

## **Bosses du champ électromagnétique Modèles électro-gravitationnels de l'électron classique et de l'énergie noire**

PIERRE MARX

102, les bois du cerf, F – 91450 Etolles, France

[marx.p@wanadoo.fr](mailto:marx.p@wanadoo.fr)

**RESUME.** Dans un premier article [1], on a conjecturé que les équations de Maxwell dans le vide ne sont plus linéaires pour des champs EM extrêmement élevés, du fait que l'énergie correspondante engendre un champ de gravitation qu'on ne peut pas négliger comme on le fait usuellement.

Il en résulte une "4-force" dans l'espace de configuration du champ, dénommée précédemment: "4-densité de courant électrogravitationnel". On postule ici qu'il s'agit de la 4-densité de courant de sorte que la charge électrique apparaît comme la manifestation d'un champ EM extrêmement élevé.

Appliqué au potentiel électrostatique à symétrie centrale et moyennant l'hypothèse qu'il ne peut excéder le potentiel de Planck<sup>1</sup>, on montre que la charge électrique associée est confinée à l'intérieur d'une sphère centrée à l'origine et de rayon non nul.

On propose de représenter ainsi la charge élémentaire  $e$ , remplaçant ainsi l'électron ponctuel du modèle standard par une "bosse " du champ EM.

Selon ce modèle, le champ de gravitation créé par le champ EM est répulsif jusqu'au rayon classique de l'électron puis attractif au-delà.

Cette propriété fournit un modèle pour l'énergie sombre, censée causer l'expansion accélérée de l'univers et dont la nature est aujourd'hui inconnue.

On remplace ainsi la constante cosmologique du modèle standard  $\Lambda$ CDM par un "champ de bosses EM".

**ABSTRACT.** In a first article, we conjectured that Maxwell's equations in vacuum are no longer linear for extremely high EM fields, because the

---

<sup>1</sup> Dans le système d'unités naturelles, dites de Planck, l'unité de potentiel a pour expression  $V_p = c^2 / 4\pi\epsilon_0 G$

corresponding energy generates a gravitational field which cannot be overlooked as we usually do it.

This results in a "4-force" in the field configuration space, previously called: "4-density electrogravitational current". We postulate here that it is the 4-current density so that the electric charge appears as the manifestation of an extremely high EM field.

Applied to the electrostatic potential with central symmetry and by the assumption that it cannot exceed the Planck potential, we show that the associated electric charge is confined inside a sphere centered at the origin and of nonzero radius .

We propose to represent thus the elementary charge  $e$ , thus replacing the point electron of the standard model by a "bump" of the EM field.

According to this model, the gravitational field created by the EM field is repulsive up to the classical radius of the electron then attractive beyond.

This property provides a model for dark energy, which is believed to cause the accelerated expansion of the universe and whose nature is unknown today. We thus replace the cosmological constant of the standard model  $\Lambda$ CDM by a "field of EM bumps".

## 1 Champ de gravitation électromagnétique

### 1.1 Equations de Maxwell (2<sup>ème</sup> groupe)

La remise en cause du principe de superposition *dans le vide*, à la base de la théorie électromagnétique de Maxwell et synonyme de linéarité des équations éponymes, constitue peut-être une voie à suivre, basée sur le fait très général qu'un effet ne peut être proportionnel à sa cause quelle qu'en soit l'amplitude. Au-delà d'un certain domaine, des effets non linéaires apparaissent, rendant les équations usuelles inadéquates. Cette conjecture a fait l'objet d'un article publié en 2009 dans les Annales de la Fondation Louis de Broglie (vol. 34-1) sous le titre "Effets gravitationnels des champs électromagnétiques intenses" [1].

Plus précisément, on a supposé que, dans le vide, le principe de superposition cesse d'être valable pour les champs EM extrêmement intenses. Partant du lagrangien du champ EM:

$$\Lambda = -\frac{\epsilon_0}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} = -\frac{\epsilon_0}{4} (g^{\alpha\mu} g^{\beta\nu}) F_{\alpha\beta} F_{\mu\nu} \quad (1)$$

on a supposé que la métrique de l'espace-temps était fonction du 4-potentiel vecteur  $\mathcal{A}$  dont dérive le champ EM, ce qui fait de  $\mathcal{A}$  une véritable grandeur physique<sup>2</sup>.

Dans ces conditions, les coefficients  $g^{ab}$  sont des fonctions des coordonnées géométriques  $x^{\nu}$ , d'une part *via* les coordonnées généralisées  $\mathcal{A}_{\mu}$ , d'autre part du fait d'éventuelles autres formes d'énergie (*i.e.* d'autres sources de gravitation) ou si le 4-espace est plan et rapporté à des coordonnées curvilignes.

Du point de vue de la relativité générale, on ne restreint pas la généralité des équations d'Einstein. Le champ de gravitation, c'est-à-dire la métrique, est défini par l'ensemble des formes d'énergie en présence. Simplement, la part due au champ EM est, selon notre hypothèse, définie par les potentiels du champ.

On a déduit que les équations de Maxwell du 2<sup>ème</sup> groupe ont, dans ce cas, un second membre en général non nul et s'écrivent:

$$\epsilon_0 F_{;v}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \tau_{\alpha\beta} \frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial \mathcal{A}_{\mu}} \quad (2)$$

où  $\tau_{\alpha\beta}$  est le tenseur énergie-impulsion du champ EM classique et les  $\partial g^{\alpha\beta} / \partial \mathcal{A}_{\mu}$ , les dérivées des composantes contravariantes du tenseur métrique par rapport aux composantes covariantes du 4-potentiel vecteur  $\mathcal{A}$  dont elles sont supposées dépendre<sup>3</sup>.

## 1.2 Le "vide polarisé"

Notre hypothèse suggère une analogie avec la matière polarisée. Dans le vide et en présence d'un champ de gravitation, les inductions électrique  $\mathbf{D}$  et

---

<sup>2</sup> Selon la théorie classique de l'électromagnétisme, sauf à introduire des "conditions de jauge" (comme la jauge de Coulomb), le 4-potentiel vecteur  $\mathcal{A}$  n'est pas défini de manière univoque. Ses composantes ne sont donc pas considérées comme des grandeurs physiques au sens de grandeurs mesurables. Toutefois, le potentiel-vecteur est observable en mécanique quantique (effet Aharonov-Bohm).

<sup>3</sup> Ces dérivées sont donc les composantes d'un tenseur du 3<sup>ème</sup> ordre.

magnétique  $\mathbf{B}$  s'expriment en fonction des champs électrique  $\mathbf{E}$  et magnétique  $\mathbf{H}$  par les expressions ([2], §90):

$$\mathbf{D} = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{g_{00}}} \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{H} \wedge \mathbf{g} \quad \mathbf{B} = \frac{\mu_0}{\sqrt{g_{00}}} \mathbf{H} - \frac{1}{c} \mathbf{E} \wedge \mathbf{g} \quad (3)$$

où  $\mathbf{g}$  est le 3-vecteur de composantes covariantes:  $g_i = -g_{0i}/g_{00}$

Pour les champs EM faibles, ces expressions sont linéaires puisque le champ de gravitation, s'il y en a un, est une donnée. En l'absence de gravité (espace de Minkowski dans un référentiel d'inertie)<sup>4</sup>, elles se simplifient pour donner les relations classiques:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (4)$$

Mais si, comme on l'a supposé pour le champ EM extrêmement intense, le champ de gravitation est affecté par le 4-potentiel vecteur  $\mathcal{A}$  dont dérivent les champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$ , les relations (3) ne sont plus linéaires.

Cette situation peut être comparée au cas de la matière polarisée où le champ EM n'obéit pas toujours au principe de superposition. Dans un diélectrique parfait, l'induction électrique  $\mathbf{D}$  dépend linéairement du champ électrique  $\mathbf{E}$  mais des phénomènes non linéaires se produisent si le champ  $\mathbf{E}$  est trop élevé (décharge disruptive dans les gaz, par exemple). Il en est de même pour une substance paramagnétique refroidie entre l'induction magnétique  $\mathbf{B}$  et le champ magnétique  $\mathbf{H}$  (phénomène de saturation).

S'inspirant de ce parallélisme, posons, comme pour un matériau à la fois diélectrique et susceptible magnétiquement:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad ; \quad \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (5)$$

où  $\mathbf{P}$  et  $\mathbf{M}$  seraient, pour le vide, l'équivalent respectivement des *vecteurs polarisation et intensité d'aimantation* dans la matière, reliés ici aux champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$  via la métrique par les relations (3).

On peut objecter que cette formulation est dénuée de sens physique puisque, contrairement à un diélectrique, la "polarisation" ne fait intervenir aucun porteur de charges tel qu'un atome ou une molécule. Dans ces conditions, les monopôles ne sont que des grandeurs fictives à l'image des masses magnétiques, considérées comme une représentation commode de la matière aimantée.

---

<sup>4</sup> Et plus généralement, dans un référentiel synchrone.

De notre point de vue, les monopôles créés sont, au contraire, bien réels: ce sont *les charges électriques habituelles et celles-ci sont la manifestation d'un champ EM extrêmement intense*. De la sorte, il n'y a plus lieu de considérer la charge et le champ comme deux entités physiques indépendantes et de n'étudier que leurs interactions, comme le fait la théorie classique. Ici, seul existe le champ et on appelle "charge" toute configuration particulière du champ où le principe de superposition ne s'applique pas.

Dans la théorie classique, la charge est à l'origine du champ mais la réciproque n'est pas vraie. C'est pourquoi, dans notre précédent article [1], on s'est limité au cas du champ libre. Notre hypothèse selon laquelle le champ EM extrêmement intense "créé" la charge électrique, conduit désormais à considérer le système "champ EM + charge" comme une entité unique.

Les seconds membres des équations (2) représentent les composantes d'une 4-force  $f$  dans l'espace de configuration du champ EM, appelée, par analogie avec la 4-densité de courant électrique, "*4-densité de courant électrogravitationnel*" (ou densité de ceg) soit:

$$-\frac{1}{c} f^\mu = \frac{1}{2} \tau_{\alpha\beta} \frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial \mathcal{A}_\mu} \quad (6)$$

Constatant l'identité formelle de ces équations avec celles, classiques, du champ en présence de charges, on a suggéré, dans la conclusion de notre article, que le quadrivecteur  $f$  pouvait s'identifier à la 4-densité de courant électrique  $j$ , ce qui revient à dire: "*la 4-densité de courant électrique  $j$  est la manifestation du champ de gravitation créé par un champ EM extrêmement intense*". Compte tenu de (6), ses composantes contravariantes s'écrivent alors:

$$j^\mu = -\frac{c}{2} \tau_{\alpha\beta} \frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial \mathcal{A}_\mu} \quad (7)$$

### 1.3 Tenseur énergie-impulsion du champ EM intense

Dans ces conditions, il apparaît naturel<sup>5</sup> d'établir le tenseur énergie-impulsion (ci-après noté TEI) du champ EM intense en dérivant le lagrangien (1) par rapport aux coordonnées géométriques *via les*

---

<sup>5</sup> Cette méthode est considérée comme purement formelle, son avantage étant d'obtenir directement le TEI sous forme symétrique.

composantes covariantes du 4-potential vecteur  $\mathcal{A}$ . Ici, les coefficients de la métrique dépendent des coordonnées géométriques, d'une part *via* les  $\mathcal{A}_\mu$  (champ de gravitation dû au 4-potential), d'autre part directement (champ de gravitation extérieur et/ou coordonnées curvilignes dans l'espace euclidien):

$$\frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial x^v} = A_{\mu,v} \left( \frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial \mathcal{A}_\mu} \right)_{M \text{ donné}} + \left( \frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial x^v} \right)_{\mathcal{A} \text{ donné}} \quad (8)$$

ce qui donne:

$$\tau_{\mu;v}^v = -\frac{1}{c} j^v F_{\mu v} \quad (9)$$

Le TEI est alors la somme du tenseur classique du champ EM:

$$\tau^{\mu\nu} = -\varepsilon_0 F^\mu{}_\alpha F^{\nu\alpha} + \frac{\varepsilon_0}{4} g^{\mu\nu} F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} \quad (10)$$

et d'un tenseur  $\pi$  de composantes:

$$\pi^{\mu\nu} = -\left( \mathcal{A}^\mu j^\nu + \mathcal{A}^\nu j^\mu - g^{\mu\nu} \mathcal{A}_\alpha j^\alpha \right) \quad (11)$$

soit:

$$T^{\mu\nu} = \tau^{\mu\nu} + \pi^{\mu\nu} \quad (12)$$

La 4-divergence de sa trace est identiquement nulle à condition que le quadrivecteur:

$$\frac{1}{c} \mathcal{A}^\nu \left( \partial_\mu j_\nu - \partial_\nu j_\mu \right) = 0 \quad (13)$$

Ce qui est le cas dans ce qui suit.

## 2 Potentiel électrostatique à symétrie centrale

Dans l'article de référence [1], on a cherché à déterminer les potentiels de gravitation engendrés par des champs EM relativement peu intenses. On a traité deux cas simples: le champ électrique constant et l'onde progressive plane. On s'intéresse maintenant au cas, *a priori* également simple, du

*potentiel électrostatique à symétrie centrale.* Le modèle doit être solution des équations de Maxwell modifiées (2), d'une part et d'Einstein, d'autre part.

Le 4-potentiel vecteur  $\mathcal{A}$  et le tenseur  $F$  du champ EM qui en dérive se résument, pour le premier, au potentiel électrostatique  $V = \mathcal{A}_0$ <sup>6</sup>, lequel ne dépend que de la distance au centre  $r$  et, pour le second, au champ électrostatique radial  $\mathbf{E} = F_{01} = -\frac{dV}{dr}$ .

Le champ de gravitation engendré par le potentiel étant central symétrique, on procède comme pour les métriques de Schwarzschild et de Reissner-Nordström en posant:

$$g_{00} = e^v ; g_{11} = -e^\lambda ; g_{22} = -r^2 ; g_{33} = -r^2 \sin^2 \theta \quad (14)$$

## 2.1 Equations de Maxwell

Le système ne dépendant pas du temps, la seule équation de Maxwell du 2<sup>ème</sup> groupe (2) non identiquement nulle est:

$$\varepsilon_0 F_{;1}^{01} = -\frac{1}{c} j^0 \quad (15)$$

avec:

$$F_{;1}^{01} = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{d}{dr} \left( \sqrt{-g} g^{00} g^{11} F_{01} \right) = -\frac{1}{r^2 e^{\frac{\lambda+v}{2}}} \frac{d}{dr} \left( r^2 \mathbf{E} e^{-\frac{\lambda+v}{2}} \right) \quad (16)$$

Selon (7) et compte tenu que seules les composantes  $g^{00}$  et  $g^{11}$  de la métrique dépendent de  $V$  (les composantes  $g^{22}$  et  $g^{33}$  sont euclidiennes),  $j^0$  a pour expression:

---

<sup>6</sup> Les potentiels tridimensionnels sont ici les composantes covariantes du 4-potentiel.:  $\mathcal{A}_\mu = (\mathcal{A}_0 = V, \mathcal{A}_i = -cA_i)$

$$j^0 = -\frac{c}{2} \tau_{\alpha\beta} \frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial \mathcal{A}_0} = -\frac{c}{2} \tau_{\alpha\beta} \frac{dg^{\alpha\beta}}{dV} = -\frac{c}{2} \left( \tau_{00} \frac{dg^{00}}{dV} + \tau_{11} \frac{dg^{11}}{dV} \right) \quad (17)$$

De (10) et (14), on tire:

$$\tau_{00} = \frac{\varepsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 e^{-\lambda} ; \tau_{11} = -\frac{\varepsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 e^{-\lambda} \quad (18)$$

A priori, les dérivées  $\frac{dg^{00}}{dV}$  et  $\frac{dg^{11}}{dV}$  ne sont pas connues mais on peut écrire dans le cas présent:

$$\frac{dg^{\alpha\alpha}}{dV} = \frac{dg^{\alpha\alpha}}{dr} \frac{dr}{dV} = -\frac{1}{E} \frac{dg^{\alpha\alpha}}{dr} ; \alpha = 1, 2 \quad (19)$$

Il vient, tous calculs faits:

$$j^0 = \frac{c\varepsilon_0}{4} \mathbf{E} \frac{de^{-\lambda-v}}{dr} = -\frac{c\varepsilon_0}{4} \mathbf{E} (\lambda' + v') e^{-\lambda-v} \quad (20)$$

D'où l'équation différentielle:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \mathbf{E} e^{-\frac{\lambda+v}{2}} \right) = -\frac{1}{4} \mathbf{E} (\lambda' + v') e^{-\frac{\lambda+v}{2}} \quad (21)$$

qui s'intègre comme suit:

$$\frac{\frac{d}{dr} \left( r^2 \mathbf{E} e^{-\frac{\lambda+v}{2}} \right)}{r^2 \mathbf{E} e^{-\frac{\lambda+v}{2}}} = -\frac{\lambda' + v'}{4} \Rightarrow r^2 \mathbf{E} e^{-\frac{\lambda+v}{2}} = \text{Cste} * e^{-\frac{\lambda+v}{4}} \Rightarrow \mathbf{E} = \frac{\text{Cste}}{r^2} e^{\frac{\lambda+v}{4}} \quad (22)$$

A grande distance de l'origine, la métrique est euclidienne *i.e.*  $\lambda + v \rightarrow 0$  et on doit retrouver la loi de Coulomb, c'est-à-dire écrire la constante sous la forme  $Q_t/4\pi\varepsilon_0$  où  $Q_t$  représente ici, selon notre hypothèse, la charge totale engendrée par le champ. D'où l'expression du champ:

$$\mathbf{E}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_t}{r^2} e^{\frac{\lambda+\nu}{4}} \quad (23)$$

Ainsi, en raison du champ de gravitation qu'il crée et *sauf dans le cas où*  $\lambda + \nu = 0$ , le champ électrique n'obéit pas à la loi de Coulomb.

## 2.2 La question du confinement

A la distance  $r$  du centre, la charge  $Q(r)$  s'obtient en intégrant la densité spatiale de charge  $\rho = \frac{1}{c} \sqrt{g_{00}} j^0$  dans le volume de la sphère de rayon  $r$ .

La charge électrique élémentaire a pour expression:

$$dQ(r) = \rho dv = \left( \frac{1}{c} \sqrt{g_{00}} j^0 \right) \left( \sqrt{-g_{11}} 4\pi r^2 dr \right) = \frac{4\pi}{c} j^0 e^{\frac{\lambda+\nu}{2}} r^2 dr \quad (24)$$

Tenant compte de (20) et (23), il vient:

$$dQ(r) = \frac{4\pi}{c} j^0 e^{\frac{\lambda+\nu}{2}} r^2 dr = \frac{4\pi}{c} \left[ \frac{c\epsilon_0}{4} \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_t}{r^2} e^{\frac{\lambda+\nu}{4}} \right) \frac{de^{-\lambda-\nu}}{dr} \right] e^{\frac{\lambda+\nu}{2}} r^2 dr = Q_t de^{-\frac{\lambda+\nu}{4}} \quad (25)$$

D'où:

$$Q(r) = Q_t e^{-\frac{\lambda+\nu}{4}} \quad (26)$$

*Si la somme  $\lambda + \nu$  dépend de  $r$ , la charge électrique n'est pas confinée.* Effectivement, si comme on l'a admis, il n'y a pas de frontière entre le champ EM classique (*i.e.* "faible" et pour lequel est vérifié le principe de superposition) et le champ EM extrêmement intense, alors la charge électrique associée doit s'étendre à l'infini, du fait que, si faible soit-il, le champ EM crée de la gravitation.

Sans remettre en cause notre démarche, on va montrer qu'il n'en est rien et que la charge électrique "créée" par le champ est nécessairement confinée dans une sphère centrée à l'origine.

### 2.3 Equations d'Einstein

Dans le cas présent, la seule source d'énergie étant électromagnétique; le TEI est celui du champ EM. La condition (13) est vérifiée puisque  $\mu = \nu = 0$ .

Les composantes  $\tau$  et  $\pi$  du TEI résultent des expressions (10), (11), (12), (18) et (20), soit:

$$\begin{aligned}\tau_0^0 &= \tau_1^1 = -\tau_2^2 = -\tau_3^3 = \frac{\varepsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 e^{-\lambda-\nu}; \mu \neq \nu \Rightarrow \tau_\mu^\nu = 0 \\ \pi_0^0 &= -\pi_1^1 = -\pi_2^2 = -\pi_3^3 = -\frac{1}{c} A_0 J^0 = \frac{\varepsilon_0}{4} \mathbf{E} V (\lambda' + \nu') e^{-\lambda-\nu}; \mu \neq \nu \Rightarrow \pi_\mu^\nu = 0\end{aligned}\quad (27)$$

Le système ne dépendant pas du temps, les équations d'Einstein s'écrivent ([3] §97):

$$\begin{aligned}-e^{-\lambda} \left( \frac{1}{r^2} - \frac{\lambda'}{r} \right) + \frac{1}{r^2} &= \frac{8\pi G}{c^4} T_0^0 \\ -e^{-\lambda} \left( \frac{\nu'}{r} + \frac{1}{r^2} \right) + \frac{1}{r^2} &= \frac{8\pi G}{c^4} T_1^1 \\ -\frac{1}{2} e^{-\lambda} \left( \nu'' + \frac{\nu'^2}{2} + \frac{\nu' - \lambda'}{r} - \frac{\nu' \lambda'}{2} \right) &= \frac{8\pi G}{c^4} T_2^2 = \frac{8\pi G}{c^4} T_3^3\end{aligned}\quad (28)$$

Soustrayant la seconde de la première de ces équations, il vient:

$$\begin{aligned}e^{-\lambda} \frac{\lambda' + \nu'}{r} &= \frac{8\pi G}{c^4} (T_0^0 - T_1^1) = \frac{8\pi G}{c^4} \left[ \frac{\varepsilon_0}{2} \mathbf{E} V (\lambda' + \nu') e^{-\lambda-\nu} \right] \\ &= \frac{1}{V_p^2} \mathbf{E} V (\lambda' + \nu') e^{-\lambda-\nu}\end{aligned}\quad (29)$$

où  $V_p = c^2/4\pi\epsilon_0 G$  est le potentiel de Planck.

Il s'ensuit que si  $\lambda' + \nu' \neq 0$  :

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{V_p^2} E V e^{-\nu} \quad (30)$$

D'où:

$$g_{00} = \frac{1}{V_p^2} E V r \quad (31)$$

Mais  $g_{00}$  doit tendre vers 1 quand  $r \rightarrow \infty$  en même temps que le champ EM doit être coulombien. Il s'ensuit que  $\lambda' + \nu' = 0$ . Etant donné que le système est statique et que la métrique est euclidienne à l'infini, on en déduit que:

$$\lambda + \nu = 0 \quad (32)$$

*Ainsi, le champ électrique (23) est ramené au champ coulombien. On en conclut que les limites de validité du principe de superposition, si elles existent, sont ainsi masquées.*

## 2.4 La métrique de Reissner-Nordström

Les deux dernières équations (28) n'en forment qu'une, laquelle devient: pour le premier membre:

$$-\frac{1}{2} e^{\nu} \left( \nu'' + \frac{2\nu'}{r} + \nu'^2 \right) = -\frac{1}{2r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{de^{\nu}}{dr} \right) \quad (33)$$

pour le second:

$$\frac{8\pi G}{c^4} T_2^2 = \frac{8\pi G}{c^4} T_3^3 = \frac{8\pi G}{c^4} \left( -\frac{\varepsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 \right) = -\frac{\mathbf{E}^2}{V_p^2} = -\frac{1}{V_p^2} \left( \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q_t}{r^2} \right)^2 \quad (34)$$

d'où l'équation différentielle:

$$\frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{de^v}{dr} \right) = \frac{2}{V_p^2} \left( \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q_t}{r} \right)^2 \quad (35)$$

qui s'intègre pour donner:

$$e^v = \frac{1}{V_p^2} \left( \frac{Q_t}{4\pi\varepsilon_0} \right)^2 \frac{1}{r^2} - \frac{r_0}{r} + \text{cste} = \frac{V^2}{V_p^2} - \frac{r_0}{r} + \text{cste} \quad (36)$$

La première intégration introduit un rayon  $r_0$  à déterminer. Par ailleurs, lorsque  $r \rightarrow \infty$ ,  $V \rightarrow 0$  et la métrique est euclidienne  $\Rightarrow g_{00} = e^v = 1 \Rightarrow \text{cste} = 1$ . Enfin, puisque le potentiel est

coulombien:  $\frac{V}{V_p} = \frac{r_p}{r}$  D'où:

$$g_{00} = -g^{11} = e^v = 1 - \frac{r_0}{r} + \frac{r_p^2}{r^2} \quad (37)$$

Ce sont les composantes de la métrique de Reissner-Nordström ([5], p. 840-841)

$$ds^2 = \left( 1 - \frac{r_s}{r} + \frac{r_Q^2}{r^2} \right) c^2 dt^2 - \frac{1}{1 - \frac{r_s}{r} + \frac{r_Q^2}{r^2}} dr^2 - r^2 d\Omega^2 \quad (38)$$

qui, habituellement, décrit le champ de gravitation créé à son alentour par un astre massif (étoile, trou noir), électriquement chargé et immobile:

$r_s$  est le rayon de Schwarzschild, proportionnel à sa masse  $M$  :

$$r_s = \frac{2GM}{c^2} \quad (39)$$

$r_Q$  est une longueur proportionnelle à sa charge  $Q$  :

$$r_Q^2 = \frac{G}{4\pi\epsilon_0 c^4} Q^2 \quad (40)$$

La condition  $g_{00} \geq 0$  suppose que  $r_Q < r_s/2$  sauf à admettre la possibilité de singularités nues<sup>7</sup>. Dans la réalité,  $r_Q \ll r_s$ , ce qui ramène pratiquement à des astres non chargés. Le cas présent diffère toutefois de celui d'un astre du fait qu'on n'a pas ici de masse (au sens classique du terme) déterminant un horizon. De plus, sauf à décréter que  $r_0 = 0$ , rien n'interdit ici que  $r_p > r_0/2$ . C'est notamment le cas de l'électron pour lequel  $r_s \sim 10^{-57}$  m  $\ll$   $r_Q \sim 10^{-36}$  m. C'est pourquoi, cette hypothèse est retenue pour les modèles proposés plus loin pour l'électron et l'énergie sombre.

Dans ce cas,  $g_{00} > 0 \forall r$  et passe par un minimum pour:

$$r_{0g} = 2 \frac{r_p^2}{r_0} \quad (41)$$

---

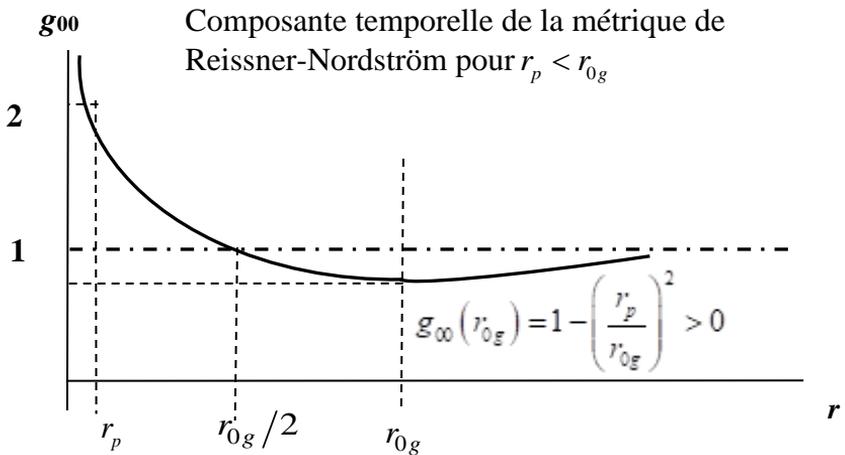
<sup>7</sup> Leur existence ne fait pas consensus chez les astrophysiciens en raison du "principe de censure cosmique" de Roger Penrose, généralement considéré comme vrai. Physicien et mathématicien britannique, Roger Penrose est l'auteur d'une conjecture selon laquelle il n'existe pas de processus physique donnant naissance à une singularité nue, c'est-à-dire une région de l'espace dont le champ gravitationnel prend des valeurs infinies et qui ne serait pas "cachée" derrière un "horizon des événements".

Il s'ensuit qu'en remplaçant dans (37)  $r_0$  par son expression tirée de (41), les composantes du tenseur métrique ont maintenant pour expressions:

$$g_{00} = -g^{11} = 1 - \frac{r_p^2}{r} \left( \frac{2}{r_{0g}} - \frac{1}{r} \right) \tag{42}$$

avec:

$$r_p < r_{0g} \tag{43}$$



### 2.5 Accélération gravitationnelle

A vitesse nulle, la seule composante non nulle de la 4-accélération est radiale et a pour expression:

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = \frac{d^2 x^1}{ds^2} = -\Gamma_{00}^1 \left( \frac{dx^0}{ds} \right)^2 = -c^2 \frac{v'}{2} e^{2\nu} \left( \frac{dt}{ds} \right)^2 \quad (44)$$

Etant donné que  $\dot{r} = 0$  :

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = \ddot{r} \left( \frac{dt}{ds} \right)^2 \quad (45)$$

D'où l'accélération gravitationnelle:

$$\ddot{r} = -c^2 \frac{v'}{2} e^{2\nu} = -\frac{c^2}{2} e^\nu \frac{de^\nu}{dr} = -\frac{c^2}{2} g_{00} \frac{dg_{00}}{dr} \quad (46)$$

qui s'annule au minimum de  $g_{00}$ , justifiant la notation  $r_{0g}$  dans (41).

Etant donné que  $g_{00} > 0 \forall r$ , la gravitation est répulsive ( $\ddot{r} > 0$ ) pour  $r < r_{0g}$  et attractive ( $\ddot{r} < 0$ ) au-delà. Ainsi, une "bosse" du champ électrique se caractérise par la charge électrique créée et par la distance au centre où la gravitation induite s'annule en passant de répulsive à attractive.

Le potentiel gravitationnel se déduit en intégrant (46). Compte tenu qu'il doit s'annuler à l'infini, il vient:

$$\varphi(r) = \frac{c^2}{4} (g_{00}^2 - 1) \quad (47).$$

## 2.6 Masse équivalente

A grande distance, l'accélération gravitationnelle (46) a pour expression:

$$\ddot{r} \approx -c^2 \frac{r_p^2}{r_{0g}} \frac{1}{r^2} \quad (48)$$

relation qu'on doit rapprocher de la loi de Newton  $\ddot{r} = -\frac{G m_0}{r^2}$  pour définir l'équivalent de la masse au repos  $M$  dans la métrique de Reisser-Nordström (notée ici  $m_0$ ):

$$m_0 c^2 = Q_t V_{0g} \quad (49)$$

produit de la charge par le potentiel électrostatique là où la gravitation s'annule.

### 3 Le potentiel de Planck

#### 3.1 Un potentiel limite

Sans horizon au sens de celui de Schwarzschild puisque  $g_{00} > 0 \forall r$ , le potentiel électrostatique devrait être partout coulombien et la charge ponctuelle, puisque concentrée à l'origine (singularité nue). En fait, cette circonstance permet de déduire que *la charge, considérée comme une bosse du champ électrique, est nécessairement confinée* en accord avec notre hypothèse de la nature gravitationnelle des charges électriques.

De notre point de vue, il serait *a priori* étonnant que le principe de superposition reste valable quelle que soit l'amplitude du champ. Une telle situation contredirait notre hypothèse selon laquelle le champ EM n'obéit plus au principe de superposition pour les potentiels EM très élevés. C'est pourquoi, *on est conduit à supposer que le potentiel n'est coulombien qu'au-delà d'une certaine distance  $r_p$  du centre et qu'il ne l'est plus en-deçà. Dans cette zone centrale, la condition  $\lambda + \nu = 0$  n'est donc plus respectée*, ce qui, compte tenu de la relation (20), signifie qu'elle est chargée. Ainsi *la charge, considérée comme une bosse du champ électrique, est nécessairement confinée, sans pour autant être ponctuelle*. De ce fait, *en dehors du volume occupé par la charge*, la théorie classique (conservation de la charge et invariance de jauge) reste valable.

*Ainsi la charge serait contenue dans une sphère centrale dont le rayon serait déterminé par un potentiel électrique indépassable qui, à ce titre, apparaît comme une nouvelle constante physique.*

*Dans le cas général, ce potentiel limite ne peut être un invariant que s'il s'agit d'un scalaire, en l'occurrence la norme du 4-potentiel  $\mathcal{A}$ , et pas*

seulement sa composante temporelle  $V$ . Cette norme apparaît alors comme une grandeur physique limite comme l'est la vitesse de la lumière.

**Nota:** Bien qu'il ne s'agisse pas d'un artifice pour éviter une singularité nue, l'introduction d'un potentiel limite permet de satisfaire le principe de censure cosmique de Roger Penrose, déjà évoqué. Dans notre cas, il n'y a pas d'horizon(s) comme pour un trou noir de Reissner-Nordström mais une équipotentielle délimitant une bosse EM.

### 3.2 Quel potentiel ?

En l'absence d'un critère déterminant, on propose le potentiel de Planck  $V_p$  :

sa valeur d'environ  $10^{27}$  volt est compatible avec notre hypothèse que la gravitation d'origine EM n'apparaît que pour des potentiels extrêmement élevés,

dans les équations de la RG et pour  $r \geq r_p$ , il apparaît naturellement comme le facteur du TEI du champ EM:

$$\left| R_{(\mu)}^{(\mu)} \right| = \frac{8\pi G}{c^4} \left( \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2 \right) = \left( \frac{E}{V_p} \right)^2 \quad (50)$$

### 3.3 A l'intérieur de la bosse

#### 3.3.1 Pas de solution statique

Etant donné que la quantité  $\lambda' + \nu'$  n'est pas nulle dans la zone centrale, la composante  $g_{00}$  est donnée par l'expression qu'on peut écrire sous la forme:

$$g_{00} = -\frac{1}{2V_p^2} r \frac{dV^2}{dr} \quad (51)$$

qui montre que  $g_{00} > 0$  sous réserve que  $|V|$  décroisse en fonction de la distance au centre. Mais, sauf à admettre une discontinuité du potentiel  $V$  pour  $r = r_p$ , c'est contraire à l'hypothèse que le potentiel  $V$  est maximum en valeur absolue pour  $r = r_p$ .

Pour définir une métrique dans la zone centrale, on peut utiliser le fait que les composantes  $g_{00}$  et  $g_{11}$  sont liées à la charge par l'expression équivalente:

$$g_{00}g_{11} = -\frac{1}{q^4}; \quad q(r) = \frac{Q(r)}{Q_t} \quad (52)$$

d'où:

$$g_{11} = -e^\lambda = -\frac{1}{q^4} e^{-v} \quad (53)$$

d'où la métrique:

$$ds^2 = e^v c^2 dt^2 - \frac{1}{q^4} e^{-v} dr^2 - r^2 d\Omega^2 \quad (54)$$

où  $v$  et  $q$  sont des fonctions de  $r$  et de  $t$ , via le 4-potential  $\mathcal{A}$ . Cette expression qui généralise celle valable au-dessus de l'horizon pour laquelle  $q=1$ , explicite la représentation par la charge électrique du champ de gravitation créé par le champ EM dans la zone centrale<sup>8</sup>.

Sur cette base, les équations d'Einstein, jointes à l'expression du champ (23), devraient permettre de déterminer  $q$  et donc le potentiel  $V$  et les coefficients de la métrique. Mais il y a moins de variables que d'équations. Aucune d'entre elles ne résultant des autres, il n'y a pas de solution qui les satisfasse toutes. Il s'ensuit que: "*sous l'horizon, le potentiel n'admet pas de solution statique dans la métrique de Reissner-Nordström*".

---

<sup>8</sup> On note qu'on a:  $\sqrt{-g} = q^2 \sqrt{-g^0}$  où  $g^0$  est le déterminant de la métrique de Reissner-Nordström

Il est possible qu'il existe des solutions, notamment stationnaires dans une approche de type soliton. Il est possible aussi qu'il soit vain de rechercher un modèle "classique" comme on le verra plus loin dans le cas de l'électron.

### 3.3.2 Energie interne

La masse au repos  $m_0$  ou "masse équivalente" (49) est la somme de l'énergie électrostatique du champ extérieur (coulombien) et de l'énergie contenue dans la sphère de rayon  $r_p$  qu'on peut appeler "énergie interne".

D'où la relation,  $V_p$  désignant le potentiel à la surface de la sphère:

$$m_0 c^2 = \mathcal{E} r_p + \frac{1}{2} Q_t V_p \quad (55)$$

Remplaçant  $m_0$  par son expression (49), il vient:

$$\mathcal{E} r_p = -Q_t \left( \frac{1}{2} V_p - V_{0g} \right) = -\frac{1}{2} \frac{Q_t^2}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_p} - \frac{2}{r_{0g}} \right) \quad (56)$$

Etant donné que  $r_p < r_{0g}$ ,  $\mathcal{E} r_p < 0$

Dans le cas d'un astre (corps sphérique de rayon  $r$ ), chargé ou non, son énergie est donnée par son TEI ([3], §97):

$$mc^2 = \mathcal{E}(r) = 4\pi \int_0^r T_0^0 u^2 du \quad (57)$$

où  $T_0^0$  est  $> 0$ . Mais il n'y a pas de difficulté à supposer que l'énergie interne est  $< 0$  si celle-ci est de nature purement EM. En effet, cette masse est définie par le TEI du champ EM intense. Si la composante  $\tau_0^0$  est partout  $> 0$ , on ne peut en dire autant de  $\pi_0^0$  sous la surface, de sorte que l'énergie interne peut très bien être  $< 0$ . En effet, dans l'espace de

configuration,  $\tau_0^0$  représente la densité d'énergie "cinétique" et  $\pi_0^0$  la densité d'énergie "potentielle" du champ EM. Dire que l'énergie totale est  $< 0$ , c'est dire que l'énergie potentielle est  $< 0$  et l'emporte, en valeur absolue, sur l'énergie cinétique.

## 4 Un modèle de charge élémentaire

### 4.1 Pourquoi l'électron ?

A l'échelle macroscopique, tous les corps matériels ont une masse indépendante de leur charge, s'ils en ont une. Il s'ensuit qu'un corps, dont la masse serait purement EM, ne peut être que de dimension subatomique, c'est-à-dire une particule.

La question est de savoir quelles particules peuvent être candidates. Les seules particules chargées, stables à l'état libre, sont l'électron<sup>9</sup> et le proton (et leur antiparticule<sup>10</sup>). Mais le proton est une particule composite de taille et de composition connues alors que l'électron (ou le positon) est réputé "élémentaire", c'est-à-dire sans structure interne et même sans dimensions<sup>11</sup>. C'est pourquoi on propose de le décrire comme une "bosse" d'énergie EM pure, *micro-sphère d'un rayon très petit mais non nul*.

Soulignons toutefois les limites de l'exercice. A cette échelle, seule la mécanique quantique est opératoire. Par ailleurs, rien ne prouve que les lois classiques de la gravitation s'appliquent. D'une part, pour le moment, elles ne sont validées par l'expérience qu'au-dessus de 50  $\mu\text{m}$ , d'autre part, on cherche à élaborer une théorie quantique de la gravitation comme pour les trois autres interactions fondamentales<sup>12</sup> ou mieux une théorie globale les unifiant toutes.

---

<sup>9</sup> Durée de vie  $> 4,6 \cdot 10^{26}$  ans.

<sup>10</sup> Du point de vue électrogravitationnel, ils ne se distinguent pas puisque seule compte la valeur absolue de la charge.

<sup>11</sup> Conformément à la relativité où une particule élémentaire est un objet matériel par nature indéformable, donc un point géométrique où toute la masse est concentrée).

Par ailleurs, il est prouvé expérimentalement que le rayon de l'électron est  $< 10^{-22}$  m

<sup>12</sup> Il n'existe, pour l'instant, aucun moyen théorique ou expérimental, suffisamment validé, de traiter la gravitation à cette échelle. Les mesures les plus récentes ne

Mais rien ne dit non plus que la gravitation doit être quantifiée à l'échelle considérée. Par ailleurs, les effets quantiques supposent une interaction avec un dispositif de mesure. Dans le cas présent, la particule chargée est isolée (condition pour que s'applique la métrique de Reissner-Nordström) et on ne s'intéresse qu'à une partie des paramètres qui la définissent (masse, charge, dimension). C'est pourquoi, tout en restant prudent, la représentation d'une particule chargée par un champ de gravitation "classique" ne semble pas illégitime, pas plus, en tout cas, que de la représenter par une masse chargée ponctuelle, ce qui n'a pas de sens physique.

Dans ce qui suit, on présente quelques caractéristiques et conséquences de notre modèle d'électron.

#### 4.2 Rayon de l'électron "classique"

Dans le cas présent, au potentiel de Planck correspond le rayon  $r_e$  de la sphère où se trouve confinée la charge élémentaire  $e$ , soit:

$$r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{V_p} \sim 1,4 \cdot 10^{-36} \text{ m} \quad (58)$$

qui, selon nous, représente le "*rayon de l'électron classique*" à ne pas confondre avec le "*rayon classique de l'électron*" qui correspond ici au rayon 0-g selon (49):

$$r_{cl} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{m_e c^2} \quad (59)$$

Le rayon  $r_e$  de l'électron (59) est lié à longueur de Planck  $l_p$  par la relation:

---

descendent pas en dessous de 50  $\mu\text{m}$  et les théories des cordes et de la gravité quantique à boucles sont toujours en gestation.

$$r_e = l_p \sqrt{\alpha} \sim 0,085 l_p \quad (60)$$

où  $\alpha$  est la constante de structure fine. Il est ainsi plus petit que la longueur de Planck, généralement considérée comme une limite à l'observabilité.

Pour  $r = r_e$ , les composantes non nulles  $R_{(\mu)}^{(\mu)}$  du tenseur de Ricci (50), égales en valeur absolue, ont pour expression la courbure de Gauss de la sphère délimitant l'électron:

$$\left| R_{(\mu)}^{(\mu)} \right| = \frac{1}{r_e^2} \quad (61)$$

Pour autant, on ne peut en déduire une limite haute à la courbure scalaire du 4-espace au prétexte que le potentiel de Planck ne peut être dépassé. Selon notre hypothèse, ce dernier est un invariant relativiste alors que le rayon  $r_e$  est lié à notre modèle d'électron (statique à symétrie centrale)<sup>13</sup>.

### 4.3 Une falaise gravitationnelle

A la surface de l'électron, l'accélération gravitationnelle (répulsive) atteint la valeur phénoménale de  $2,6 \cdot 10^{53} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$  ! Mais elle chute très rapidement (potentiel en  $1/r^2$ ) et devient totalement négligeable au-delà de  $10^{-18} \text{ m}$ , bien avant le rayon classique  $r_{0g}$ .

---

<sup>13</sup> Dans le cadre de travaux sur la gravité quantique, le physicien italien Giovanni Amelino-Camelia a proposé en 2002 une théorie modifiée de la relativité restreinte (dite DSR pour Doubly Special Relativity) où il est postulé, entre autres, que la longueur de Planck est un invariant relativiste. Cela pourrait être le cas du rayon  $r_e$  qui lui est relié. Toutefois, la DSR est généralement considérée comme spéculative, non validée à ce jour.

## 5. Un modèle pour l'énergie noire (DE)

### 5.1 Gravitation répulsive

L'accélération de l'expansion de l'Univers, mise en évidence dans les années 90, suppose un effet antigravitationnel s'opposant à l'attraction entre et au sein des autres composantes de l'univers (nuages de gaz, galaxies et l'hypothétique "matière noire"), laquelle tend au contraire à freiner l'expansion. Il semble qu'après une période de ralentissement, l'accélération ait débuté il y a environ 6 Gyr<sup>14</sup>.

L'hypothèse actuellement la plus populaire, bien qu'assez étrange, est d'ajouter dans le modèle cosmologique standard un "fluide cosmologique", appelé "énergie sombre" ou "noire" (Dark Energy ou DE), supposé remplir tout l'univers<sup>15</sup> et représentant une part prépondérante de son énergie totale. Sa densité, notée  $\rho_\Lambda$ , est supposée uniforme et constante au cours du temps (ou variant très lentement). Actuellement, elle représente environ 68 % de la densité d'énergie moyenne de l'univers<sup>16</sup>, soit  $\sim 6.10^{-27} \text{ kg.m}^{-3}$ .

*Sa propriété essentielle est d'avoir une pression  $< 0$ , ce qui lui confère un caractère antigravitationnel.* Elle ne correspond à aucune particule connue actuellement et semble n'interagir avec rien. C'est pourquoi on l'appelle "énergie du vide". Toutefois, il paraît difficile de l'assimiler à l'énergie du vide quantique dont elle diffère de plus de 100 ordres de grandeur.

---

<sup>14</sup> les deux phases se compensant à peu près. Il s'ensuit que le rayon actuel de l'univers ( $R_u \sim 1,31.10^{26} \text{ m}$ ) vaut à peu près la distance de Hubble.

( $d_H \approx 1,37.10^{26} \text{ m}$ ).

<sup>15</sup> L'Agence spatiale européenne (ESA) prévoit de lancer en 2022 le télescope spatial Euclid en vue de déterminer l'origine et la source de l'accélération de l'expansion.

<sup>16</sup> La densité moyenne de l'univers est très proche de la densité, dite

critique,  $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 8,6.10^{-27} \text{ kg.m}^{-3}$  où  $H_0$  est la constante de Hubble.

## 5.2 Le modèle $\Lambda$ CDM

Selon ce modèle, le vide ne pouvant se dilater (sic), il est admis que la densité de la DE est constante dans le temps et ne dépend donc pas du facteur d'échelle  $a$ . Etant donné que  $\rho_\Lambda \propto a^{3(1+w)}$ <sup>17</sup>, il s'ensuit que  $w = -1 \Rightarrow p_\Lambda = -\rho_\Lambda$ . Le TEI le plus simple qui répond à cette caractéristique consiste à réintroduire<sup>18</sup> la "constante cosmologique"  $\Lambda$  qui figurait à l'origine au 1<sup>er</sup> membre des équations d'Einstein et à la passer au 2<sup>ème</sup> membre, d'où l'expression:

$$T_{\mu\nu}^{(\Lambda)} = g_{\mu\nu} \frac{c^4}{8\pi G} \Lambda \quad (62)$$

Pour cette raison, ce modèle cosmologique incluant la DE est dénommé "Univers  $\Lambda$ CDM" (Lambda Cold Dark Matter).

## 5.3 Les modèles $w$ CDM

Les mesures du paramètre  $w$  donnent des valeurs autour de  $-1$  [19], d'où une densité de la DE pouvant varier lentement au cours du temps. A noter qu'en dessous de  $-1$ , elle augmente au lieu de diminuer. Ce cas exotique vaut à la DE d'être alors appelée "énergie fantôme".

La constante cosmologique ne serait alors qu'une approximation<sup>19</sup>. De ce fait, de nombreux modèles sont proposés, regroupés sous l'appellation

<sup>17</sup>  $w$  désigne le rapport entre la pression et la densité de la DE.

<sup>18</sup> Introduite par Einstein pour "figer" l'univers qu'on pensait statique, elle fut supprimée quand l'expansion fut découverte par Hubble.

<sup>19</sup> Plus généralement, pour qu'il y ait accélération de l'expansion, il suffit que (1<sup>ère</sup> équation de Friedmann):

$$\rho_T + 3p_T < 0 \Leftrightarrow (1 + 3w_T)\Omega_T < 0 \Rightarrow w_T < -\frac{1}{3}$$

A noter qu'il s'agit d'une stricte inégalité. Il n'y a pas d'accélération en cas d'égalité.

"Univers  $w$ CDM". Notamment ceux dits de quintessence<sup>20</sup> caractérisés par un champ scalaire.

Dans le modèle  $\Lambda$ CDM, "l'énergie du vide" donne un sens à la constante cosmologique dont elle justifie l'existence. De ce point de vue, la quintessence peut sembler être un meilleur concept bien que la nature physique du champ scalaire associé soit, elle aussi, inconnue. De fait, créer un tel champ *ex nihilo* sur la seule base des caractéristiques connues de la DE n'est finalement guère plus convaincant que d'introduire la constante cosmologique.

Différentes voies sont explorées comme adapter / modifier les théories actuelles (RG, MOND<sup>21</sup>) ou proposer de nouvelles particules pas encore détectées (comme pour la matière noire avec les fameux "Wimp's"<sup>22</sup>), etc. Mais certains astrophysiciens pensent que la DE ne pourra pas être comprise dans le cadre de la physique actuelle. Ainsi, la DE pourrait être l'occasion d'une avancée décisive avec comme objectif d'englober dans un cadre conceptuel unique l'ensemble des phénomènes physiques<sup>23</sup>.

Dans ce domaine très spéculatif, toutes les idées sont intéressantes. Osons-donc... le hors-pistes !

## 5.4 Des bosses électrostatiques

*Supposons que le vide cosmique soit un gaz de bosses du champ EM. On rejoint là l'hypothèse que la DE ne serait autre que l'énergie du vide quantique bien que leur densité soit dans un rapport  $10^{126}$  ! Toutefois, des travaux récents [21] pourraient lever cette difficulté en différenciant l'énergie moyenne du vide quantique de celle de ses fluctuations, laquelle serait du même ordre. Selon nous, ces fluctuations seraient des bosses du champ EM conformément au modèle ci-dessus.*

---

<sup>20</sup> Quintessence: substance éthérée que certains philosophes de l'Antiquité ajoutaient comme cinquième élément aux quatre éléments traditionnels.

<sup>21</sup> Pour "MODified Newtonian Dynamics". Modification de la théorie de Newton proposée en 1983 par le physicien israélien Mordehai Milgrom pour expliquer la rotation trop rapide des étoiles et des galaxies.

<sup>22</sup> Pour "Weakly Interacting Massive Particles".

<sup>23</sup> la RG et la MQ sont les deux outils de base de la cosmologie. Elles se complètent mais restent incompatibles malgré les efforts considérables faits pour les unifier.

Par analogie, c'est en 3D la situation en 2D d'un marin en plein océan. Tant qu'aucune terre n'est visible et quel que soit l'endroit où il se trouve et la direction dans laquelle il regarde, il ne voit qu'une étendue, hétérogène à l'échelle des vagues, mais uniforme à l'échelle de l'horizon.

Cherchons à caractériser ces bosses. Pour simplifier, supposons-les toutes identiques (même charge  $|q|$ , même masse  $m$ ) et, *en moyenne*, également réparties. Un "creux" ( $-q$ ) succédant à une "crête" ( $+q$ ), de sorte que *le milieu est un plasma homogène et électriquement neutre*.

La densité de bosses est déterminée par la densité d'énergie de la DE ( $\sim 5,4 \cdot 10^{-10} \text{ J / m}^3$ ) divisée par l'énergie d'une bosse, soit:

$$n_b = \frac{\rho_{DE}}{mc^2} \quad (63)$$

L'énergie sombre étant supposée froide, la masse d'une bosse est quasiment sa masse au repos donnée par (49), d'où:

$$n_b \sim \frac{\rho_{DE}}{qV_{0g}} = \frac{4\pi\epsilon_0}{q^2} \rho_{DE} r_{0g} \sim 6 \cdot 10^{-20} \frac{r_{0g}}{q^2} \text{ bosses / m}^3 \quad (64)$$

Ainsi, *la densité de bosses est proportionnelle à leur rayon 0-g et inversement proportionnelle au carré de leur charge*.

Pour que ce gaz de bosses engendre un potentiel gravitationnel partout répulsif, la distance moyenne  $\bar{d} = n_b^{-1/3}$  entre bosses doit être  $<$  au rayon 0-g des bosses:

$$\bar{d} = \left( 4\pi\epsilon_0 \rho_{DE} \frac{r_{0g}}{q^2} \right)^{-1/3} < r_{0g} \Rightarrow r_{0g} > \left( \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 \rho_{DE}} \right)^{1/4} \sim 6,4 \cdot 10^4 \sqrt{q} \text{ m} \quad (65)$$

Considérant que les bosses sont des particules élémentaires, on peut supposer que leur charge l'est aussi et poser  $q = e$ . Alors

$$r_{0g} > \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\rho_{DE}} \right)^{1/4} \sim 2,6.10^4 \text{ m} \quad (66)$$

soit  $\sim 10^{-10}$  fois la masse de l'électron.

Ainsi, selon notre modèle, l'énergie sombre serait un plasma neutre, froid et raréfié ( $n_b \sim 10^{13}$  bosses /  $\text{m}^3$ ), constitué de particules de charge  $|e|$  et de masse très faible ( $< 10^{-5}$  eV), voire nulle. Reste naturellement à prouver que de telles particules existent <sup>24</sup>.

### 5.5 Un fluide cosmologique

Etant donné la nature EM supposée de la DE, on doit pouvoir établir l'équation d'état  $p_{DE} = w\rho_{DE}$  qui la caractérise ( $p_{DE} \approx -\rho_{DE} \Leftrightarrow w = -1$ ) sur la base de notre théorie EM. On suppose le paramètre  $w$  constant dans le temps.

Le 4-espace est rapporté à des coordonnées comobiles et muni de la métrique de Robertson-Walker avec  $k = 1$  (espace plat):

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2 \left( \frac{dr^2}{1-r^2} + r^2 d\Omega^2 \right) \quad (67)$$

L'équation d'état s'établit à partir du TEI  $T^{\mu\nu} = \tau^{\mu\nu} + \pi^{\mu\nu}$  du champ EM, donné par les relations (10) et (11). La densité d'énergie est donnée par sa composante temporelle  $\rho_e = T^{00} = \tau^{00} + \pi^{00}$ , soit:

$$\tau^{00} = \frac{1}{2a^2} (\epsilon_0 E^2 + \mu_0 B^2) \quad (68)$$

---

<sup>24</sup> Les particules connues de masse très faible ou nulle (neutrinos, gluons, photon) ne sont pas chargées. Il en est de même de l'hypothétique graviton.

et;

$$\begin{aligned}\pi^{00} &= -\frac{1}{c} \left[ 2\mathcal{A}^0 j^0 - g^{00} (\mathcal{A}_0 j^0 + \mathcal{A}_i j^i) \right] \\ &= -\frac{1}{c} (\mathcal{A}^0 j^0 - \mathcal{A}_i j^i) = -(\rho V + \mathbf{jA})\end{aligned}\quad (69)$$

D'où:

$$\rho_e = \tau^{00} - (\rho V + \mathbf{jA}) \quad (70)$$

La pression se déduit de la trace du TEI:  $T = \rho_e - 3p$

$$\begin{aligned}T = \pi_\mu^\mu &= -\frac{1}{c} (2\mathcal{A}_\mu j^\mu - \delta_\mu^\mu \mathcal{A}_\alpha j^\alpha) = \frac{2}{c} \mathcal{A}_\mu j^\mu \\ &= \frac{2}{c} (\mathcal{A}_0 j^0 + \mathcal{A}_i j^i) = 2(\rho V - \mathbf{jA})\end{aligned}\quad (71)$$

D'où:

$$\begin{aligned}p &= -\frac{1}{3} (T - \rho_e) = -\frac{1}{3} [2(\rho V - \mathbf{jA}) - \tau^{00} + (\rho V + \mathbf{jA})] \\ &= \frac{1}{3} [\tau^{00} - (3\rho V - \mathbf{jA})]\end{aligned}\quad (72)$$

En résumé:

$$\begin{aligned}\rho_e &= \tau^{00} - (\rho V + \mathbf{jA}) \\ p &= \frac{1}{3} [\tau^{00} - (3\rho V - \mathbf{jA})] \\ T &= 2(\rho V - \mathbf{jA})\end{aligned}\quad (73)$$

On en déduit l'équation d'état:

$$p = w\rho_e \Rightarrow \frac{1}{3}[\tau^{00} - (3\rho V - \mathbf{jA})] = w[\tau^{00} - (\rho V + \mathbf{jA})] \quad (74)$$

soit:

$$\left(w - \frac{1}{3}\right)\tau^{00} - (w-1)\rho V - \left(w + \frac{1}{3}\right)\mathbf{jA} = 0 \quad (75)$$

égalité qui détermine, connaissant  $w$ , un des trois termes en jeu à partir des deux autres. (73) devient, en éliminant  $\tau^{00}$  et dans le cas où  $w \neq \frac{1}{3}$ :

$$\rho_e = -\frac{2}{3w-1}(\rho V - \mathbf{jA}) \quad (76)$$

Le cas  $w = \frac{1}{3}$  correspond au rayonnement EM classique pour lequel  $\rho V = \mathbf{jA} = 0$  et donc:  $\rho_\gamma = \tau^{00}$ ;  $T = 0$ .

## 5.6 Cas de la DE

Pour  $w \approx -1$ , il vient:

$$\rho_{DE} \approx \frac{1}{2}(\rho V - \mathbf{jA}) \sim -p_{DE} \quad (77)$$

Sous cette forme, la DE est déterminée par la seule quantité  $\rho V - \mathbf{jA}$  avec la condition  $\rho V > \mathbf{jA}$ , la densité d'énergie et la trace du TEI devant être  $> 0$ .

La moyenne de  $\rho$  est nulle du fait de la neutralité du plasma de bosses. Toutefois le produit  $\rho V$ , proportionnel au carré de la charge des bosses, est  $> 0$ . Par ailleurs, les vitesses des bosses étant faibles,  $\mathbf{j} \sim 0$  partout de sorte que  $\rho_{\Lambda} \sim \rho V/2$ , expression classique de la densité d'énergie électrostatique d'un système de charges.

*Ainsi, le modèle proposé semble apte à représenter un fluide cosmologique à pression négative, caractéristique de la DE.*

## 6 Discussion

### 6.1 Le champ EM à bosses

Hendrik Antoon Lorentz vers 1890 puis Henri Poincaré en 1905 imaginaient l'électron comme un petit paquet d'énergie purement EM. Gustav Mie en 1912 puis, plus tard, Max Born et Leopold Infeld en 1934, ont proposé le concept de "champ à bosses" selon lequel les particules seraient "*des singularités étendues d'un champ unitaire U régi par un système d'équations aux dérivées partielles non linéaires qui se déduisent d'un principe variationnel associé à un lagrangien L*". Quant à Einstein, il pensait que la division entre matière et champ était artificielle et qu'il ne s'agissait que d'une différence de concentration de l'énergie, celle de la matière étant très largement supérieure à celle du champ extérieur. Ainsi "*une pierre lancée est un champ qui varie, où les états de la plus grande intensité du champ traversent l'espace avec la vitesse de la pierre*"<sup>25</sup>.

Les lois qui régissent les champs EM conduisent, selon nous, au concept de champ à bosses. *La charge électrique n'est autre que la "bosse du champ" créée par l'effet gravitationnel d'un champ EM localement extrêmement intense.*

Cette conjecture a l'intérêt de fournir un modèle d'électron "classique" plus pertinent que sa réduction à un point matériel doté d'une masse et d'une charge.

---

<sup>25</sup> Le « paquet d'ondes » associé à une particule en mécanique quantique peut s'interpréter de cette manière bien qu'il s'agisse d'ondes de probabilité..

## 6.2 Electromagnétisme et gravitation

On peut s'étonner que le concept de "champ à bosses" n'ait pas servi en son temps. On peut penser que le concept révolutionnaire d'un espace-temps sculpté par la matière a suscité l'espoir d'unifier la gravitation et l'électromagnétisme en généralisant l'approche géométrique de la RG au détriment peut-être d'une conception plus physique du champ.

En identifiant la 4-densité de courant des équations de Maxwell en présence de charges avec la "4-densité de courant électrogravitationnel", on parvient à une forme d'unification de l'électromagnétisme et la gravitation, tout au moins dans un cadre classique. Cela peut paraître prétentieux, Einstein et ses contemporains ayant échoué dans cette tentative. On peut dire aussi qu'elle vient trop tard dans la mesure où l'objectif actuel est d'unifier l'ensemble des interactions connues. Enfin, on peut objecter que son intérêt pratique est inexistant puisqu'à grande échelle, la théorie classique suffit et qu'à l'échelle de Planck, seule la physique quantique est opératoire.

A cette échelle, rien ne prouve, en effet, que les lois classiques de la gravitation s'appliquent. D'une part, pour le moment, elles ne sont validées par l'expérience qu'au-dessus de 50  $\mu\text{m}$ , d'autre part, on cherche depuis des décennies à élaborer une théorie quantique des particules et des champs incluant la gravitation. Sans vrai succès pour l'instant. Il n'est d'ailleurs pas certain que la gravitation doive être quantifiée à l'échelle considérée [22].

## 6.3 Spin de l'électron

Dès lors que l'électron "classique" n'est pas ponctuel, on peut penser à lui attribuer un moment cinétique propre et donc établir un lien avec son spin, grandeur purement quantique sans équivalent classique dans la représentation ponctuelle. La métrique associée serait alors celle de Kerr-Newman. Il est possible que cette approche permette de trouver une solution au problème de sa structure interne tel que posé précédemment.

## 6.4 DE

La représentation de la DE par un gaz de bosses quasi-ponctuelles est probablement trop simpliste. Plutôt que des points, les pics de potentiel pourraient former des lignes plus ou moins sinueuses comme le sont les crêtes des vagues. Toutefois, cela ne devrait pas remettre en cause le fait

essentiel que le champ de gravitation créé par les bosses puisse être partout répulsif<sup>26</sup>.

Le fait que la DE soit indétectable (du moins jusqu'à maintenant) autrement que par ses effets gravitationnels pourrait s'expliquer par le fait que les bosses qui le constituent n'interagissent que très faiblement entre elles ou avec les autres composantes de l'univers. Ce "gaz parfait" qui remplirait tout l'univers aurait les mêmes propriétés que le "vide" de la constante cosmologique tout en lui donnant de la substance (quintessence).

## 7 Conclusion et perspectives

En l'absence de preuves expérimentales, le concept de bosse du champ EM et les modèles d'électron et de DE qui en découlent sont éminemment réfutables (à commencer par la théorie de base). En tout état de cause, ces modèles sont certainement trop simplistes et il est possible qu'ils contiennent des erreurs de principe ou de calcul, peut-être rédhibitoires. Ainsi les bosses EM, supposées à l'origine de la DE, seraient des particules chargées et de masse quasiment nulle, ce qui ne correspond à aucune particule connue ou supposée exister<sup>27</sup>.

Il nous semble toutefois que notre approche a quelque intérêt:

- elle s'appuie sur une base connue, en l'occurrence le champ EM, dont on suppose seulement que le principe de superposition ne s'applique plus pour des potentiels et des champs extrêmement élevés, très loin, il est vrai, de ceux que l'on rencontre ou que l'on sait produire.
- le champ EM classique et la charge élémentaire ne sont plus des entités indépendantes, comme c'est le cas en électromagnétisme classique.
- elle s'appuie sur le fait que toute forme d'énergie engendre de la gravitation, à condition d'être appréciable, ce que, selon nous, devraient permettre les potentiels et les champs EM extrêmement intenses.
- elle propose un modèle d'électron "classique" non-ponctuel, concept plus réaliste que celui, admis aujourd'hui, de particule sans dimension.

---

<sup>26</sup> Sans l'avoir démontré de manière générale, cette propriété apparaît dans d'autres cas de sorte qu'on peut penser que les champs EM extrêmement élevés produisent localement un champ antigravitationnel.

<sup>27</sup> Au contraire des hypothétiques Wimps, particules supersymétriques, massives et neutres, supposées constituer la matière noire, laquelle est attractive.

- elle offre un modèle qui semble adapté à la DE sans qu'il soit nécessaire de postuler l'existence d'un nouveau champ aux propriétés *ad hoc*.

Cela étant, *notre intérêt réside dans le caractère antigravitationnel de l'espace environnant les bosses*. Si la preuve pouvait en être apportée, ce serait peut-être l'amorce d'une révolution scientifique et technologique de grande ampleur, notamment dans le domaine du transport spatial. Cette perspective est à l'origine de notre thèse.

## Références

- [1] Marx, P. (2009). Effets gravitationnels des champs électromagnétiques intenses. *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, 34(1).
- [2] Denis-Papin, M., Kaufmann, A. (1966). *Cours de calcul tensoriel appliqué*. Paris : Albin Miche
- [3] Landau, L., Lifchitz, E. (1970). *Théorie des Champs* (3<sup>e</sup> éd.). Moscou : MIR.
- [4] Lichnerowicz, A. (1955). *Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*. Paris : Masson & Cie.
- [5] Misner, C. W., Thorne, K. S., Wheeler, J. A. (1973). *Gravitation*. New York : W.H. Freeman & Co.
- [6] Bruhat, G., Goudet, G. (1967). *Electricité* (8<sup>e</sup> éd.). Paris : Masson & Cie.
- [7] Rich, J. A. (2010). *Cosmologie*. Paris : Vuibert.
- [8] Peyrard, M., & Dauxois, T. (2004). *Physique des solitons*. Paris / Les Ulis : EDP Sciences / CNRS Editions.
- [9] Mathieu, J.-P., Kastler, A., Fleury, P. (1991). *Dictionnaire de Physique* (3<sup>e</sup> éd.). Paris : Masson / Eyrolles.
- [10] Smolin, L. (2007). *Rien ne va plus en physique. L'échec de la théorie des cordes*, Paris : Dunod.
- [11] Smolin, L. (2019). *La révolution inachevée d'Einstein. Au-delà du quantique*. Paris : Dunod.
- [12] Einstein, A., Infeld, L. (1983). *L'évolution des idées en physique*. Paris : Flammarion.
- [13] Salam, A. (1991). *La grande unification*. Paris : Seuil.
- [14] Luminet, J.-P. (2002). *Les trous noirs*. Paris : Seuil.
- [15] Bobin, J.-L. (2006). *Que cache l'électron?* Paris : Le Pommier.
- [16] Jakobi, G., Kolesnikov, N. N. (1957). Sur le structure de l'électron. *Séminaire L. de Broglie. Théories physiques. Exp. N° 8, (27), 1-17.*

- [17] Lameau, J. (2001). Probabilité de présence d'une particule dans les théories de champs à bosses. *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, 26.
- [18] Tanabashi, M. (2018). Particle Data Group, The Review of Particle Physics. *Phys. Rev., D 98*, (030001).
- [19] Abbott, T. M. C... (2018). Dark Energy Survey year 1 results *Phys. Rev. D98, Issue 4*, (043526)
- [20] Poincaré, H. (1905). Sur la dynamique de l'électron. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris, 1504-1508*(140).
- [21] Sacco, L. (2017). Le mystère de l'énergie noire enfin résolu ? *Futura Sciences*.
- [22] Binétruy, P. (2016). Pourquoi cherche-t-on une théorie quantique de la gravitation ? *Pour la Science*, n° 93.

(Manuscrit reçu le 23 janvier 2020)