

De l'accélération cosmique à la « gravité massive »

Journée Langevin (1872-1946)
ESPCI, le 29 juin 2022

Cédric Deffayet - CNRS
(Institut d'Astrophysique de Paris, IHÉS
en partance pour l'École Normale Supérieure)



De l'accélération cosmique à la « gravité massive »

Journée Langevin (1872-1946)
ESPCI, le 29 juin 2022

Cédric Deffayet - CNRS
(Institut d'Astrophysique de Paris, IHÉS
en partance pour l'École Normale Supérieure)



1922: visite de Einstein à Paris à l'invitation de Langevin



96291

Painlevé fait lui-même
la « police » à l'entrée
du Collège de France



Fin 1915

844 Sitzung der physikalisch-mathematischen Klasse vom 25. November 1915

Die Feldgleichungen der Gravitation.

VON A. EINSTEIN.

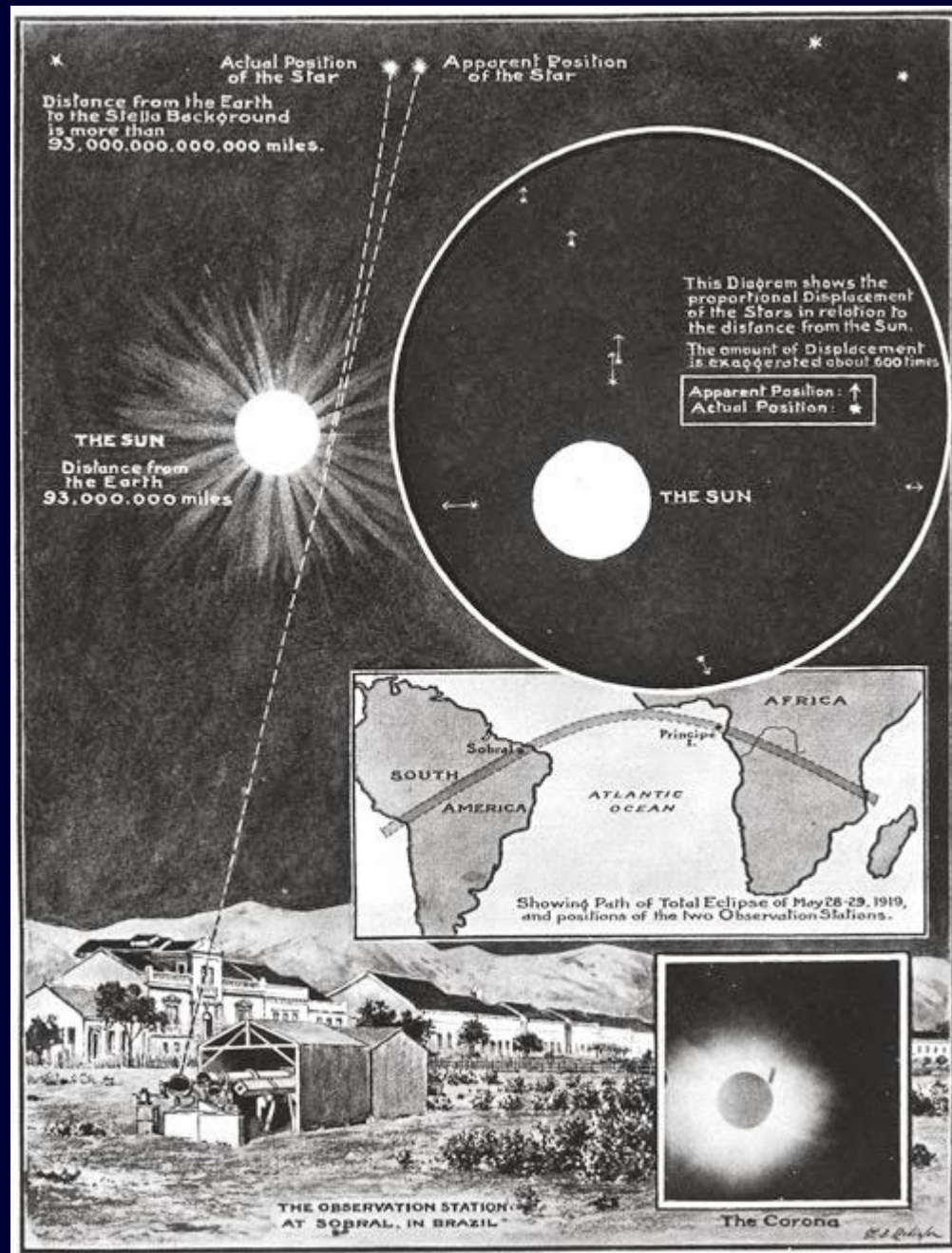
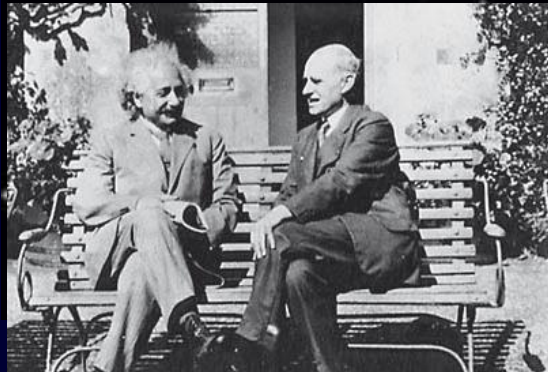
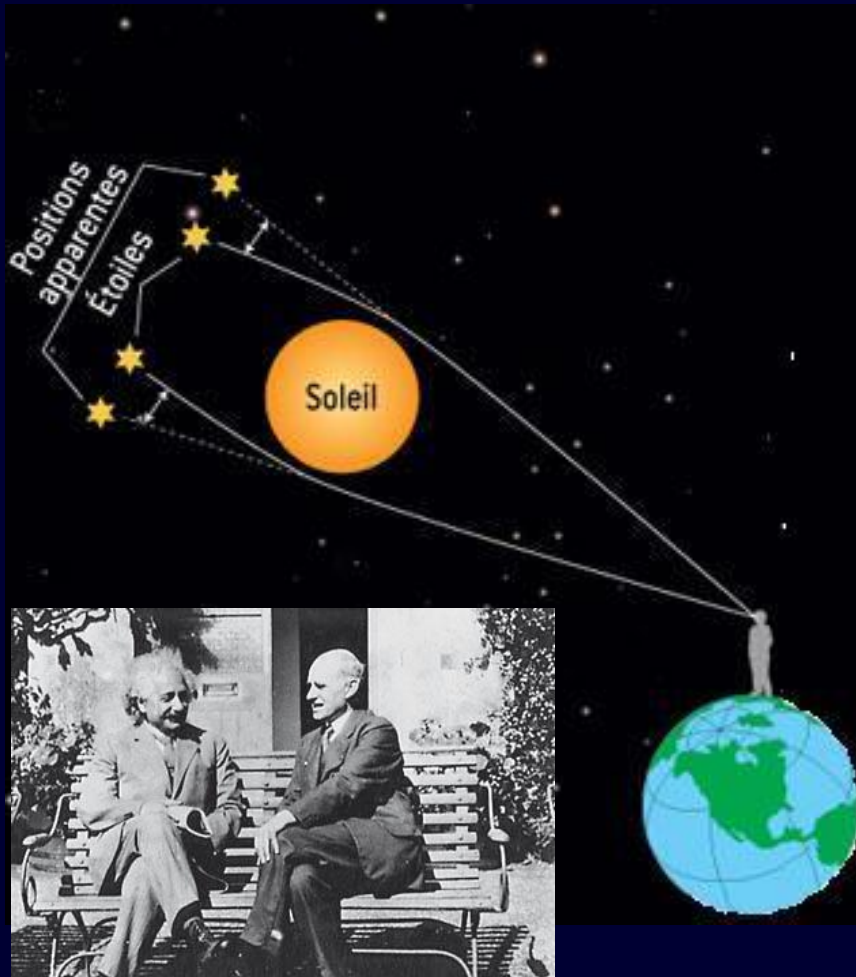
In zwei vor kurzem erschienenen Mitteilungen¹ habe ich gezeigt, wie man zu Feldgleichungen der Gravitation gelangen kann, die dem Postulat allgemeiner Relativität entsprechen, d. h. die in ihrer allgemeinen Fassung beliebigen Substitutionen der Raumzeitvariablen gegenüber kovariant sind.

Der Entwicklungsgang war dabei folgender. Zunächst fand ich Gleichungen, welche die NEWTONSCHE Theorie als Näherung enthalten

« Invention » de la « Relativité Générale »



Déviations de la lumière



Confirmé par Eddington en 1919 (mai)

Année des observations d'Eddington (Illustrated London News (1919))

BIBLIOTHÈQUE DE SYNTHESE SCIENTIFIQUE

publiée sous la direction de M. Louis ROUGIER

3° R
30675

PAUL LANGEVIN

Professeur de Physique expérimentale
au Collège de France.

3795
LE PRINCIPE
DE RELATIVITÉ

RÉIMPRESSION DE LA CONFÉRENCE
FAITE A LA SOCIÉTÉ DES ÉLECTRICIENS
EN DÉCEMBRE 1919

PARIS
ETIENNE CHIRON, Éditeur
40, Rue de Seine

1922

11. 2

1400

se constatent en réalité au moyen de mesures de poids.

Il est donc vraisemblable que l'énergie rayonnante, la lumière en particulier, qui se comporte comme inerte, doit se comporter comme pesante, d'où l'idée qu'un rayon lumineux doit s'incurver dans un champ de gravitation.

La première forme sous laquelle cette idée a été développée par M. Einstein se présentait de manière naturelle, au moins en apparence. On pouvait supposer que la lumière serait déviée comme un mobile se mouvant avec la vitesse V . L'énormité de cette vitesse fait que la courbure dans le champ de pesanteur terrestre serait absolument insensible. Le Soleil, au contraire, possède une masse suffisante pour dévier appréciablement un rayon lumineux passant à proximité suffisante. Un calcul très simple, la recherche de l'angle des asymptotes de la trajectoire hyperbolique suivie par un mobile dont la vitesse à grande distance du Soleil serait V , montre que la déviation produite a pour valeur

$$(16) \quad \alpha = \frac{2GM}{RV^2},$$

où G est la constante de la gravitation, M la masse du Soleil, R la distance minimum de la trajectoire au centre du Soleil. Pour un rayon passant exactement au bord du Soleil, l'emploi des valeurs connues pour les quantités figurant dans la formule (16) donne pour α la valeur

$$\alpha = 0''87.$$

Une étoile voisine du bord du Soleil devrait donc en paraître plus éloignée qu'elle n'est en réalité, d'une quantité un peu inférieure à une seconde d'arc, c'est-à-dire accessible à l'expérience pendant une éclipse

totale qui permet seule de photographier les étoiles voisines du bord du Soleil.

Des expéditions, empêchées par la guerre, avaient été prévues pour vérifier ce fait sur l'éclipse totale du 19 août 1914. Depuis cette époque, M. Einstein a réussi de manière complète à développer les conséquences du principe de relativité sous sa forme la plus générale et s'est trouvé conduit, à la fin de 1915, en suivant la voie que je vais essayer d'indiquer brièvement à prévoir une déviation exactement double de celle qu'il avait obtenue par ce raisonnement provisoire, soit $1''74$ pour une étoile vue tout près du bord du Soleil.

On peut tout d'abord remarquer que ce raisonnement simpliste présente ce même caractère hybride que nous avons reconnu à la théorie optique de Fresnel : il associe le point de vue de la propagation des ondes lumineuses, exactement régi par les lois de l'électromagnétisme qui se conservent pour les transformations du groupe de Lorentz et sont l'expression pure de la notion des actions de proche en proche à travers l'espace, avec celui de la mécanique rationnelle, celui des actions instantanées à distance, en appliquant la loi de gravitation de Newton. Ici encore la vérité se trouve dans le développement logique des idées fondamentales.

21. *Le boulet de Jules Verne.* — La gravitation se trouvant ainsi, pour la première fois, amenée en contact ou en liaison avec les phénomènes électromagnétiques ou optiques par l'idée que la lumière ou l'énergie rayonnante doit se comporter comme pesante, M. Einstein en déduit naturellement que, pour des observateurs liés à la Terre, l'expression immédiate des faits qui se passent à leur voisinage doit être que la lumière ne se propage pas en ligne droite, pas plus qu'un mobile

se constatent en réalité au moyen de mesures de poids.

Il est donc vraisemblable que l'énergie rayonnante, la lumière en particulier, qui se comporte comme inerte, doit se comporter comme pesante, d'où l'idée qu'un rayon lumineux doit s'incurver dans un champ de gravitation.

La première forme sous laquelle cette idée a été développée par M. Einstein se présentait de manière naturelle, au moins en apparence. On pouvait supposer que la lumière serait déviée comme un mobile se mouvant avec la vitesse V . L'énormité de cette vitesse fait que la courbure dans le champ de pesanteur terrestre serait absolument insensible. Le Soleil, au contraire, possède une masse suffisante pour dévier appréciablement un rayon lumineux passant à proximité suffisante. Un calcul très simple, la recherche de l'angle des asymptotes de la trajectoire hyperbolique suivie par un mobile dont la vitesse à grande distance du Soleil serait V , montre que la déviation produite a pour valeur

$$(16) \quad \alpha = \frac{2GM}{RV^2},$$

où G est la constante de la gravitation, M la masse du Soleil, R la distance minimum de la trajectoire au centre du Soleil. Pour un rayon passant exactement au bord du Soleil, l'emploi des valeurs connues pour les quantités figurant dans la formule (16) donne pour α la valeur

$$\alpha = 0''87.$$

Une étoile voisine du bord du Soleil devrait donc en paraître plus éloignée qu'elle n'est en réalité, d'une quantité un peu inférieure à une seconde d'arc, c'est-à-dire accessible à l'expérience pendant une éclipse

totale qui permet seule de photographier les étoiles voisines du bord du Soleil.

Des expéditions, empêchées par la guerre, avaient été prévues pour vérifier ce fait sur l'éclipse totale du 19 août 1914. Depuis cette époque, M. Einstein a réussi de manière complète à vérifier expérimentalement ces du principe de relativité générale et s'est trouvé suivant la voie que je je propose à prévoir une déviation qu'il avait obtenue soit 1''74 pour le Soleil.

On peut tout d'abord donner un développement plus simple et plus précis que nous avons reconnu à la théorie optique de Fresnel : il associe le point de vue de la propagation des ondes lumineuses, exactement régi par les lois de l'électromagnétisme qui se conservent pour les transformations du groupe de Lorentz et sont l'expression pure de la notion des actions de proche en proche à travers l'espace, avec celui de la mécanique rationnelle, celui des actions instantanées à distance, en appliquant la loi de gravitation de Newton. Ici encore la vérité se trouve dans le développement logique des idées fondamentales.

21. *Le boulet de Jules Verne.* — La gravitation se trouvant ainsi, pour la première fois, amenée en contact ou en liaison avec les phénomènes électromagnétiques ou optiques par l'idée que la lumière ou l'énergie rayonnante doit se comporter comme pesante, M. Einstein en déduit naturellement que, pour des observateurs liés à la Terre, l'expression immédiate des faits qui se passent à leur voisinage doit être que la lumière ne se propage pas en ligne droite, pas plus qu'un mobile

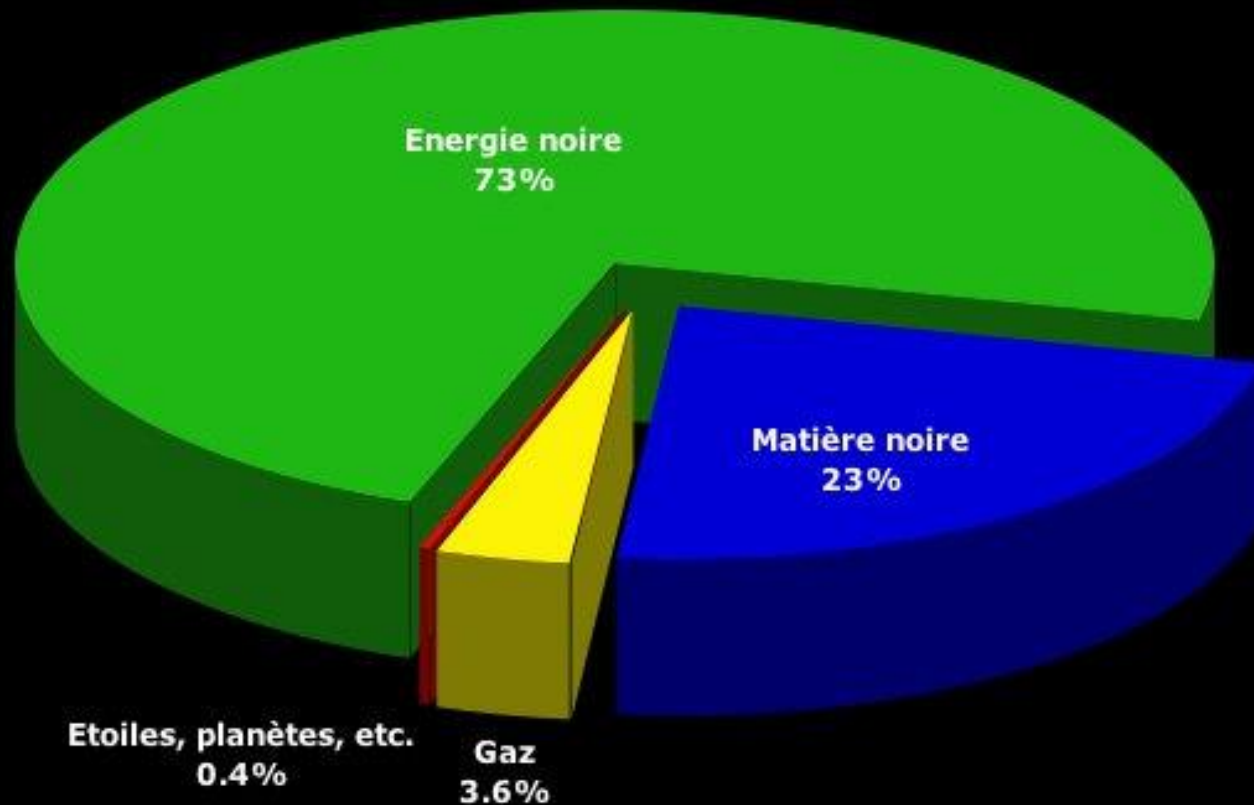
La « gravité massive »
prédit initialement 1''30

(van Dam, Veltman,
Zakharov, 1970)

la Relativité Générale sert également de cadre
au « modèle standard » cosmologique

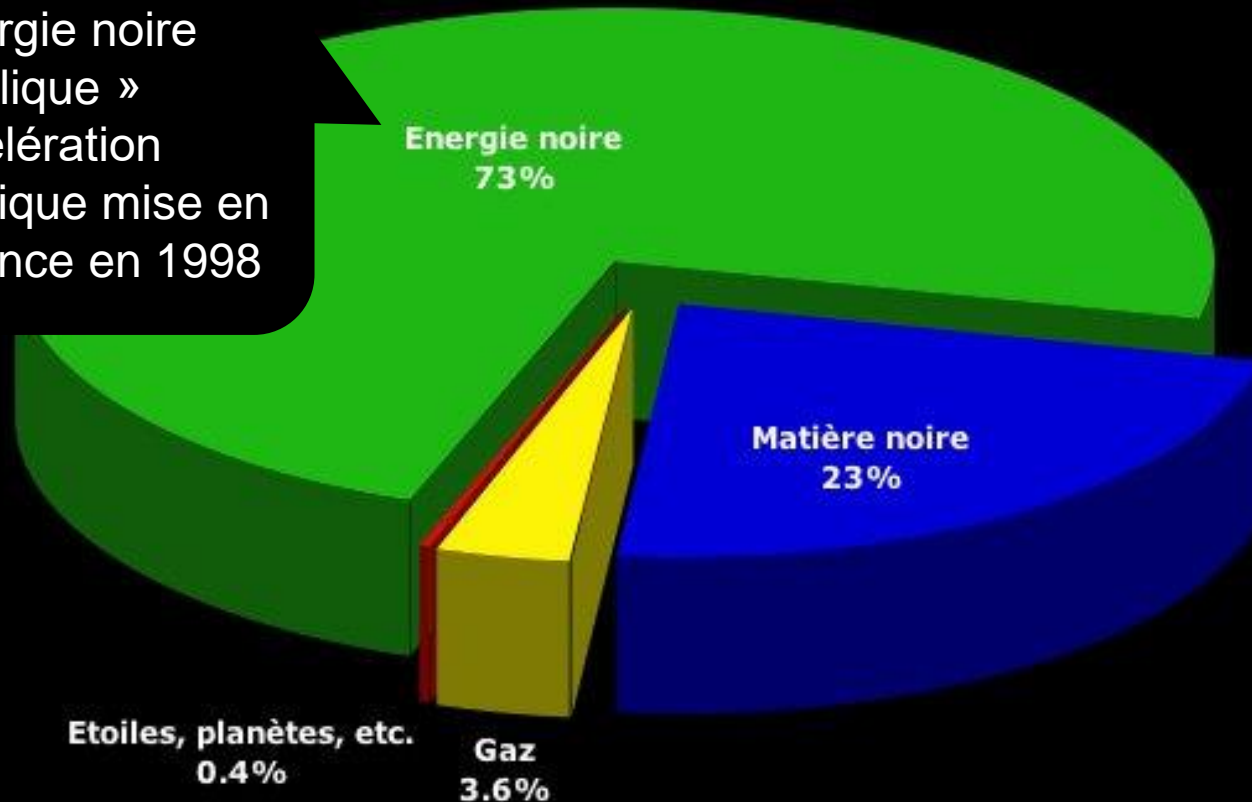
... vérifié par un grand nombre d'observations ...

Dans ce modèle cosmologique standard,
l'univers se compose de :



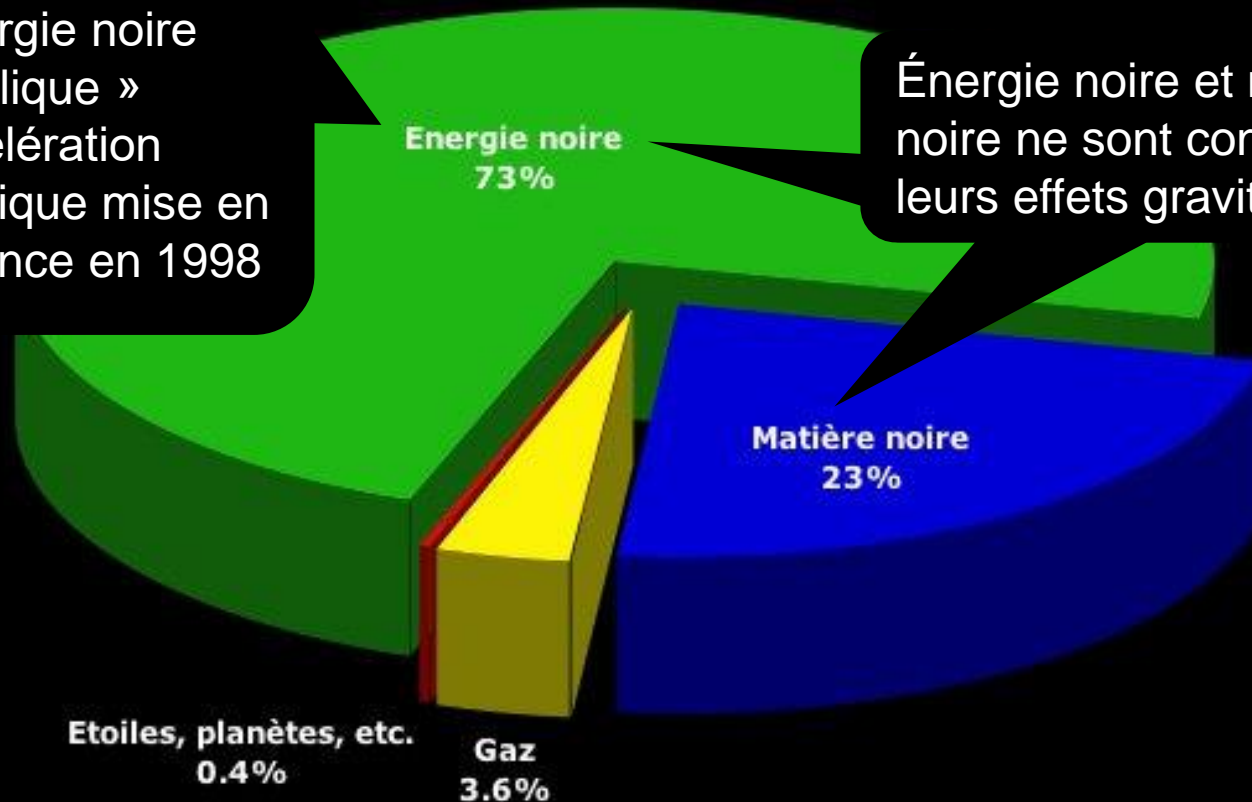
Dans ce modèle cosmologique standard,
l'univers se compose de :

L'énergie noire
« explique »
l'accélération
cosmique mise en
évidence en 1998



Dans ce modèle cosmologique standard, l'univers se compose de :

L'énergie noire « explique » l'accélération cosmique mise en évidence en 1998



Énergie noire et matière noire ne sont connus que par leurs effets gravitationnels

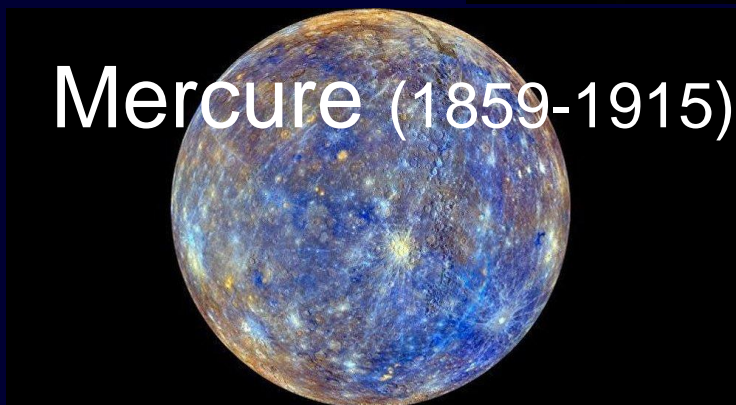
Un précédent instructif ?



Le Verrier
(1811-1877)



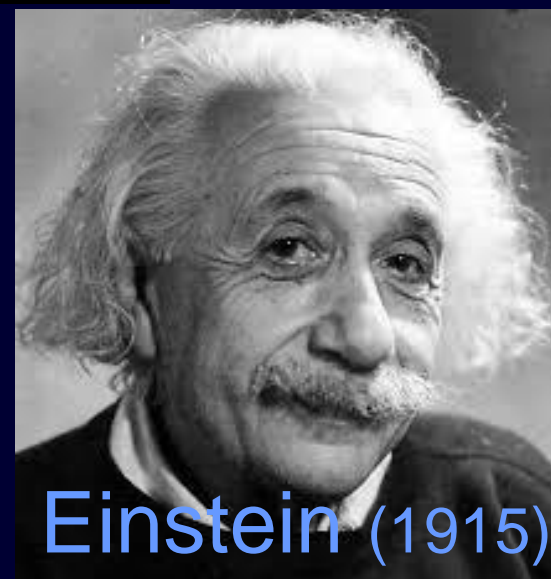
Neptune (1846)



Mercuré (1859-1915)



Vulcain



Einstein (1915)

Changer la gravitation ?



Pour “remplacer” la matière noire:

Modèle “MOND”

M. Milgrom (1983)

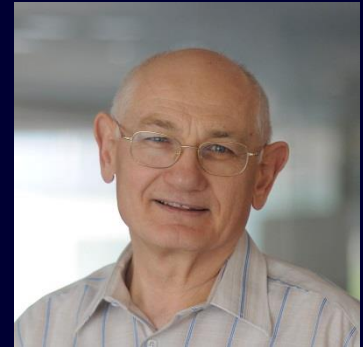


Changer la gravitation ?



Pour “remplacer” la matière noire:

Modèle “MOND”
M. Milgrom (1983)

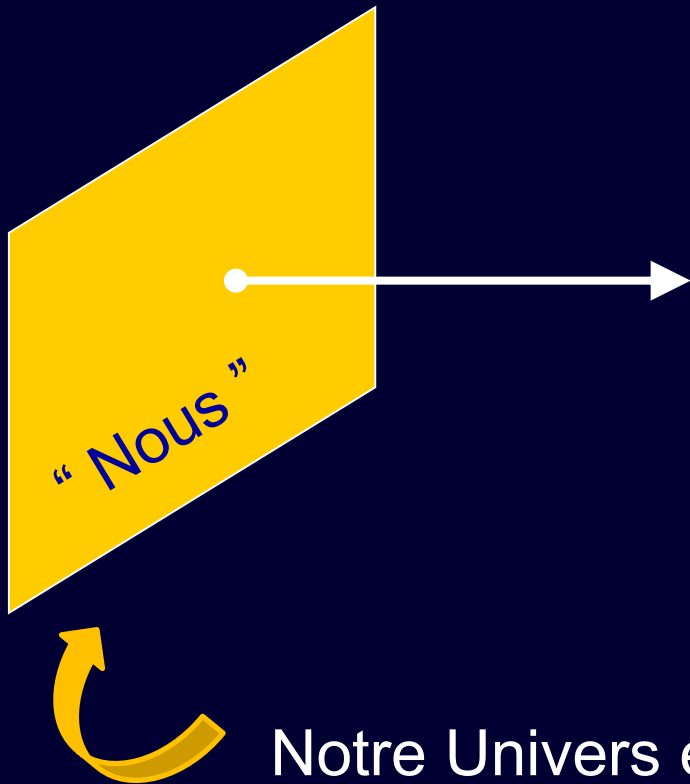


Pour “remplacer” l’énergie noire:

Modèle DGP
CD, Dvali, Gabadadze, Porrati
(2000-2001)



Le modèle DGP: un Univers "brane"



Notre Univers est une surface (une "brane") à 3+1 dimensions, plongée dans un espace-temps à 5 dimensions dont la dynamique est régie par la gravitation d'Einstein à 5 dimensions.

On obtient les équations de Friedmann modifiées (CD 2001)

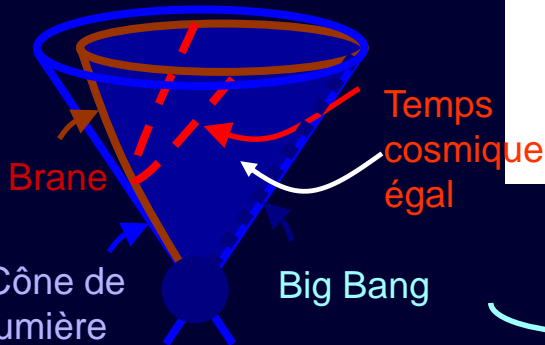
Densité d'énergie de la matière localisée sur la brane

Deux
Branches de
solutions

$$\sqrt{H^2 + \frac{k}{a^2}} = \frac{\epsilon}{2r_c} + \sqrt{\frac{\rho(M)}{3M_P^2} + \frac{1}{4r_c^2}}$$

avec $\epsilon = \pm 1$

$$\dot{\rho} = -3H(P + \rho)$$



- Analogue aux équations de Friedmann standard

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{\rho(M)}{3M_P^2} \quad \text{dans l'univers primordial}$$

(petits rayons de Hubble $H^{-1} \ll r_c$)

- Déviation aux temps longs (auto-accélération)



La cosmologie du modèle DGP a lancé concrètement l'idée de lier accélération cosmique et modification de la gravitation et donné beaucoup de fruits théoriques



La cosmologie du modèle DGP a lancé concrètement l'idée de lier accélération cosmique et modification de la gravitation et donné beaucoup de fruits théoriques



À grande distance, la gravitation diffère de la gravitation d'Einstein et s'apparente à la "gravité massive"

Gravité massive ?



Version pré-relativiste:

Force gravitationnelle de “portée finie” (coupure exponentielle de type Yukawa) :

$$\propto \exp(-r / \lambda)$$

(avec λ : portée de la force)

Gravité massive ?



Version pré-relativiste:

Force gravitationnelle de “portée finie” (coupure exponentielle de type Yukawa) :

$$\propto \exp(-r / \lambda)$$

(avec λ : portée de la force)



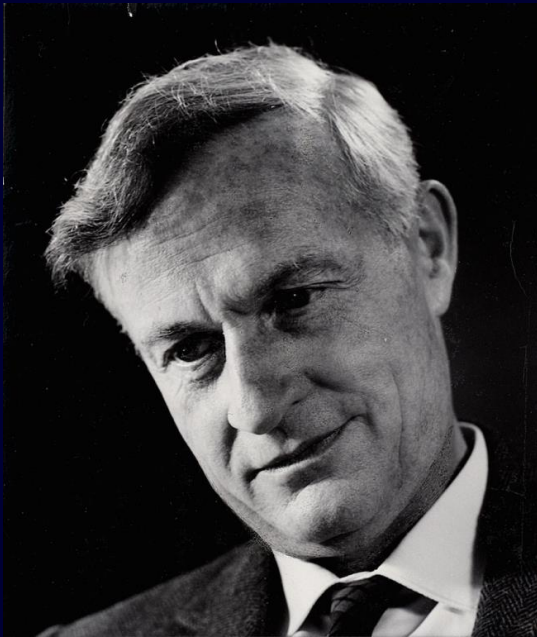
Peut on en construire une version relativiste ?

(avec $m \sim \hbar / \lambda c$: masse de Compton du vecteur de la force, le “graviton” massif et ses 5 polarisations)

(NB: une des motivations ayant poussé Einstein à introduire la constante cosmologique)



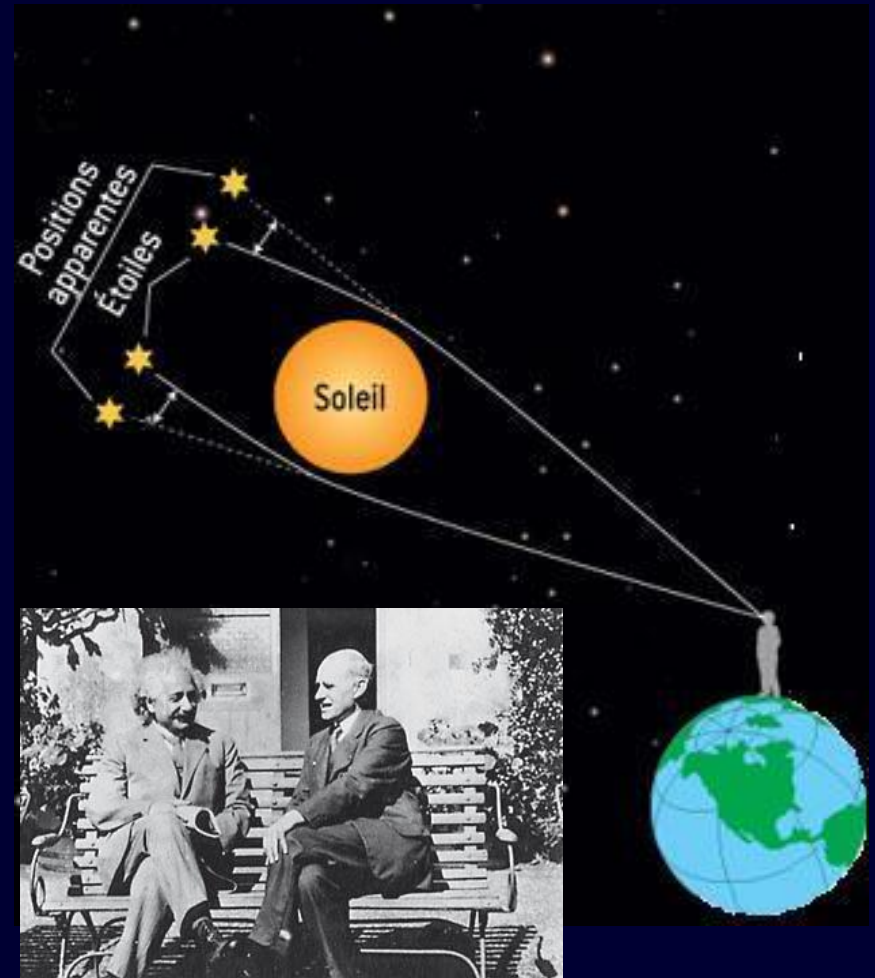
Fierz et Pauli trouvent en 1939 la façon (unique) de modifier l'équation (linéaire) des ondes gravitationnelles pour « donner une masse au graviton »



Mais la théorie de Fierz et Pauli conduit à des prédictions en désaccord avec les observations



La déviation de la lumière diffère de 25% des prédictions de la relativité générale





Cette différence persiste quelle que soit la petitesse de la masse du graviton !



C'est la « discontinuité de van Dam-Veltman-Zakharov » (1970) ou vDVZ

En 1972, **A. Vainshtein** conjecture une solution au problème vDVZ



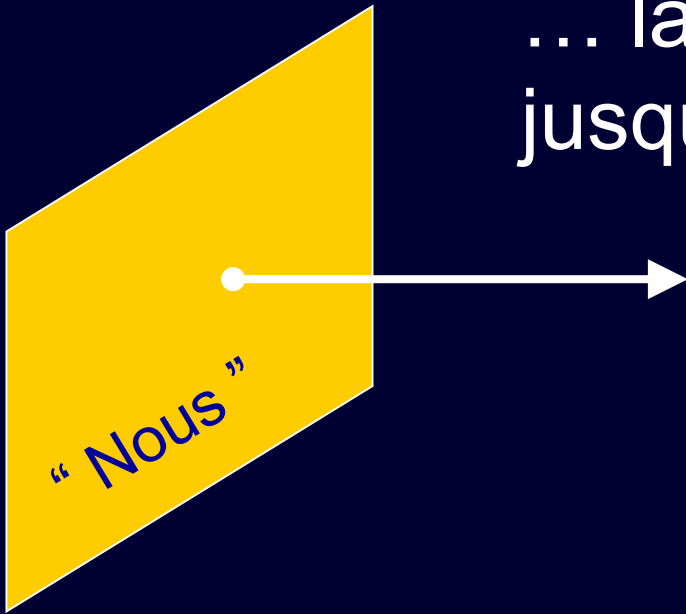
Ce « mécanisme de **Vainshtein** » repose sur une extension non linéaire de la théorie de Fierz et Pauli

Suite aux travaux de Vainshtein,

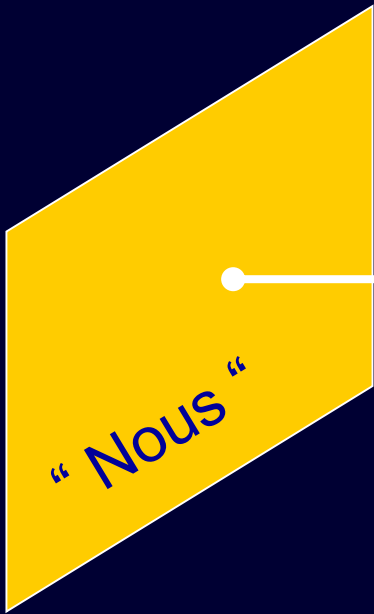
Boulware et Deser (1972) « prouvent » que
toute théorie massive non linéaire est
instable

(existence d'un mode « fantôme » dans la
théorie, *i.e.* d'un état d'énergie négative)...

... la situation reste bloquée
jusqu'au modèle DGP (2000) ...



... la situation reste bloquée
jusqu'au modèle DGP (2000) ...



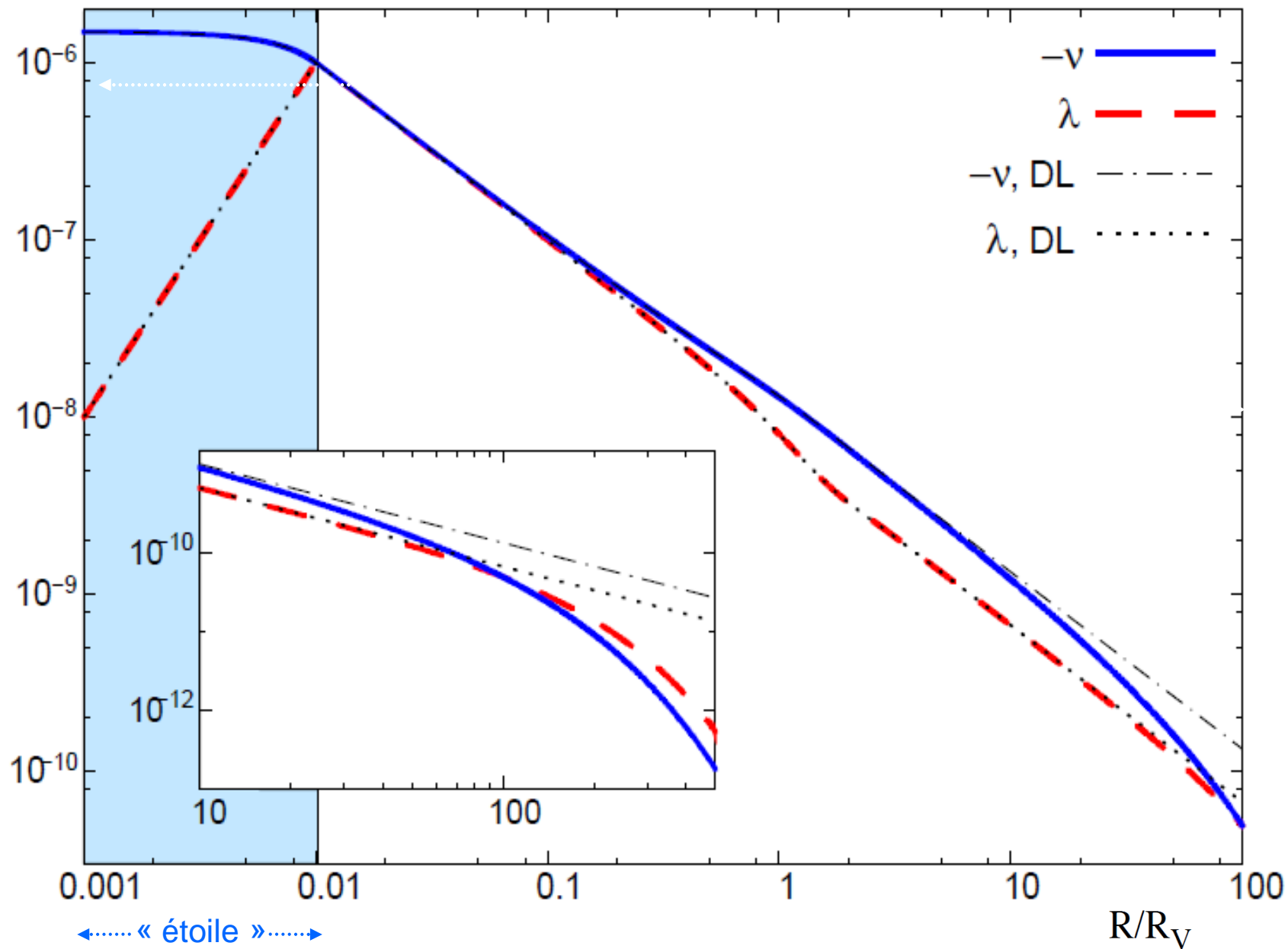
Les solutions cosmologiques du
modèle DGP (CD 2001) offrent la
première indication (fondée sur des
solutions explicites) que le mécanisme
de Vainshtein peut fonctionner (CD, Dvali,
Gabadadze, Vainshtein 2002) ...



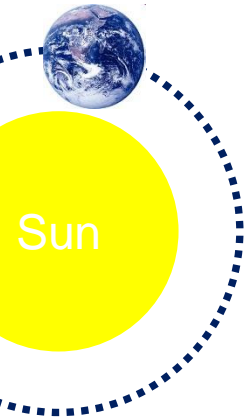
2009-2010: Première
démonstration explicite que le
mécanisme de Vainshtein marche
précisément comme attendu
(Babichev, CD, Ziour)



$$g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -e^{\nu(R)} dt^2 + e^{\lambda(R)} dR^2 + R^2 d\Omega^2$$



Babichev, C.D., Ziour
(2009-2010):



$$\psi \propto r^{3/2}$$

$$\psi \propto \frac{1}{r}$$

$$\psi \propto \frac{e^{-r/l_c}}{r}$$

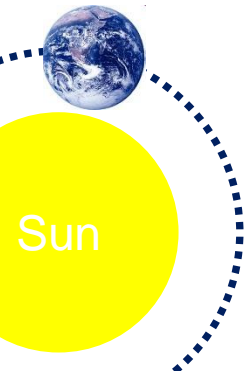
$$r = r_v \equiv l_c \left(GM/l_c c^2 \right)^{1/5}$$

≫ Système solaire

$$r = l_c$$

~ Distances cosmologiques

Babichev, C.D., Ziour
(2009-2010):



$$\psi \propto r^{3/2}$$

$$\psi \propto \frac{1}{r}$$

$$\psi \propto \frac{e^{-r/l_c}}{r}$$

$$l_c^4 \Delta (\Delta \psi \Delta \psi) \sim 4\pi G \rho$$

$$\Delta \psi \sim 4\pi G \rho$$

$$\Delta \psi - \frac{\psi}{l_c^2} = 4\pi G \rho$$

Les non linéarités permettent de retrouver la Relativité Générale

La théorie linéaire de Fierz-Pauli s'applique: déviation par rapport à la Relativité Générale

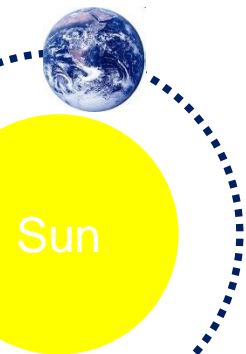
$$r = r_v \equiv l_c (GM/l_c c^2)^{1/5}$$

≫ Système solaire

$$r = l_c$$

~ Distances cosmologiques

Babichev, C.D., Ziour
(2009-2010):



Ces non linéarités jouent un rôle clé

On peut les extraire en prenant une
« limite de découplage » qui conduit à
une théorie scalaire simple.

$$\psi \propto \frac{1}{r^2}$$

$$\psi \propto \frac{1}{r}$$

$$\psi \propto \frac{c}{r}$$

$$l_c^4 \Delta (\Delta \psi \Delta \psi) \sim 4\pi G \rho$$

$$\Delta \psi \sim 4\pi G \rho$$

$$\Delta \psi - \frac{\psi}{l_c^2} = 4\pi G \rho$$

Les non linéarités permettent de retrouver la Relativité Générale

$$r = r_v \equiv l_c (GM/l_c c^2)^{1/5}$$

» Système solaire

La théorie linéaire de Fierz-Pauli s'applique: déviation par rapport à la Relativité Générale

$$r = l_c$$

» Distances cosmologiques

La limite de découplage de la gravité massive

Arkani-Hamed, Georgi, Schwartz (2003)



équation pour la polarisation scalaire:

$$\square\psi + \frac{1}{\Lambda^5} \square [(\square\psi) (\square\psi)] = \frac{T}{M_p}$$

La limite de découplage de la gravité massive

Arkani-Hamed, Georgi, Schwartz (2003)



équation pour la polarisation scalaire:

$$\square\psi + \frac{1}{\Lambda^5} \square [(\square\psi) (\square\psi)] = \frac{T}{M_p}$$



Conduit à des équations d'ordre 4 (donc deux degrés de liberté, l'un d'eux est le « fantôme » de Boulware-Deser)



Permet de comprendre le mécanisme de Vainshtein



CD, Rombouts 2005

(Creminelli, Nicolis, Papucci, Trincherini 2005)

La limite de découplage de la gravité massive

Arkani-Hamed, Georgi, Schwartz (2003)



équation pour la polarisation scalaire:

$$\square\psi + \frac{1}{\Lambda^5} \square [(\square\psi) (\square\psi)] = \frac{T}{M_p}$$



Conduit à des équations d'ordre 4 (donc deux degrés de liberté, l'un d'eux est le « fantôme » de Boulware-Deser)



Permet de comprendre le mécanisme de Vainshtein



CD, Rombouts 2005

(Creminelli, Nicolis, Papucci, Trincherini 2005)



A permis la découverte par de Rham, Gababadze, Tolley d'une théorie de gravité massive sans fantôme de Boulware-Deser



L'Absence du fantôme de Boulware-Deser a été très débattue



Mais peut être vue assez facilement avec le formalisme des bases mobiles (vierbeins)

CD, J. Mourad, G. Zahariade (2013)



Un produit dérivé: la construction d'une théorie de graviton massif se propageant sur un espace-temps arbitraire



L. Bernard, CD, M. von Strauss 2014, 2015
+ A. Schmidt-May 2015



Métrie arbitraire

$g_{\mu\nu}$

$$S^{(2)} = -\frac{1}{2}M_g^2 \int d^4x \sqrt{|g|} h_{\mu\nu} \left(\mathcal{E}^{\mu\nu\rho\sigma} + m^2 \mathcal{M}^{\mu\nu\rho\sigma} \right) h_{\rho\sigma}$$

Terme cinétique de la relativité générale

Terme de masse

Cette théorie est définie par les équations linéaires suivantes

$$E_{\mu\nu} \equiv \mathcal{E}_{\mu\nu}{}^{\rho\sigma} h_{\rho\sigma} + \frac{m^2}{2} \left[2(\beta_0 + \beta_1 e_1 + \beta_2 e_2) h_{\mu\nu} - (\beta_1 + \beta_2 e_1) (h_{\mu\rho} S^\rho{}_\nu + h_{\nu\rho} S^\rho{}_\mu) \right. \\ \left. - (\beta_1 g_{\mu\nu} + \beta_2 e_1 g_{\mu\nu} - \beta_2 S_{\mu\nu}) h_{\rho\sigma} S^{\rho\sigma} + \beta_2 g_{\mu\nu} h_{\rho\sigma} (S^2)^{\rho\sigma} \right. \\ \left. - (\beta_1 + \beta_2 e_1) (g_{\mu\rho} \delta S^\rho{}_\nu + g_{\nu\rho} \delta S^\rho{}_\mu) \right] \simeq 0,$$

Équations d'Einstein linéarisées

$$\mathcal{E}_{\mu\nu}{}^{\rho\sigma} h_{\rho\sigma} \equiv -\frac{1}{2} \left[\delta_\mu^\rho \delta_\nu^\sigma \nabla^2 + g^{\rho\sigma} \nabla_\mu \nabla_\nu - \delta_\mu^\rho \nabla^\sigma \nabla_\nu - \delta_\nu^\rho \nabla^\sigma \nabla_\mu - g_{\mu\nu} g^{\rho\sigma} \nabla^2 + g_{\mu\nu} \nabla^\rho \nabla^\sigma \right. \\ \left. + \delta_\mu^\rho \delta_\nu^\sigma R - g_{\mu\nu} R^{\rho\sigma} \right] h_{\rho\sigma},$$

Cette théorie est définie par les équations linéaires suivantes

$$E_{\mu\nu} \equiv \mathcal{E}_{\mu\nu}{}^{\rho\sigma} h_{\rho\sigma} + \frac{m^2}{2} \left[2(\beta_0 + \beta_1 e_1 + \beta_2 e_2) h_{\mu\nu} - (\beta_1 + \beta_2 e_1) (h_{\mu\rho} S^\rho{}_\nu + h_{\nu\rho} S^\rho{}_\mu) \right. \\ \left. - (\beta_1 g_{\mu\nu} + \beta_2 e_1 g_{\mu\nu} - \beta_2 S_{\mu\nu}) h_{\rho\sigma} S^{\rho\sigma} + \beta_2 g_{\mu\nu} h_{\rho\sigma} (S^2)^{\rho\sigma} \right. \\ \left. - (\beta_1 + \beta_2 e_1) (g_{\mu\rho} \delta S^\rho{}_\nu + g_{\nu\rho} \delta S^\rho{}_\mu) \right] \simeq 0,$$

$$\delta S^\lambda{}_\mu = \frac{1}{2} g^{\nu\lambda} \left[e_4 c_1 \left(\delta_\nu^\rho \delta_\mu^\sigma + \delta_\nu^\sigma \delta_\mu^\rho - g_{\mu\nu} g^{\rho\sigma} \right) + e_4 c_2 \left(S_\nu^\rho \delta_\mu^\sigma + S_\nu^\sigma \delta_\mu^\rho - S_{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g_{\mu\nu} S^{\rho\sigma} \right) \right. \\ \left. - e_3 c_1 \left(\delta_\nu^\rho S_\mu^\sigma + \delta_\nu^\sigma S_\mu^\rho \right) + (e_2 c_1 - e_4 c_3 + e_3 c_2) S_{\mu\nu} S^{\rho\sigma} \right. \\ \left. + e_4 c_3 \left[\delta_\mu^\sigma [S^2]^\rho{}_\nu + \delta_\mu^\rho [S^2]^\sigma{}_\nu - g^{\rho\sigma} [S^2]_{\mu\nu} + \delta_\nu^\rho [S^2]^\sigma{}_\mu + \delta_\nu^\sigma [S^2]^\rho{}_\mu - g_{\mu\nu} [S^2]^{\rho\sigma} \right] \right. \\ \left. - e_3 c_2 \left(S_\nu^\rho S_\mu^\sigma + S_\nu^\sigma S_\mu^\rho \right) - e_3 c_3 \left(S_\mu^\sigma [S^2]^\rho{}_\nu + S_\mu^\rho [S^2]^\sigma{}_\nu + S_\nu^\rho [S^2]^\sigma{}_\mu + S_\nu^\sigma [S^2]^\rho{}_\mu \right) \right. \\ \left. + (e_3 c_3 - e_1 c_1) \left(S^{\rho\sigma} [S^2]_{\mu\nu} + S_{\mu\nu} [S^2]^{\rho\sigma} \right) - (c_1 - e_2 c_3) \left([S^2]^\rho{}_\nu [S^2]^\sigma{}_\mu + [S^2]^\sigma{}_\nu [S^2]^\rho{}_\mu \right) \right. \\ \left. + c_4 [S^2]_{\mu\nu} [S^2]^{\rho\sigma} + c_1 \left([S^3]_{\mu\nu} S^{\rho\sigma} + S_{\mu\nu} [S^3]^{\rho\sigma} \right) + c_2 \left([S^3]_{\mu\nu} [S^2]^{\rho\sigma} + [S^2]_{\mu\nu} [S^3]^{\rho\sigma} \right) \right. \\ \left. + c_3 [S^3]_{\mu\nu} [S^3]^{\rho\sigma} \right] h_{\rho\sigma},$$

$$R^\mu{}_\nu = m^2 \left[\left(\beta_0 + \frac{1}{2} e_1 \beta_1 \right) \delta_\nu^\mu + (\beta_1 + \beta_2 e_1) S^\mu{}_\nu - \beta_2 (S^2)^\mu{}_\nu \right]$$



A permis d'obtenir un graviton « partiellement massif » sur un Espace-temps non Einsteinien



L. Bernard, CD, K. Hinterbichler, M. von Strauss 2017, 2018





A permis d'obtenir un graviton « partiellement massif » sur un Espace-temps non Einsteinien



L. Bernard, CD, K. Hinterbichler, M. von Strauss 2017, 2018



Un résultat relié: théorie de plusieurs gravitons partiellement massifs en interaction

N. Boulanger, CD, S.Garcia-Saenz, L.Traina, 2020



La limite de découplage existe aussi pour le modèle DGP

Luty, Porrati, Rattazzi, 2003

$$\square\psi + \frac{1}{\Lambda^3} [(\square\psi)(\square\psi) - \psi_{;\mu\nu}\psi^{;\mu\nu}] = \frac{T}{M_p}$$



Conduit à des équations d'ordre 2 (pas de « fantôme » de Boulware-Deser)

La limite de découplage existe aussi pour le modèle DGP

Luty, Porrati, Rattazzi, 2003

$$\square\psi + \frac{1}{\Lambda^3} [(\square\psi)(\square\psi) - \psi_{;\mu\nu}\psi^{;\mu\nu}] = \frac{T}{M_p}$$



Conduit à des équations d'ordre 2 (pas de « fantôme » de Boulware-Deser)



Permet de comprendre la cosmologie auto accélératrice trouvée en 2001

La limite de découplage existe aussi pour le modèle DGP

Luty, Porrati, Rattazzi, 2003

$$\square\psi + \frac{1}{\Lambda^3} [(\square\psi)(\square\psi) - \psi_{;\mu\nu}\psi^{;\mu\nu}] = \frac{T}{M_p}$$



Conduit à des équations d'ordre 2 (pas de « fantôme » de Boulware-Deser)



Permet de comprendre la cosmologie auto accélératrice trouvée en 2001



Peut être généralisé



Galiléons en espace-temps plat

Nicolis, Rattazzi, Trincherini 2009



Galiléons en espace-temps courbe et Galiléons généralisés

CD, G. Esposito-Farese, A. Vikman;

CD, S. Deser, G. Esposito-Farese

CD, Gao, D. Steer, G. Zahariade 2009-2011





Ligne de recherche qui se poursuit

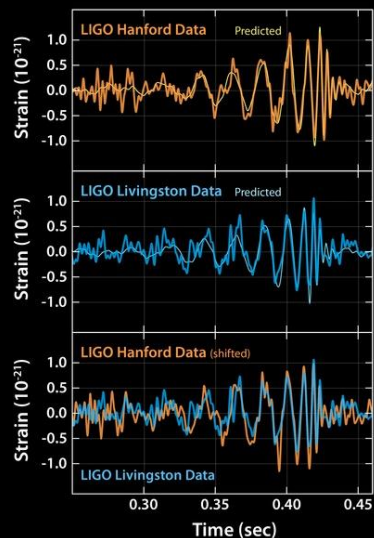


Ligne de recherche qui se poursuit



Un des aspects vertueux:

Il est possible de « tuer » certaines de ces théories grâce aux observations de la « cosmologie de précision » et à celles des ondes gravitationnelles

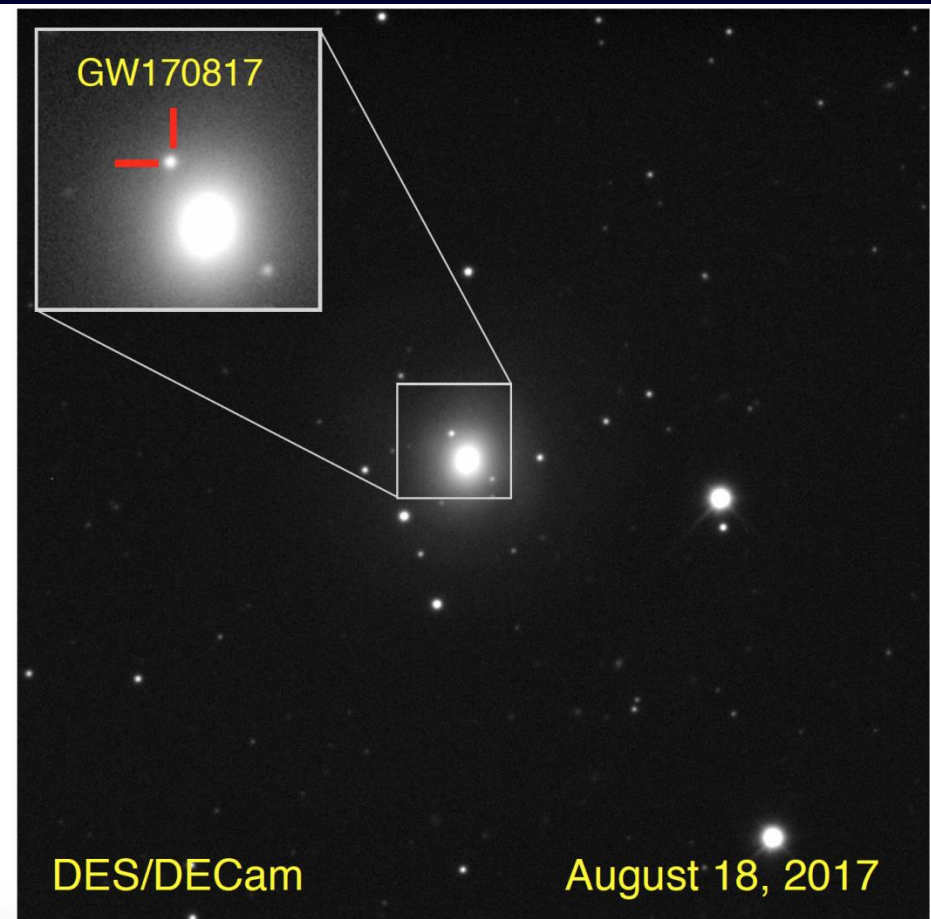
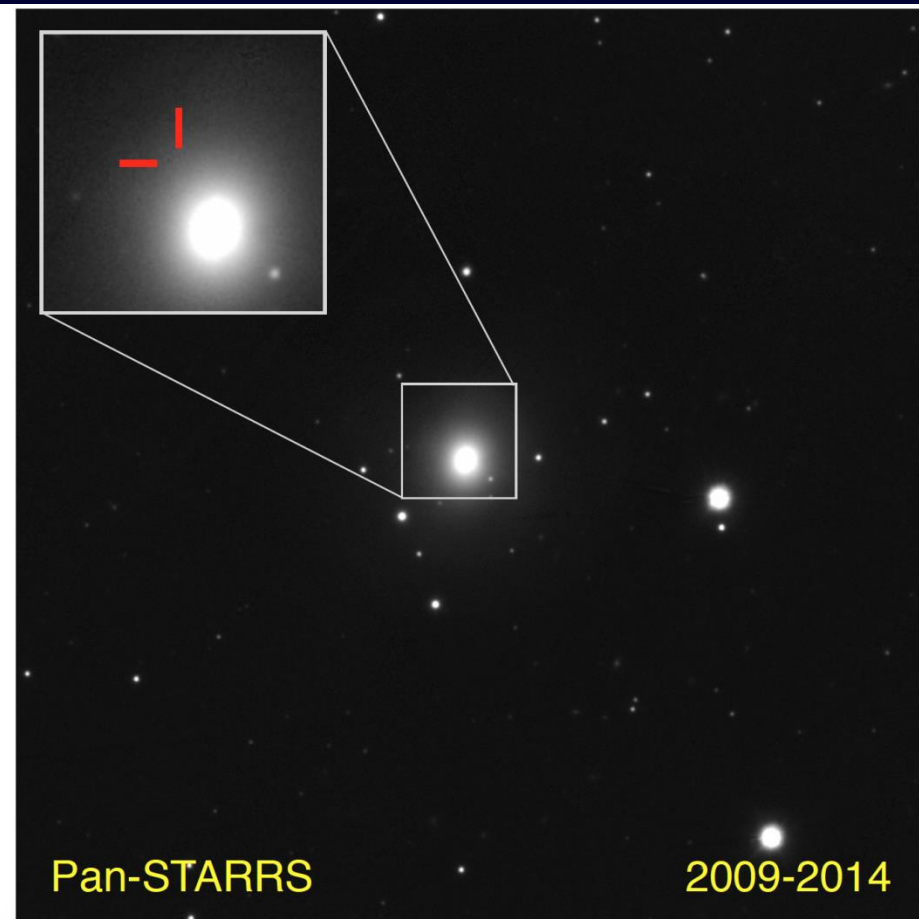


Août 2017:

détection d'une fusion d'étoiles à neutron...

... via les ondes gravitationnelles ...

... puis 1,7 seconde plus tard en rayons gamma



Ces observations ont invalidé beaucoup de modèles du type Galiléons étendus et produisant de l'accélération cosmique



Un des seuls modèles restant viable est le modèle « KGB »



CD, O.Pujolas, I.Sawicki, A.Vikman (2010)

$$\mathcal{L} = K(\psi, X) + G(\psi, X)\square\psi$$

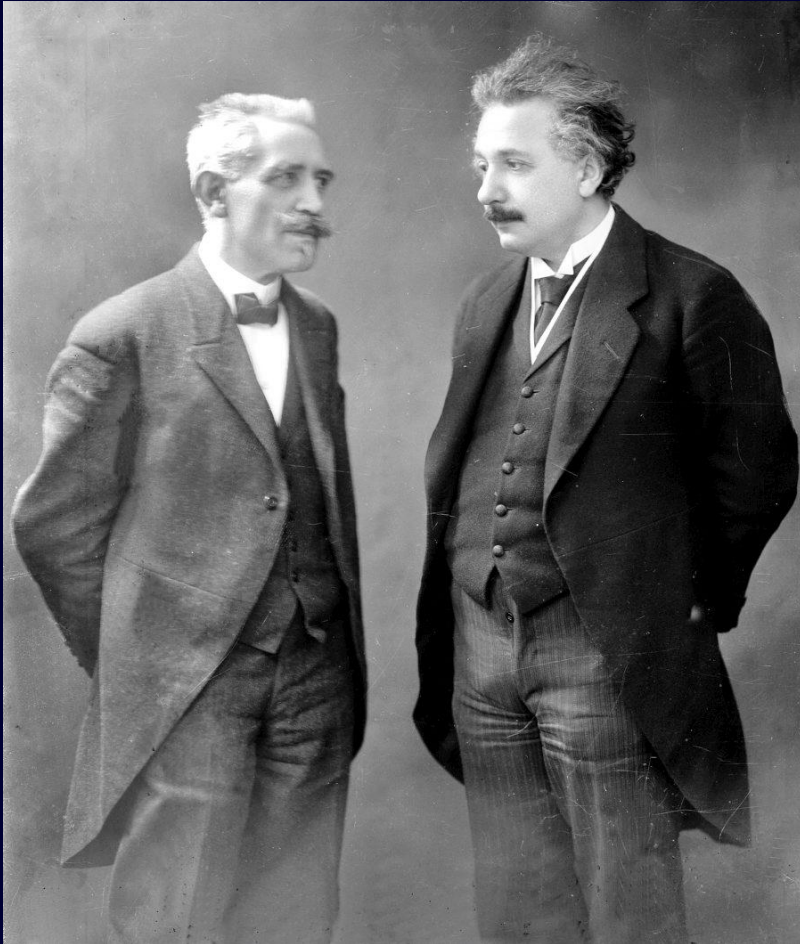
avec $X = \partial^\mu\psi\partial_\mu\psi$



A suivre...

Merci de votre attention

A suivre...



Merci de votre attention
... et à la SFP pour le prix Langevin !