs font aujourd'hui partie du **bestiaire standard de l'astrophysique**, au même titre que les planètes, les étoiles et les galaxies.
- La théorie des trous noirs, qui repose sur la **relativité générale**, est très bien établie ; elle conduit à des prédictions étonnantes, mais **vérifiées expérimentalement** dans des conditions moins extrêmes (dilatation des temps ; déviation des rayons lumineux).
- On a récemment obtenu les toutes **premières images** des trous noirs **M87*** (2019) et **Sgr A*** (2022).

Conclusions

- Les trous noirs font aujourd'hui partie du **bestiaire standard de l'astrophysique**, au même titre que les planètes, les étoiles et les galaxies.
- La théorie des trous noirs, qui repose sur la **relativité générale**, est très bien établie ; elle conduit à des prédictions étonnantes, mais **vérifiées expérimentalement** dans des conditions moins extrêmes (dilatation des temps ; déviation des rayons lumineux).
- On a récemment obtenu les toutes **premières images** des trous noirs **M87*** (2019) et **Sgr A*** (2022).
- Les **ondes gravitationnelles**, détectées pour la première fois en 2015, ont ouvert une nouvelle fenêtre observationnelle sur les trous noirs.

Conclusions

- Les trous noirs font aujourd'hui partie du **bestiaire standard de l'astrophysique**, au même titre que les planètes, les étoiles et les galaxies.
- La théorie des trous noirs, qui repose sur la **relativité générale**, est très bien établie ; elle conduit à des prédictions étonnantes, mais **vérifiées expérimentalement** dans des conditions moins extrêmes (dilatation des temps ; déviation des rayons lumineux).
- On a récemment obtenu les toutes **premières images** des trous noirs **M87*** (2019) et **Sgr A*** (2022).
- Les **ondes gravitationnelles**, détectées pour la première fois en 2015, ont ouvert une nouvelle fenêtre observationnelle sur les trous noirs.
- Ces différents canaux d'observation des trous noirs permettent des **tests de la relativité générale**, affinant ainsi notre connaissance de l'espace-temps.

Bibliographie

- T. Damour, 2005, *Si Einstein m'était conté*, Le Cherche Midi
- S. Collion, 2019, *Voyage dans les mathématiques de l'espace-temps*, EDP Sciences
- N. Deruelle, 2015, *De Pythagore à Einstein, tout est nombre*, Belin
- N. Deruelle & J.-P. Lasota, 2018, *Les Ondes gravitationnelles*, Odile Jacob
- J.-P. Lasota, 2010, *La science des trous noirs*, Odile Jacob
- J.-P. Luminet, 2006, *Le Destin de l'Univers II*, Folio Essais
- A. Riazuelo, 2016, *Les trous noirs : à la poursuite de l'invisible*, Vuibert
video : <https://www2.iap.fr/users/riazuelo/bh/vuibert>
- M. Smerlak, 2016, *Les trous noirs*, Que sais-je?, PUF
- P. Spagnou, 2017, *Les mystères du temps*, CNRS Éditions
- K.S. Thorne, 1997, *Trous noirs et distorsions du temps*, Flammarion
- K.S. Thorne, 2014, *The Science of Interstellar*, Norton

À propos de ce document

Cette présentation a été réalisée entièrement à l'aide de **logiciels libres** :



Linux

système d'exploitation (Ubuntu)



traitement de texte



Inkscape

dessin vectoriel

April : <https://www.april.org/>
Promouvoir et défendre le logiciel libre