the general science journal

L'espace-temps : Une abstraction émergente de la dynamique d'un milieu énergétique

La puissance d'un formalisme peut parfois masquer la simplicité de la réalité qu'il décrit. Peut-être est-ce là l'une des raisons de l'impasse conceptuelle actuelle, où la cohérence mathématique progresse plus vite que l'intuition physique.

Aimé Savouret

aimesavouret@protonmail.com

Langue originale : Français

Créé le 6 janvier 2026

Modifié le 16 mars 2026

Table des matières

1 Introduction **3**

2 Les équations dynamiques de l'éther **5**
2.1 Cadre et hypothèses . . . 5
2.2 Dynamique linéarisée du flux énergétique . . . 6
2.3 Conservation de l'énergie et quasi-incompressibilité . . . 6
2.4 Dictionnaire « éther énergétique vers potentiels électromagnétiques » . . . 7
2.5 Relation champ–potentiels et jauge de Lorenz . . . 8
2.6 Champ magnétique et deux équations de Maxwell immédiates . . . 8
2.7 Courant, conservation de la charge et équation de Maxwell–Ampère . . . 9
2.8 Équation de Maxwell–Gauss via le potentiel scalaire . . . 11
2.9 Définition de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques . . . 12
2.10 Émergence cinématique de la force de Lorentz . . . 12
2.11 Statut opérationnel des champs $\vec{E}$ et $\vec{A}$ . . . 14
2.12 Résumé : équations de Maxwell . . . 15
2.13 Conclusion . . . 15

3 Le facteur de Fresnel **16**
3.1 L'origine historique . . . 16
3.2 Description électromagnétique dérivée de la dynamique du milieu énergétique 17

4 La contraction des longueurs **21**

5 La masse et l'inertie **23**
5.1 Un principe fondateur sur la conservation de l'énergie . . . 23
5.2 Inertie électromagnétique en mouvement uniforme . . . 27
5.3 La dilatation du temps . . . 28
5.4 Accélération de la matière et flux induit du milieu énergétique . . . 29
5.5 Interprétations sur le mécanisme inertiel . . . 30

6 La gravitation : Une dynamique de flux de l'éther **33**
6.1 Principe de réciprocité dynamique entre inertie et gravitation . . . 33
6.2 Le principe d'équivalence réinterprété . . . 33
6.3 La pesanteur comme résistance à un flux d'éther accéléré . . . 33
6.4 Ajout d'un potentiel gravitationnel dans l'équation dynamique . . . 36
6.5 Écoulement gravitationnel stationnaire et vitesse du flux d'éther . . . 37
6.6 La chute libre et comobilité avec le flux d'éther . . . 38
6.7 L'anisotropie de la vitesse de la lumière . . . 39
6.8 Les expériences de type Michelson–Morley . . . 40
6.9 L'horizon d'un trou noir . . . 41
6.10 L'effet de lentille gravitationnelle . . . 43
6.11 La dérive des horloges du GPS . . . 49
6.12 Précession du périhélie de Mercure . . . 51
6.13 Le redshift dans l'expérience de Pound–Rebka (1959) . . . 56
6.14 Le retard de Shapiro . . . 57

7 L'effet de Lense-Thirring : De la vorticité de l'ether aux forces de Co-

riolis **61**
7.1 Dynamique du flux du milieu en présence d'un courant massique 61
7.2 Flux d'éther induit par une masse en mouvement 62
7.3 Équation dynamique de l'éther en régime stationnaire rotationnel 63
7.4 Calcul du champ tourbillonnaire d'une masse en rotation 64
7.5 Effet de traînage inertiel et résultats observables 67
7.6 Précession des trajectoires et des gyroscopes 68
7.7 Champ magnétique associé à la vorticité de Lense–Thirring 69

8 L'expérience Gravity Probe A **71**
8.1 Objectif et observable 71
8.2 Trajectoire et géométrie 71
8.3 Lien radio et suppression du Doppler d'ordre 1 71
8.4 Points de battement nul 71
8.5 Cadre d'analyse en termes de flux d'éther énergétique 71
8.6 Rythme des horloges et potentiel énergétique 72
8.7 Doppler 1-voie avec vitesse de propagation c_{prop} 72
8.8 Développement à l'ordre $1/c^2$: apparition d'un terme croisé $v_s v_e/c^2$ 73
8.9 Observable 2-voies et combinaison Doppler-cancel 73
8.10 Structure effective du signal mesuré 74
8.11 Sensibilité à une asymétrie montée/descente 74

9 Prédictions et questions ouvertes **75**
9.1 Panorama des prédictions du modèle à éther énergétique 75
9.1.1 Prédictions reconstruites et compatibles avec l'expérience 75
9.1.2 Conséquences implicites du modèle 76
9.1.3 Pistes spéculatives et implications cosmologiques 77
9.2 Questions ouvertes 77
9.3 Ouverture 78

1 Introduction

Peut-on reformuler une partie de la physique moderne en termes de dynamique d'un milieu énergétique continu, sans perdre le contact avec l'expérience ni contredire les résultats établis ? Cette question constitue le point de départ des pages qui suivent. Elle ne procède ni d'un rejet des théories existantes ni d'une volonté de rupture, mais d'un examen méthodique : que se passe-t-il si l'on tente de décrire certains phénomènes fondamentaux sous un angle plus explicitement mécanique et causal ?

Ingénieur en électronique diplômé de l'ENSEA, après une classe préparatoire au lycée Frédéric-Mistral à Avignon, j'exerce un métier situé à l'interface entre la théorie et le réel : concevoir, mesurer, tester, corriger jusqu'à obtenir un système suffisamment robuste pour résister à l'expérience. Cette culture de l'itération, de la confrontation aux mesures et de la remise en question structure également mon rapport à la physique. Je ne revendique ni une position académique ni une autorité institutionnelle en physique théorique. Les réflexions présentées ici sont celles d'un ingénieur qui cherche à examiner la cohérence interne, la portée physique et les conséquences mesurables d'un cadre conceptuel donné.

Je m'intéresse aux modèles capables d'articuler un formalisme avec des grandeurs effectivement observables, et je privilégie les hypothèses qui exposent clairement leurs conditions de validité ainsi que leurs critères de réfutation. Ces notes s'inscrivent dans cette démarche : proposer une lecture volontairement physique et testable de certains phénomènes, en explicitant les hypothèses posées et en acceptant qu'elles puissent se révéler insuffisantes.

L'éther luminifère, longtemps central dans les débats du XIXe siècle, a été largement abandonné après l'émergence de la relativité. La théorie d'Einstein, par sa cohérence et sa puissance prédictive, a profondément transformé notre compréhension de l'espace et du temps. Elle demeure aujourd'hui un cadre d'une efficacité remarquable. Toutefois, comme toute construction théorique, elle laisse subsister des zones de tension : l'unification complète avec la physique quantique reste inachevée, et à l'échelle cosmologique, matière noire et énergie noire sont introduites pour rendre compte d'observations dont l'interprétation demeure ouverte.

Dans ce contexte, il peut être heuristique de suspendre provisoirement l'interprétation géométrique de la relativité générale et d'adopter, autant que possible, un point de vue plus proche de celui d'un physicien pré-relativiste. Il ne s'agit ni d'ignorer un siècle de confirmations expérimentales ni de contester les résultats établis, mais d'examiner si une description plus explicitement dynamique et mécanique peut reproduire, au moins partiellement, les phénomènes observés.

La démarche proposée s'articule autour d'une hypothèse centrale : les effets habituellement regroupés sous les notions de relativité, d'électromagnétisme et de gravitation pourraient être reformulés comme des manifestations d'un milieu énergétique continu, caractérisé localement par une densité d'énergie, des contraintes et des flux. Le terme éther est employé ici dans un sens strictement opérationnel. Il ne désigne ni un fluide matériel composé de particules ni une entité ontologique affirmée, mais un outil conceptuel destiné à structurer une dynamique.

Le point de départ est volontairement minimal. On suppose l'existence d'un milieu possédant une inertie d'origine énergétique et des propriétés assimilables à une élasticité, régi par des lois locales de conservation. La vitesse introduite dans ce cadre ne correspond pas à un transport de matière, mais à une vitesse de flux énergétique décrivant la propagation et la redistribution de l'énergie. L'enjeu initial n'est pas de proposer un formalisme concurrent, mais de déterminer jusqu'où un tel cadre permet de reconstruire des phénomènes considérés comme fondamentaux.

Dans un premier temps, les équations dynamiques de ce milieu sont établies, et l'on montre comment l'électromagnétisme peut émerger comme une écriture compacte de cette dynamique sous des hypothèses contrôlées. Les champs et potentiels apparaissent alors comme des variables effectives décrivant l'état énergétique du milieu. Cette base permet d'aborder des phénomènes concrets, tels que l'optique des milieux en mouvement et le facteur de Fresnel, servant de banc d'essai expérimental.

Sur cette base, certains résultats classiques sont réexaminés afin d'évaluer si la contraction des longueurs et le ralentissement des horloges peuvent être interprétés comme des effets dynamiques liés à la propagation finie des interactions et à l'inertie énergétique du milieu. L'objectif n'est pas de remplacer le formalisme relativiste, mais d'explorer s'il peut recevoir une lecture plus explicitement causale.

La seconde partie introduit l'hypothèse d'une gravitation décrite comme un flux radial du milieu énergétique, dont la vitesse locale serait reliée au potentiel gravitationnel. Cette représentation permet d'examiner, en champ faible, l'émergence de résultats bien établis : dilatation temporelle gravitationnelle, décalage spectral, retard de Shapiro, déviation des rayons lumineux et corrections utilisées en navigation satellitaire.

Ces propositions demeurent hypothétiques. Leur intérêt ne réside pas dans une affirmation d'autorité, mais dans leur capacité à produire des relations quantitatives, à clarifier certains mécanismes et à exposer leurs propres limites. L'ambition de ces pages n'est pas de convaincre, mais de proposer un parcours intellectuel cohérent, suffisamment explicite pour que chacun puisse en examiner la solidité et en tester les points sensibles.

2 Les équations dynamiques de l'éther

2.1 Cadre et hypothèses

On modélise l'éther comme un milieu énergétique continu, capable de stocker, transporter et redistribuer de l'énergie. Il ne s'agit pas d'un fluide matériel constitué de particules, mais d'un milieu énergétique doté de propriétés dynamiques et élastiques. Son état local est décrit par des densités d'énergie, des contraintes internes et des flux.

Le milieu possède une dynamique propre indépendante de toute structure matérielle. On néglige toute forme de viscosité. Le milieu est supposé parfait au sens dissipatif. Cette dynamique est conservative et gouvernée par la conservation locale de l'énergie ainsi que par la réponse élastique interne du milieu énergétique.

Dans ce cadre, l'éther présente un comportement mixte :

— comportement de type fluide : transport et redistribution de l'énergie
— comportement élastique : capacité à stocker de l'énergie sous forme de contraintes internes

Les déformations de type "cisaillement" correspondent à des redistributions transverses de l'énergie. Elles peuvent être excitées par un couplage électrique local et sont responsables de la propagation des perturbations électromagnétiques.

Le milieu est caractérisé par une densité volumique d'énergie propre notée ρ_E. Cette grandeur décrit l'état énergétique moyen du milieu dans le vide. L'inertie effective associée aux mouvements du flux énergétique est déterminée par densité inertielle effective :

$$\boxed{\rho_m = \frac{\rho_E}{c^2}} \tag{1}$$

Le modèle fait intervenir :

— une pression énergétique P, traduisant les variations longitudinales du milieu et son caractère quasi incompressible
— un champ électrique $\vec{E}$, décrivant l'état de polarisation locale du milieu énergétique et caractérisé par un paramètre de couplage électrique ρ_e
— un champ de vitesse $\vec{v}$, représentant la dynamique du flux énergétique et les mécanismes de redistribution de l'énergie, associé à une densité énergétique volumique du milieu ρ_E

Notations et paramètres. On adopte les notations suivantes :

— P : pression énergétique
— χ_e : coefficient effectif de compressibilité énergétique du milieu
— $\vec{v}$: champ de vitesse du flux énergétique
— $\vec{E}$: champ électrique
— ρ_E : densité volumique d'énergie propre du milieu
— ρ_m : densité inertielle effective
— ρ_e : paramètre de couplage électrique du milieu

La grandeur $\vec{v}$ ne représente pas une vitesse de transport de matière, mais la vitesse locale du flux d'énergie dans le milieu énergétique.

Statut des constantes ρ_m et ρ_e. Le milieu énergétique ne possède ni masse matérielle ni charge électrique intrinsèque au sens corpusculaire. Il est caractérisé par des propriétés dynamiques propres, indépendantes de toute structure localisée.

Les grandeurs ρ_m et ρ_e ne représentent pas des densités associées à une particule ou à un volume matériel. Elles constituent des constantes de couplage fondamentales du milieu énergétique.

La constante ρ_m intervient dans la dynamique du flux énergétique et caractérise la réponse du milieu aux variations de vitesse du champ $\vec{v}$. Elle correspond à une densité inertielle effective propre au milieu, fixant l'échelle inertielle effective des perturbations, sans pour autant représenter une densité de masse localisée.

La constante ρ_e caractérise quant à elle le couplage électrique du milieu. Elle intervient dans la relation entre l'état de polarisation énergétique et le champ électrique $\vec{E}$, sans représenter une densité de charge au sens classique.

Dans ce cadre théorique, la masse et la charge observables ne sont pas identifiées à ρ_m ou ρ_e. Elles émergent de configurations dynamiques particulières du champ énergétique. Les constantes ρ_m et ρ_e décrivent uniquement les propriétés structurelles du milieu lui même.

2.2 Dynamique linéarisée du flux énergétique

La dynamique du milieu est gouvernée par une équation de quantité de mouvement appliquée au flux énergétique. Exprimée par unité de volume, elle s'écrit :

$$\boxed{\rho_m \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} \right) = -\nabla P - \rho_e \vec{E}} \tag{2}$$

Si on se place dans une description eulérienne (référentiel laboratoire) et on considère un régime linéaire où les effets convectifs du flux sont négligeables devant les variations locales :

$$(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} \approx 0 \tag{3}$$

L'équation se réduit à :

$$\boxed{\rho_m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\nabla P - \rho_e \vec{E}} \tag{4}$$

Cette équation exprime que la variation temporelle locale du champ de vitesse énergétique est déterminée par les gradients de pression énergétique et par le couplage électrique du milieu au champ $\vec{E}$.

2.3 Conservation de l'énergie et quasi-incompressibilité

L'éther étant conçu comme un milieu énergétique, la loi fondamentale qui s'y applique est celle de la conservation locale de l'énergie. En l'absence de dissipation, les variations de la densité énergétique du milieu sont déterminées par les flux énergétiques et les contraintes internes.

Dans l'approximation quasi incompressible, on suppose que le milieu possède une très faible compressibilité énergétique. Le coefficient χ_e est alors petit en valeur absolue, ce qui signifie que des variations importantes de pression ne produisent que de faibles variations relatives de la densité énergétique.

Il en résulte que la densité inertielle effective volumique du milieu demeure pratiquement constante à grande échelle, ne présentant que de faibles écarts autour d'une valeur moyenne dominante, en cohérence avec le cadre adopté.

Les variations locales de la densité inertielle effective sont reliées aux variations de pression par une relation de compressibilité effective jouant le rôle d'une loi d'état :

$$\frac{1}{\rho_m}\frac{D\rho_m}{Dt} = \chi_e \frac{DP}{Dt} \tag{5}$$

où D/Dt désigne la dérivée suivant le flux énergétique.

À l'ordre quasi-incompressible, on obtient la relation :

$$\nabla \cdot (\rho_m \vec{v}) + \rho_m \chi_e \frac{DP}{Dt} = 0 \tag{6}$$

En régime linéaire, cette relation devient :

$$\boxed{\nabla \cdot (\rho_m \vec{v}) + \rho_m \chi_e \frac{\partial P}{\partial t} = 0} \tag{7}$$

Cette équation exprime la conservation locale de l'énergie du milieu sous forme de flux et de contraintes longitudinales.

2.4 Dictionnaire « éther énergétique vers potentiels électromagnétiques »

On introduit maintenant un dictionnaire formel reliant les variables dynamiques du milieu énergétique aux potentiels électromagnétiques :

$$\boxed{\vec{A} \equiv \frac{\rho_m}{\rho_e}\,\vec{v} + \vec{A}_0 \qquad V \equiv \frac{1}{\rho_e}\,P + V_0} \tag{8}$$

Ces définitions n'introduisent pas de nouvelles entités physiques. Elles constituent une reformulation des variables dynamiques du milieu, choisie pour mettre en évidence la structure mathématique des équations électromagnétiques.

Les constantes ρ_m et ρ_e sont des paramètres structurels du milieu énergétique. La constante ρ_m correspond à une densité volumique d'énergie propre au milieu et fixe son échelle inertielle dynamique. La constante ρ_e caractérise le couplage électrique fondamental du milieu. Leur rapport définit un facteur d'échelle intrinsèque reliant la vitesse du flux énergétique au potentiel vecteur.

Ainsi, le coefficient reliant $\vec{A}$ à $\vec{v}$ est gouverné par un facteur fixé par les propriétés fondamentales du milieu, indépendant de toute structure matérielle particulière.

Les champs $(\vec{A}, V)$ sont définis à une constante près. Les constantes $(\vec{A}_0, V_0)$ ne portent pas de contenu dynamique et sont fixées par une condition aux limites, typiquement $\vec{A} \to \vec{0}$ et $V \to 0$ lorsque $r \to \infty$.

On effectue ensuite une identification formelle des paramètres du modèle avec les constantes de l'électromagnétisme :

$$\boxed{\chi_e \leftrightarrow \varepsilon_0 \qquad \rho_m \leftrightarrow \mu_0} \tag{9}$$

Ces identifications doivent être comprises comme des choix d'échelle permettant de retrouver la forme standard des équations de Maxwell, sans introduire de champs indépendants du milieu énergétique sous-jacent.

2.5 Relation champ–potentiels et jauge de Lorenz

À partir de l'équation de mouvement (4), on divise par ρ_e et on utilise le dictionnaire (8), ce qui conduit à :

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\nabla V - \vec{E} \tag{10}$$

On obtient alors l'expression du champ électrique :

$$\boxed{\vec{E} = -\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}} \tag{11}$$

On réécrit ensuite la condition de quasi-incompressibilité (7) à l'aide du dictionnaire :

$$\nabla \cdot \vec{A} + \rho_m \chi_e \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \tag{12}$$

En identifiant $\rho_m \chi_e$ à $\mu_0 \varepsilon_0$, on obtient la jauge de Lorenz :

$$\boxed{\nabla \cdot \vec{A} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial V}{\partial t} = 0} \tag{13}$$

2.6 Champ magnétique et deux équations de Maxwell immédiates

On définit le champ magnétique comme une grandeur dérivée du potentiel vecteur, lui-même issu de la dynamique du flux énergétique :

$$\boxed{\vec{B} \equiv \nabla \times \vec{A}} \tag{14}$$

Cette définition exprime que le champ magnétique correspond à une vorticité du potentiel associé au flux énergétique transverse du milieu.

Il découle immédiatement de cette définition l'identité :

$$\boxed{\nabla \cdot \vec{B} = 0} \tag{15}$$

qui traduit l'absence de sources ou de puits du champ magnétique, interprétée ici comme l'absence de singularités de vorticité du flux énergétique.

En prenant ensuite le rotationnel de l'expression du champ électrique (11), on obtient :

$$\nabla \times \vec{E} = -\nabla \times (\nabla V) - \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \vec{A}) \tag{16}$$

Le premier terme est nul identiquement, et l'on obtient :

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{17}$$

soit l'équation de Faraday :

$$\boxed{\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}} \tag{18}$$

Cette équation exprime la conversion dynamique entre variations temporelles de la vorticité du flux énergétique et champ électrique induit.

2.7 Courant, conservation de la charge et équation de Maxwell–Ampère

On introduit une densité de courant, c'est-à-dire la quantité de charge qui traverse une surface par unité de temps et par unité de surface, définie par :

$$\boxed{\vec{J} \equiv \rho_q \vec{u}} \tag{19}$$

où $\vec{u}$ est la vitesse moyenne des porteurs de charge dans milieu énergétique. On distingue cette vitesse de la vitesse $\vec{v}$ associée au flux du milieu énergétique. La densité ρ_q désigne la densité volumique de charge matérielle locale, associée à la structure organisée.

La conservation locale de la charge s'écrit alors :

$$\boxed{\frac{\partial \rho_q}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0} \tag{20}$$

On part ensuite de l'identité vectorielle :

$$\nabla \times \vec{B} = \nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \tag{21}$$

où ∇^2 désigne le Laplacien appliqué composante par composante.

À partir de la jauge de Lorenz (13), on a :

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{A}) = -\mu_0\varepsilon_0 \, \nabla \frac{\partial V}{\partial t} \tag{22}$$

Or, en dérivant l'expression du champ électrique (11), on obtient :

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\nabla \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \tag{23}$$

d'où :

$$-\nabla \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \tag{24}$$

En combinant ces relations, il vient :

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{A}) = \mu_0\varepsilon_0 \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \right) \tag{25}$$

En reportant dans (21), on obtient :

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{A} \tag{26}$$

Afin d'assurer la correspondance avec le régime magnétostatique observé, on impose que, dans la limite stationnaire, le potentiel vecteur vérifie l'équation de Poisson vectorielle :

$$\boxed{-\nabla^2 \vec{A} = \mu_0 \, \vec{J}} \tag{27}$$

La généralisation dynamique compatible avec l'équation de Maxwell–Ampère et la condition de jauge de Lorenz conduit alors naturellement à poser l'équation d'onde forcée pour le potentiel vecteur :

$$\boxed{-\nabla^2 \vec{A} + \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = \mu_0 \, \vec{J}} \tag{28}$$

En substituant (28) dans (26), on obtient immédiatement :

$$\boxed{\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}} \tag{29}$$

qui correspond à l'équation de Maxwell–Ampère.

2.8 Équation de Maxwell–Gauss via le potentiel scalaire

En prenant la divergence de l'expression du champ électrique (11), on obtient :

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\nabla \cdot (\nabla V) - \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \cdot \vec{A}) \tag{30}$$

soit :

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\nabla^2 V - \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \cdot \vec{A}) \tag{31}$$

À l'aide de la jauge de Lorenz (13), on a :

$$-\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \cdot \vec{A}) = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \tag{32}$$

On obtient à partir de la dynamique du milieu et de la condition de jauge :

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\nabla^2 V + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \tag{33}$$

Afin d'assurer la correspondance avec le régime électrostatique observé, on impose que, dans la limite stationnaire, le potentiel scalaire vérifie l'équation de Poisson :

$$\boxed{-\nabla^2 V = \frac{\rho_q}{\varepsilon_0}} \tag{34}$$

La généralisation dynamique compatible avec l'expression précédente de $\nabla \cdot \vec{E}$ conduit alors naturellement à poser l'équation d'onde forcée :

$$\boxed{-\nabla^2 V + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = \frac{\rho_q}{\varepsilon_0}} \tag{35}$$

En substituant (35) dans (33), on obtient immédiatement :

$$\boxed{\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_q}{\varepsilon_0}} \tag{36}$$

qui correspond à l'équation de Maxwell–Gauss.

La charge comme condition locale sur le champ de pression. En régime stationnaire, une charge électrique ne correspond pas à un transport permanent du milieu énergétique, mais à une configuration statique de pression.

Selon le dictionnaire établi :

$$V \equiv \frac{1}{\rho_e} P + V_0 \tag{37}$$

Le potentiel électrostatique apparaît comme la description scalaire du champ de pression du milieu. La présence d'une densité de charge impose alors localement une contrainte sur P, ce qui se traduit par une variation spatiale du potentiel électrique.

Le signe de la charge précise la nature de cette contrainte :

- Une charge positive correspond à une surpression locale stabilisée.
- Une charge négative correspond à une dépression locale stabilisée.

Le champ électrostatique $\vec{E} = -\nabla V$ décrit la manière dont cette contrainte se répartit dans l'espace environnant. Tant que la configuration reste stationnaire, il n'y a pas de flux net du milieu. Un flux n'apparaît que lorsque la configuration évolue dans le temps.

2.9 Définition de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques

Les équations d'onde (28) et (35) montrent que les perturbations électromagnétiques se propagent à une vitesse finie dans le milieu énergétique. Cette vitesse est donnée par :

$$\boxed{c \equiv \frac{1}{\sqrt{\mu_0\,\varepsilon_0}}} \tag{38}$$

Les paramètres du milieu énergétique sont formellement identifiés à ceux de l'électromagnétisme :

$$\mu_0 \leftrightarrow \rho_m \qquad \varepsilon_0 \leftrightarrow \chi_e \tag{39}$$

De sorte que la vitesse de propagation peut également s'écrire :

$$\boxed{c = \frac{1}{\sqrt{\rho_m\,\chi_e}}} \tag{40}$$

La constante c apparaît ainsi comme une vitesse d'onde propre au milieu énergétique, déterminée par sa densité volumique d'énergie ρ_m et par sa compressibilité énergétique χ_e. Elle ne constitue pas un postulat cinématique fondamental, mais résulte directement des propriétés dynamiques du milieu.

Cette vitesse correspond à la propagation isotrope des perturbations électromagnétiques dans le référentiel local comobile avec le milieu énergétique. Une éventuelle anisotropie de la vitesse mesurée de la lumière proviendrait d'un mouvement relatif entre l'observateur et le flux énergétique, sans impliquer de modification intrinsèque de c.

Dans toute la suite, la constante c désigne exclusivement la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le référentiel local comobile avec le milieu énergétique, c'est à dire dans le repère où la vitesse locale du flux énergétique est nulle.

2.10 Émergence cinématique de la force de Lorentz

Nous examinons maintenant la dynamique d'une charge q en mouvement dans le milieu énergétique.

On rappel les champs à partir des potentiels selon :

$$\vec{E} = -\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \tag{41}$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \tag{42}$$

Pour une charge se déplaçant à la vitesse $\vec{u}$, la variation temporelle pertinente du potentiel vecteur le long de la trajectoire n'est donc pas la dérivée partielle, valable pour un point fixe de l'espace, mais la dérivée suivie intégrant le terme convectif :

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla)\vec{A} \tag{43}$$

Le second terme traduit le transport du potentiel vecteur par le mouvement de la singularité à travers le milieu énergétique. Il correspond à la contribution non linéaire présente dans l'équation dynamique complète (2) et devient essentiel dès que la charge possède une vitesse finie.

Le champ électrique effectif ressenti par la charge s'écrit alors :

$$\vec{E}_{\text{eff}} = -\nabla V - \frac{d\vec{A}}{dt} \tag{44}$$

En injectant la définition du champ électrique, on obtient :

$$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E} - (\vec{u} \cdot \nabla)\vec{A} \tag{45}$$

On utilise l'identité vectorielle :

$$\vec{u} \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla(\vec{u} \cdot \vec{A}) - (\vec{u} \cdot \nabla)\vec{A} \tag{46}$$

ce qui permet d'écrire :

$$(\vec{u} \cdot \nabla)\vec{A} = \nabla(\vec{u} \cdot \vec{A}) - \vec{u} \times \vec{B} \tag{47}$$

On en déduit :

$$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E} - \nabla(\vec{u} \cdot \vec{A}) + \vec{u} \times \vec{B} \tag{48}$$

Le terme de type gradient peut être absorbé dans une redéfinition du potentiel scalaire en introduisant :

$$V^\star = V + \vec{u} \cdot \vec{A} \tag{49}$$

Cette transformation correspond à une redéfinition de jauge des potentiels. Elle ne modifie ni le champ électrique ni le champ magnétique, qui dépendent uniquement des dérivées spatiales et temporelles des potentiels. Le terme gradient n'introduit donc aucune contribution physique mesurable supplémentaire.

On obtient finalement :

$$\boxed{\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}} \tag{50}$$

La force exercée sur une charge q s'écrit alors :

$$\boxed{\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B})} \tag{51}$$

La structure de la force de Lorentz apparaît ainsi comme une conséquence cinématique de la dérivée suivie appliquée au potentiel vecteur.

Le champ $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ représente la vorticité locale du flux énergétique du milieu. Le terme $\vec{u} \times \vec{B}$ décrit alors l'interaction entre la vitesse de la charge et cette vorticité.

Cette structure est formellement analogue à la force de type Magnus en mécanique des fluides, où un objet en mouvement dans un fluide tourbillonnaire subit une force transverse proportionnelle au produit vectoriel entre sa vitesse et la vorticité locale.

La composante magnétique de la force de Lorentz peut ainsi être interprétée comme une force gyroscopique résultant de la structure tourbillonnaire du milieu énergétique.

2.11 Statut opérationnel des champs $\vec{E}$ et $\vec{A}$

Dans la construction précédente, ni le champ électrique $\vec{E}$ ni le potentiel vecteur $\vec{A}$ ne constituent des variables dynamiques primitives du milieu énergétique. Ils interviennent comme des grandeurs décrivant le couplage électrique du milieu à une charge, ce couplage étant fixé par la constante structurelle ρ_e.

La dynamique fondamentale du milieu fait apparaître le terme $\rho_e\vec{E}$, qui représente l'échange de quantité de mouvement entre une charge et le milieu énergétique. Le champ $\vec{E}$ n'est donc pas défini indépendamment, mais à travers son action mécanique sur une charge via le couplage ρ_e.

De même, le potentiel vecteur $\vec{A}$ n'a pas de signification opérationnelle autonome. Il intervient dans la description du couplage dynamique entre une charge en mouvement et le milieu. Son rôle devient physiquement identifiable uniquement à travers les effets mesurables produits sur une charge test.

Ainsi, les champs $\vec{E}$ et $\vec{A}$ n'acquièrent une signification expérimentale qu'en présence d'une charge matérielle qui sonde localement l'état du milieu et en révèle les effets mécaniques.

Le vide, du point de vue électromagnétique, ne correspond pas à l'absence de dynamique du milieu énergétique, mais à l'absence d'interaction électrique effective avec une charge. La dynamique du milieu dans le vide peut être décrite directement par les variables fondamentales du milieu, en particulier la pression énergétique P et le champ de vitesse du flux $\vec{v}$. Les grandeurs $\vec{E}$ et $\vec{A}$ apparaissent alors comme des variables dérivées, introduites pour décrire de manière compacte l'interaction entre le milieu et une structure matérielle chargée.

2.12 Résumé : équations de Maxwell

À partir des potentiels, on introduit les champs selon :

$$\vec{E} = -\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \qquad \vec{B} = \nabla \times \vec{A} \tag{52}$$

Sous la condition de jauge de Lorenz :

$$\nabla \cdot \vec{A} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \tag{53}$$

et en utilisant les équations d'onde forcées vérifiées par V et $\vec{A}$, on obtient l'ensemble des équations de Maxwell :

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \qquad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{54}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \qquad \nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_e}{\varepsilon_0} \tag{55}$$

Par ailleurs, l'analyse en régime non linéaire, fondée sur la dérivée suivie du potentiel vecteur le long de la trajectoire d'une singularité mobile, conduit à l'expression de la force exercée sur une charge q se déplaçant à la vitesse $\vec{u}$:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \tag{56}$$

La force de Lorentz apparaît donc comme une conséquence cinématique de la dynamique du milieu, et non comme un postulat indépendant ajouté aux équations de Maxwell.

2.13 Conclusion

Dans ce cadre, les phénomènes électromagnétiques apparaissent comme la manifestation directe de la dynamique d'un milieu énergétique continu. Les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ ne sont pas introduits comme des entités fondamentales indépendantes, mais comme des grandeurs dérivées, construites à partir des variables dynamiques du milieu (pression énergétique P, flux $\vec{v}$ et constantes de couplage) via les potentiels $(V, \vec{A})$.

Le milieu énergétique supporte et transmet les interactions électromagnétiques : propagation des ondes, effets associés aux distributions de charge et aux courants, interactions entre structures matérielles. L'électromagnétisme apparaît ainsi comme une reformulation compacte des équations dynamiques du milieu énergétique. Les grandeurs usuelles $\vec{E}$ et $\vec{B}$ décrivent alors des modes particuliers d'organisation et de propagation des perturbations au sein de ce milieu.

3 Le facteur de Fresnel

3.1 L'origine historique

Il est essentiel de préciser d'emblée le statut de la théorie de Fresnel dans ce qui suit. La théorie ondulatoire originale de Fresnel, fondée sur un éther mécanique doté d'une densité matérielle, n'est pas celle développée dans ces notes. Elle est aujourd'hui abandonnée comme cadre fondamental. En revanche, l'idée centrale qu'elle a introduite, ainsi que le résultat quantitatif auquel elle conduit, sont retenus ici en tant que faits physiques établis expérimentalement.

Dans l'approche de Fresnel, la vitesse de propagation de la lumière dépend de la quantité d'éther contenue dans le milieu traversé.

- Dans le vide, l'éther possède une densité de référence ρ et la vitesse de propagation est c.
- Dans un milieu transparent d'indice optique n, Fresnel suppose que le milieu contient une quantité plus importante d'éther. Afin de rendre compte de la vitesse réduite $c' = \dfrac{c}{n}$, il postule une densité effective $\rho' = n^2\rho$.

Lorsqu'un corps transparent se déplace à la vitesse v par rapport à l'éther supposé immobile, Fresnel montre que l'éther contenu dans le milieu n'est pas entièrement entraîné par le mouvement du corps. Il ne se déplace qu'à une fraction de cette vitesse, que l'on peut écrire

$$v_{\text{ether}} = f\,v \tag{57}$$

où le coefficient d'entraînement partiel est donné par :

$$f = 1 - \frac{1}{n^2} \tag{58}$$

Il en résulte que la vitesse de la lumière mesurée dans le référentiel de l'éther s'écrit :

$$\boxed{V = \frac{c}{n} \pm v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)} \tag{59}$$

Ce résultat présente deux limites immédiates cohérentes :

- pour $n = 1$ (vide), $f = 0$ et il n'y a aucun entraînement
- pour un indice très grand, $f \simeq 1$ et l'entraînement devient quasi total

Un résultat expérimental qui a été conservé au-delà de la théorie. Le point fondamental n'est pas l'interprétation mécanique originale proposée par Fresnel, mais le fait que ce coefficient d'entraînement a été confirmé expérimentalement avec une grande précision. L'expérience de Fizeau (1851), qui mesure la vitesse de la lumière dans de l'eau en mouvement, montre sans ambiguïté que la propagation lumineuse n'obéit pas à une simple addition galiléenne des vitesses $\dfrac{c}{n} \pm v$, mais suit exactement la loi de Fresnel.

Ce résultat constitue un fait expérimental robuste. Il indique que la propagation de la lumière dans un milieu en mouvement dépend des propriétés internes du milieu et de son interaction dynamique avec l'onde, et non d'une cinématique relative élémentaire. C'est ce fait, et lui seul, qui est retenu dans la suite, indépendamment du cadre théorique historique dans lequel il a été initialement formulé.

3.2 Description électromagnétique dérivée de la dynamique du milieu énergétique

À l'échelle microscopique, la distance entre les molécules ou entre les atomes au sein des réseaux atomiques des milieux réfringents est de l'ordre de 0,1 à 0,3 nm. Cette échelle est très inférieure à la longueur d'onde de la lumière visible, typiquement de l'ordre de 500 nm. L'onde électromagnétique ne peut donc pas résoudre spatialement les constituants individuels du milieu et ne couple qu'à leur réponse collective.

Dans un matériau transparent, les électrons sont mis en oscillation par le champ électrique incident et réémettent l'onde sans absorption nette. L'onde traverse le milieu, mais sa propagation est ralentie par le temps de réponse énergétique associé à la polarisation collective des charges.

Dans un matériau opaque, deux mécanismes dominent :

— les électrons absorbent l'énergie de l'onde et la transforment en chaleur

— dans le cas des métaux, les électrons libres réémettent l'onde dès la surface, ce qui produit la réflexion

La transparence correspond ainsi à une transmission cohérente de l'oscillation énergétique à travers le milieu, sans dissipation nette, tandis que l'opacité traduit soit une conversion irréversible de cette énergie en agitation interne (absorption), soit une réémission quasi instantanée vers l'extérieur (réflexion).

Lorsque la lumière pénètre dans la matière, elle n'interagit donc pas avec des atomes isolés, mais avec le milieu réfringent en tant que système collectif. L'onde électromagnétique couple son énergie au milieu via la mise en oscillation coordonnée des charges électroniques. Cette réponse collective se traduit par une polarisation du milieu, qui modifie localement l'énergie stockée dans les champs et, par conséquent, la vitesse de propagation de l'onde. Les phénomènes de réfraction et de dispersion apparaissent ainsi comme des manifestations directes de la dynamique énergétique du milieu.

Dans cette description, le milieu réfringent est modélisé comme un continu polarisable de charges. Lorsqu'une onde le traverse, elle induit un moment dipolaire collectif par unité de volume. La réponse macroscopique du milieu est alors caractérisée par le vecteur de polarisation $\vec{P}$, qui décrit l'état d'excitation énergétique induit par l'onde.

Considérons un milieu réfringent se déplaçant à vitesse constante $\vec{u}$ par rapport au référentiel local comobile avec le milieu énergétique. D'après la relation (50), les charges liées du milieu, advectées par ce mouvement, ne sondent pas le champ en un point fixe mais le long de leur trajectoire. Elles ressentent alors un champ électrique effectif de la forme :

$$\vec{E}' = \vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} \tag{60}$$

La polarisation, définie comme le moment dipolaire par unité de volume, est proportionnelle à ce champ effectif :

$$\vec{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\,\vec{E}' \tag{61}$$

soit explicitement :

$$\vec{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\,(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \tag{62}$$

Lorsque le milieu est en mouvement, la variation temporelle et spatiale de la polarisation génère un courant total dans le référentiel fixe, noté $\vec{j}_{\text{pol}}$:

$$\vec{j}_{\text{pol}} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \text{rot}(\vec{P} \times \vec{u}) \tag{63}$$

Le second terme, $\text{rot}(\vec{P} \times \vec{u})$, correspond au courant de convection des dipôles, également appelé courant de Röntgen.

En utilisant l'équation de Maxwell–Ampère dans le référentiel fixe :

$$\text{rot}\,\vec{B} = \mu_0 \left(\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{j}_{\text{pol}} \right) \tag{64}$$

et en substituant l'expression de $\vec{j}_{\text{pol}}$ et de $\vec{P}$, on obtient :

$$\text{rot}\,\vec{B} = \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0(\varepsilon - \varepsilon_0)\frac{\partial}{\partial t}(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) + \mu_0(\varepsilon - \varepsilon_0)\,\text{rot}(\vec{E} \times \vec{u}) \tag{65}$$

En utilisant la relation $n^2 = \varepsilon/\varepsilon_0$ et l'identité $\mu_0\varepsilon_0 = 1/c^2$, et en se limitant au premier ordre en $\vec{u}$, cette équation se simplifie en :

$$\text{rot}\,\vec{B} = \frac{n^2}{c^2}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{n^2 - 1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}(\vec{u} \times \vec{B}) + \frac{n^2 - 1}{c^2}\,\text{rot}(\vec{E} \times \vec{u}) \tag{66}$$

Cette équation est combinée avec l'équation de Faraday :

$$\text{rot}\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

En prenant le rotationnel de $\vec{E}$ et en injectant les expressions précédentes, on obtient une équation de propagation pour une onde plane se propageant suivant l'axe x à la vitesse W :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} - \frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - 2\,\frac{n^2 - 1}{c^2}\,vu\,\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x\,\partial t} = 0 \tag{67}$$

On cherche une solution de type onde plane :

$$\vec{E} = \vec{E}_0\,f(x - Wt) \tag{68}$$

Les dérivées s'écrivent alors :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} = \vec{E}_0\, f'' \tag{69}$$

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = W^2\, \vec{E}_0\, f'' \tag{70}$$

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x\, \partial t} = -W\, \vec{E}_0\, f'' \tag{71}$$

L'équation de propagation devient :

$$1 - \frac{n^2 W^2}{c^2} + 2\,\frac{n^2-1}{c^2}\, u\, W = 0 \tag{72}$$

En multipliant par c^2 et en réarrangeant :

$$n^2 W^2 - 2(n^2-1)uW - c^2 = 0 \tag{73}$$

Cette équation du second degré donne la solution exacte :

$$\boxed{W = \frac{(n^2-1)u \pm \sqrt{(n^2-1)^2 u^2 + n^2 c^2}}{n^2}} \tag{74}$$

Pour obtenir l'expression au premier ordre en u, on pose :

$$W = \frac{c}{n} + \delta \tag{75}$$

et en négligeant les termes d'ordre u^2/c^2 et δ^2, on obtient :

$$\boxed{W \approx \frac{c}{n} + u\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)} \tag{76}$$

Le facteur $\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$ est le coefficient de Fresnel. Ce résultat montre que la vitesse effective de propagation ne résulte pas d'une simple addition cinématique des vitesses, mais de l'interaction dynamique entre l'onde électromagnétique et les charges du milieu. Celles-ci, mises en oscillation par le champ tout en étant advectées par le flux énergétique, modifient la phase de l'onde réémise. L'entraînement observé apparaît ainsi comme un effet collectif lié à la réponse énergétique du milieu, et non comme une propriété intrinsèque de la lumière elle-même.

Il est essentiel de préciser que la vitesse u intervenant dans cette expression est définie par rapport au référentiel local comobile avec l'éther énergétique. Elle mesure le degré de non-comobilité du milieu matériel avec le flux énergétique supportant la propagation électromagnétique. Le coefficient de Fresnel ne traduit donc pas une propriété purement relative entre observateurs, mais l'effet dynamique d'un milieu réfringent traversé par un flux énergétique non comobile. Cette distinction constitue une différence conceptuelle majeure avec l'interprétation relativiste, dans laquelle seule la vitesse relative entre référentiels est considérée comme physiquement pertinente.

Dans cette perspective, le terme linéaire en u issu de l'analyse de Fresnel correspond à un effet du premier ordre. Il est proportionnel à la vitesse du montage et ne dépend pas d'un terme quadratique en $\frac{v}{c}$. Or l'histoire expérimentale montre que la quasi-totalité des dispositifs classiques, de Fizeau à Michelson-Morley en passant par Hoek, ont été conçus de manière à annuler systématiquement toute contribution du premier ordre. Les symétries des trajets optiques et la compensation des temps de parcours éliminent précisément les termes proportionnels à v, ne laissant subsister que des corrections du second ordre.

Il en résulte que l'absence d'effet observé dans ces expériences ne constitue pas une preuve directe de l'inexistence d'un référentiel privilégié ou d'un flux énergétique sous-jacent, mais la conséquence du fait que les montages rendent expérimentalement invisible toute non-comobilité globale. Autrement dit, la relativité au référentiel comobile est intégrée dans la structure même des protocoles expérimentaux.

Si un dispositif parvenait à isoler un décalage proportionnel à v, même lorsque la source, le milieu et le détecteur sont embarqués ensemble, il mettrait en évidence un effet du premier ordre irréductible à une simple transformation de référentiel. Un tel résultat constituerait un critère expérimental susceptible de départager une description strictement relativiste, fondée sur l'équivalence complète des référentiels inertiels, et une description reposant sur l'existence d'un flux énergétique structurant l'espace.

Un développement de cette question, ainsi qu'une analyse des conditions expérimentales nécessaires pour rendre visible cette non-comobilité, a été présenté dans mon document intitulé *Quand la lumière expose la réalité que nous ne voyons pas* auquel le lecteur est invité à se référer pour approfondir cette problématique.

4 La contraction des longueurs

Si l'on admet que l'interaction électromagnétique ne se transmet pas instantanément, mais qu'elle se propage à vitesse finie c dans le milieu énergétique, alors le mouvement d'une charge impose une réorganisation dynamique de l'énergie portée par le champ. Le champ associé à une charge en mouvement ne peut plus s'établir de manière isotrope : il est contraint par la propagation retardée des perturbations dans le milieu et par l'inertie énergétique associée au champ lui-même.

Dans le référentiel comobile du milieu énergétique, une charge en mouvement déforme donc son propre champ : au lieu d'être sphérique, celui-ci se contracte dans la direction du mouvement et se renforce transversalement. Cette déformation est classiquement connue sous le nom de champ de Heaviside et constitue le point de départ du mécanisme électromagnétique de la contraction des longueurs.

Champ retardé. Pour une charge au repos dans le référentiel du milieu énergétique, le champ électrique à une distance R est déterminé par la position instantanée de la charge. En revanche, lorsqu'une charge se déplace à la vitesse u par rapport à ce référentiel, le champ observé à l'instant t correspond à l'état de la charge à un instant antérieur t', appelé temps retardé.

La condition géométrique est que la perturbation électromagnétique, propagée dans le milieu énergétique à la vitesse c, parcourt exactement la distance séparant la position occupée par la charge à l'instant t' et le point d'observation. Cette propagation retardée impose une anisotropie intrinsèque dans la distribution spatiale de l'énergie du champ.

Pourquoi le potentiel scalaire ne suffit pas. Décrire correctement le champ associé à une charge en mouvement nécessite d'introduire, en plus du potentiel scalaire V, le potentiel vecteur $\vec{A}$. Dans l'électromagnétisme formulé comme une dynamique du milieu énergétique, le champ électrique résulte de deux contributions complémentaires :

$$\vec{E} = -\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \tag{77}$$

— le terme $-\nabla V$ correspond à une contribution quasi-électrostatique, associée à la distribution spatiale instantanée de l'énergie électrique

— le terme $-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ traduit la dynamique du flux énergétique : une charge en mouvement équivaut à un courant, ce qui induit un potentiel vecteur $\vec{A}$ dont la variation temporelle contribue directement au champ

Dans cette lecture, le potentiel vecteur encode l'inertie énergétique du champ : il rend compte du fait que l'énergie portée par le champ ne peut pas se réorganiser instantanément lorsque la charge se déplace.

Anisotropie du champ. La contribution dynamique associée au potentiel vecteur modifie la répartition angulaire du champ électrique :

— **Transversalement** ($\theta = 90°$) : le terme $-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ s'ajoute à la contribution issue de V. L'énergie du champ est repoussée latéralement, ce qui se traduit par un renforcement du champ dans les directions perpendiculaires au mouvement.

— **Sur l'axe du mouvement** ($\theta = 0°$ ou $180°$) : le terme dynamique agit en sens opposé à $-\nabla V$. L'accumulation de l'énergie du champ vers l'avant et vers l'arrière est freinée, ce qui conduit à un affaiblissement longitudinal.

On peut ainsi interpréter le potentiel vecteur comme une manifestation de l'inertie énergétique du champ : l'énergie portée par le milieu résiste à une compression dans la direction du mouvement et se redistribue préférentiellement dans les directions transverses.

Expression du champ pour un mouvement uniforme. Pour une charge q se déplaçant uniformément à la vitesse u par rapport au référentiel comobile avec l'éther énergétique, l'amplitude du champ dépend de l'angle θ mesuré par rapport à la direction du mouvement. Le champ n'est plus sphérique et s'écrit, dans la direction radiale $\vec{u}_r$:

$$\boxed{\vec{E} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 \, r^2} \frac{1 - \frac{u^2}{c^2}}{\left(1 - \frac{u^2}{c^2}\sin^2\theta\right)^{3/2}} \vec{u}_r} \tag{78}$$

Il en résulte :

— pour $\theta = 0°$ (avant et arrière du mouvement), le champ est réduit d'un facteur $1 - \frac{u^2}{c^2}$;

— pour $\theta = 90°$ (directions transverses), le champ est renforcé d'un facteur $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$.

Cette anisotropie reflète directement la redistribution spatiale de l'énergie du champ imposée par la propagation finie des interactions dans le milieu énergétique.

Lien avec la contraction de Lorentz. Lorentz avait formulé l'argument décisif, que l'on peut reformuler dans le cadre du milieu énergétique :

1. la cohésion de la matière repose principalement sur des interactions électromagnétiques, qui sont médiées par le milieu énergétique
2. lorsque le champ d'une charge en mouvement devient anisotrope, les forces d'interaction entre constituants ne sont plus isotropes
3. pour maintenir un équilibre énergétique et dynamique stable, les distances d'équilibre internes doivent se réajuster
4. ce réajustement se traduit par une contraction des longueurs dans la direction du mouvement par rapport au milieu énergétique

Idée centrale. La propagation à vitesse finie c des interactions électromagnétiques impose une redistribution spatiale de l'énergie du champ. Cette redistribution, gouvernée par l'inertie énergétique du milieu, conduit à un affaiblissement longitudinal et à un renforcement transversal du champ. Au second ordre (en v^2/c^2), ce mécanisme fournit une explication physique de la contraction des longueurs pour un objet en mouvement dans le milieu énergétique, sans recourir à une interprétation géométrique a priori.

5 La masse et l'inertie

5.1 Un principe fondateur sur la conservation de l'énergie

Dans le cadre du milieu énergétique, l'inertie d'un objet chargé ne peut pas être attribuée à un support ponctuel abstrait. Elle résulte nécessairement de l'énergie stockée dans les champs électromagnétiques associés et de la manière dont cette énergie interagit dynamiquement avec le milieu énergétique.

Lorentz et Abraham ont été les premiers à formuler cette idée sous le nom de masse électromagnétique : accélérer une charge revient à accélérer une configuration étendue d'énergie portée par le champ, ce qui impose un travail supplémentaire et se manifeste comme une résistance à l'accélération.

Énergie et quantité de mouvement du champ. Le champ électromagnétique transporte de l'énergie et de la quantité de mouvement. La densité d'énergie électromagnétique est donnée par :

$$u = \frac{1}{2}\left(\varepsilon_0 E^2 + \frac{1}{\mu_0}B^2\right) \tag{79}$$

Le flux d'énergie est décrit par le vecteur de Poynting :

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0}\,\vec{E} \times \vec{B} \tag{80}$$

Dans l'électromagnétisme classique, la densité de quantité de mouvement associée au champ est reliée à ce flux par :

$$\vec{g} = \frac{\vec{S}}{c^2} \tag{81}$$

Cette relation exprime le fait fondamental que l'énergie électromagnétique possède une inertie propre : toute variation du champ implique un transport et une redistribution de quantité de mouvement dans le milieu énergétique.

Champ d'une charge et anisotropie dynamique. Pour une charge au repos dans le référentiel comobile avec l'éther énergétique, le champ est isotrope et l'énergie électromagnétique est distribuée de manière sphérique. L'intégrale volumique de la densité de quantité de mouvement est alors nulle.

Lorsqu'une charge se déplace à la vitesse $\vec{u}$ par rapport à ce référentiel, son champ devient anisotrope. Les composantes électrique et magnétique se couplent, ce qui engendre un flux d'énergie orienté globalement dans la direction du mouvement. Le champ transporte alors une quantité de mouvement non nulle.

Définition directionnelle de l'inertie Pour n'importe quelle distribution de quantité de mouvement de densité $\vec{g}(\vec{r})$, la quantité de mouvement totale est :

$$\vec{P} \equiv \int \vec{g}\, dV \tag{82}$$

En mécanique classique, si l'on souhaite associer une inertie effective au mouvement dans la direction de $\vec{u}$, on définit le scalaire m_{em} par l'identité :

$$\vec{u} \cdot \vec{P} \equiv m_{\text{em}}\, u^2 \tag{83}$$

où $u \equiv \|\vec{u}\|$.

Extraction de la composante parallèle à $\vec{u}$. En utilisant $\vec{P} = \int \vec{g}\, dV$, on obtient

$$\vec{u} \cdot \vec{P} = \vec{u} \cdot \int \vec{g}\, dV = \int \vec{u} \cdot \vec{g}\, dV \tag{84}$$

En reportant dans la définition $\vec{u} \cdot \vec{P} \equiv m_{\text{em}} v^2$, il vient

$$\boxed{m_{\text{em}} \equiv \frac{1}{u^2} \int \vec{u} \cdot \vec{g}\, dV} \tag{85}$$

Transport uniforme d'une énergie distribuée. On considère une configuration de champ stationnaire dans son référentiel propre, caractérisée par une densité d'énergie $\epsilon(\vec{r})$. L'énergie totale emmagasinée dans le champ est :

$$U_{\text{champ}} = \int \epsilon\, dV \tag{86}$$

Si cette configuration est observée depuis un référentiel où elle se déplace uniformément à la vitesse $\vec{u}$, l'énergie locale est transportée avec la source. Au premier ordre en u/c, le flux d'énergie associé à ce transport s'écrit :

$$\vec{S} \simeq \epsilon\, \vec{u} \tag{87}$$

Cette relation exprime simplement le fait qu'une énergie volumique u convoyée à la vitesse $\vec{u}$ engendre un flux d'énergie $\epsilon\vec{u}$.

Quantité de mouvement totale du champ. En injectant l'expression précédente dans la définition de $\vec{P}_{\text{champ}}$, on obtient :

$$\vec{P}_{\text{champ}} \simeq \frac{1}{c^2} \int \epsilon\, \vec{u}\, dV \tag{88}$$

La vitesse $\vec{u}$ étant uniforme, elle peut être extraite de l'intégrale :

$$\vec{P}_{\text{champ}} \simeq \frac{\vec{u}}{c^2} \int \epsilon\, dV \tag{89}$$

Il vient alors

$$\vec{P}_{\text{champ}} \simeq \frac{U_{\text{champ}}}{c^2}\,\vec{u} \tag{90}$$

Définition de la masse électromagnétique. Dans le cadre de la mécanique classique, une quantité de mouvement proportionnelle à la vitesse définit une inertie. En identifiant l'expression précédente à la forme newtonienne :

$$\vec{P}_{\text{champ}} \simeq m_{\text{em}}\,\vec{u} \tag{91}$$

on obtient immédiatement :

$$\boxed{m_{\text{em}} = \frac{U_{\text{champ}}}{c^2}} \tag{92}$$

Cette expression définit la masse électromagnétique comme l'inertie associée au transport de l'énergie du champ. Cette relation n'est pas postulée. Elle découle du fait que l'énergie du champ transporte une quantité de mouvement et possède une inertie dynamique dans le milieu énergétique.

Émergence d'une relation fondamentale. Il est remarquable que l'analyse précédente conduise naturellement à la relation reliant énergie et masse, sans qu'il soit nécessaire d'introduire les postulats de la relativité restreinte. En effet, la définition de la masse électromagnétique comme inertie associée à l'énergie du champ conduit directement à l'identification :

$$\boxed{m = \frac{U}{c^2}} \tag{93}$$

où U désigne l'énergie totale stockée dans le champ et c la vitesse de propagation des perturbations dans le milieu énergétique.

Dans ce cadre, la relation $E = mc^2$ n'exprime pas une équivalence ontologique entre masse et énergie, mais une relation dynamique : toute énergie stockée dans le milieu énergétique possède une inertie, et le facteur c^2 apparaît comme la constante de proportionnalité imposée par la propagation finie des interactions. La masse mesure ainsi le coût inertiel associé à une configuration énergétique donnée.

Cette relation, obtenue ici à partir de considérations purement électromagnétiques et énergétiques, montre que l'expression $E = mc^2$ est plus générale que son interprétation relativiste habituelle. Elle reflète une propriété fondamentale du milieu énergétique : l'énergie qui y est stockée se comporte comme une source d'inertie, indépendamment de toute hypothèse géométrique sur l'espace et le temps.

Rayon de coupure et confinement énergétique. L'énergie du champ électrostatique d'une charge ponctuelle diverge à courte distance. Il est donc nécessaire d'introduire un rayon de coupure r_{eff}, qui représente l'échelle minimale à laquelle le champ cesse d'être décrit par l'expression de Coulomb.

Dans le cadre du milieu énergétique, ce rayon n'est pas interprété comme un simple artifice de régularisation, mais comme une longueur physique associée au domaine où la description linéaire du champ cesse d'être valable. Il caractérise le degré de confinement de l'énergie dans la région proche de la structure porteuse de charge, sans préjuger de la nature microscopique précise de cette structure, qui relève d'une analyse plus fine et n'est pas l'objet central du présent développement.

À l'ordre de grandeur, l'énergie stockée dans le champ s'écrit :

$$U_{\text{champ}} \sim \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0\, r_{\text{eff}}} \tag{94}$$

Il en résulte une contribution inertielle de type électromagnétique :

$$m_{\text{em}} \sim \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0\, c^2\, r_{\text{eff}}} \tag{95}$$

Ainsi, à charge égale, la masse électromagnétique dépend essentiellement du confinement énergétique : plus l'énergie est concentrée, plus la contribution inertielle associée est grande.

En inversant la relation, on obtient l'échelle effective requise pour reproduire une masse donnée :

$$r_{\text{eff}} \sim \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0\, m\, c^2} \tag{96}$$

Pour l'électron, en posant $q = e$ et $m = m_e$, on trouve :

$$r_{\text{eff}}^{(e)} \sim \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\, m_e\, c^2} = r_e \approx 2.82 \times 10^{-15}\,\text{m} \tag{97}$$

Pour le proton, en posant $q = e$ et $m = m_p$, on obtient :

$$r_{\text{eff}}^{(p)} \sim \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\, m_p\, c^2} = \frac{m_e}{m_p}\, r_e \approx 1.5 \times 10^{-18}\,\text{m} \tag{98}$$

La comparaison expérimentale illustre la limite du modèle à courte distance. Le rayon rms de charge du proton est mesuré autour de $r_p \approx 0.84\,\text{fm}$, soit $\sim 8.4 \times 10^{-16}\,\text{m}$, très différent de l'échelle $r_{\text{eff}}^{(p)}$ déduite ci dessus. Inversement, la diffusion à haute énergie ne met en évidence aucune extension de l'électron et fournit seulement une borne supérieure sur son rayon effectif typiquement $r_e \lesssim 2.8 \times 10^{-19}\,\text{m}$, bien plus petite que $r_{\text{eff}}^{(e)}$ obtenu par identification directe avec m_e.

La détermination précise de r_{eff}, ainsi que son éventuelle dépendance à la structure interne ou à la dynamique locale du milieu, constitue donc une question ouverte qui dépasse le cadre macroscopique considéré ici et devra faire l'objet d'une étude spécifique.

5.2 Inertie électromagnétique en mouvement uniforme

Effet du mouvement sur l'inertie. Lorsque la charge est mise en mouvement à la vitesse $\vec{u}$ par rapport au référentiel comobile avec l'éther énergétique, son champ électromagnétique n'est plus isotrope. Comme montré précédemment, le champ électrique prend la forme anisotrope dite de Heaviside, caractérisée par un affaiblissement longitudinal et un renforcement transversal.

L'expression du champ électrique pour un mouvement uniforme est :

$$\vec{E}(r,\theta) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\, r^2} \frac{1-\dfrac{u^2}{c^2}}{\left(1-\dfrac{u^2}{c^2}\sin^2\theta\right)^{3/2}}\,\vec{u}_r \tag{99}$$

où θ est l'angle par rapport à la direction du mouvement.

La densité d'énergie électromagnétique est proportionnelle au carré du champ :

$$\epsilon_E = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 \tag{100}$$

L'énergie totale du champ s'obtient par intégration volumique :

$$U_{\text{champ}}(u) = \int \epsilon_E\, dV = \frac{\varepsilon_0}{2}\int E^2(r,\theta)\, r^2 \sin\theta\, dr\, d\theta\, d\varphi \tag{101}$$

La dépendance radiale de l'intégrale est identique à celle du champ au repos et conduit à la même divergence à courte distance, régularisée par le rayon de coupure r_{eff}. La dépendance en vitesse provient exclusivement de l'intégration angulaire, c'est à dire de la redistribution directionnelle de l'énergie du champ.

En injectant l'expression du champ de Heaviside dans l'intégrale angulaire, on obtient un facteur multiplicatif de la forme :

$$\int_0^\pi \frac{(1-\beta^2)^2}{\left(1-\beta^2\sin^2\theta\right)^3}\sin\theta\, d\theta = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad \beta = \frac{u}{c}. \tag{102}$$

Il en résulte que l'énergie totale du champ électromagnétique d'une charge en mouvement est reliée à celle au repos par :

$$U_{\text{champ}}(u) = \gamma\, U_{\text{champ}}(0), \tag{103}$$

avec

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\dfrac{u^2}{c^2}}}. \tag{104}$$

Ce facteur ne résulte donc pas d'une transformation géométrique de l'espace ou du temps, mais d'une redistribution anisotrope de l'énergie du champ imposée par la propagation finie des interactions dans le milieu énergétique. L'augmentation de l'énergie totale traduit le fait que le renforcement transversal du champ domine, à l'intégration, l'affaiblissement longitudinal.

Il en découle une inertie électromagnétique dépendant de la vitesse :

$$\boxed{m = \gamma\, m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}}} \tag{105}$$

avec $m_0 = U_{\text{champ}}(0)/c^2$.

Dans cette lecture, l'augmentation de masse ne correspond pas à l'apparition d'une substance supplémentaire, mais à l'augmentation de l'énergie du champ et de son inertie dynamique.

5.3 La dilatation du temps

Lien entre inertie et dynamique interne. Toute horloge repose sur un processus dynamique périodique : oscillation mécanique, vibration électronique, transition atomique. Ces processus impliquent des forces internes produisant des accélérations caractéristiques.

Si l'inertie effective des constituants de la matière augmente avec la vitesse par rapport au milieu énergétique, alors toute dynamique interne fondée sur des accélérations devient plus lente. Or, une horloge n'est rien d'autre qu'un dispositif exploitant un processus périodique stable : oscillation mécanique, vibration électronique, transition atomique.

Ralentissement des processus. Dans le référentiel comobile avec l'éther énergétique, un objet en mouvement à la vitesse $\vec{u}$ voit ses mécanismes internes affectés de manière systématique :

— une inertie plus grande implique des accélérations plus faibles
— les périodes caractéristiques des oscillations augmentent
— tous les processus dynamiques voient leur cadence diminuer du même facteur

A partir de l'inertie électromagnétique (105), le ralentissement peut être exprimé par :

$$\boxed{\Delta t' = \gamma\, \Delta t} \qquad \text{(ou, de manière équivalente, } \Delta t = \Delta t' \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}\text{)} \tag{106}$$

où $\Delta t'$ désigne la durée mesurée par une horloge embarquée avec l'objet en mouvement, et Δt la durée correspondante mesurée dans le référentiel comobile avec l'éther énergétique.

Interprétation. La dilatation du temps n'est pas ici une propriété géométrique du temps lui-même, mais une conséquence directe de l'augmentation de l'inertie électromagnétique des constituants de la matière lorsqu'ils se déplacent dans le milieu énergétique.

Le déplacement par rapport à l'éther énergétique déforme les champs électromagnétiques associés aux constituants de la matière. Cette déformation accroît l'énergie stockée dans le champ et, par conséquent, l'inertie effective des systèmes microscopiques. Les forces internes produisant alors des accélérations plus faibles, tous les processus périodiques, oscillations atomiques, mécanismes d'horloge, réactions chimiques, voire processus biologiques, voient leur cadence diminuer d'un même facteur.

Un observateur comobile avec l'objet ne peut détecter localement ce ralentissement, car ses horloges, ses instruments et l'ensemble de ses processus internes sont affectés de manière identique. Le ralentissement devient perceptible uniquement par comparaison avec un référentiel dans lequel l'état énergétique du milieu, et en particulier le flux d'éther, est différent.

5.4 Accélération de la matière et flux induit du milieu énergétique

Statut physique du potentiel vecteur $\vec{A}$. Le potentiel vecteur $\vec{A}$ ne représente pas un flux physique autonome. Il constitue un champ auxiliaire introduit pour paramétrer la dynamique effective du milieu énergétique et en capturer les effets électromagnétiques. Il ne possède pas d'existence indépendante : il sert de variable de représentation du flux d'éther.

La grandeur physiquement pertinente est la vitesse locale du flux énergétique :

$$\vec{v}_{\text{ether}} = \frac{\rho_e}{\rho_m}(\vec{A} - \vec{A}_0) \tag{107}$$

Cette relation définit le dictionnaire structurel du modèle. Le flux réel du milieu est associé à la composante dynamique de $\vec{A}$ relativement à l'état de fond $\vec{A}_0$.

Charge en mouvement uniforme et régime stationnaire. Considérons une charge q se déplaçant à vitesse uniforme $\vec{u}$ par rapport au référentiel comobile avec l'éther.

Elle définit un courant volumique :

$$\vec{J} = \rho_q \vec{u} \tag{108}$$

Dans le régime stationnaire, le potentiel vecteur satisfait :

$$-\nabla^2 \vec{A} = \mu_0 \vec{J} \tag{109}$$

Pour une charge ponctuelle, la solution est :

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \frac{\vec{u}}{r} \tag{110}$$

Le flux énergétique associé s'écrit alors :

$$\vec{v}_{\text{ether}}(\vec{r}) = \frac{\rho_e}{\rho_m} \left(\frac{\mu_0 q}{4\pi} \frac{\vec{u}}{r} - \vec{A}_0 \right) \tag{111}$$

Le terme $\vec{A}_0$ représente l'état cinématique de fond du milieu. Si l'on choisit un référentiel comobile avec l'éther non perturbé, on peut poser localement $\vec{A}_0 = 0$. En revanche, dans un référentiel contraint non comobile, $\vec{A}_0$ encode précisément l'écart cinématique entre l'observateur et le flux énergétique de fond.

Dans le référentiel comobile avec l'éther, le flux énergétique associé à une charge ponctuelle s'écrit alors :

$$\vec{v}_{\text{ether}}(\vec{r}) = \frac{\rho_e}{\rho_m} \frac{\mu_0 q}{4\pi} \frac{\vec{u}}{r} \tag{112}$$

Si l'on identifie la constante de couplage massique ρ_m à μ_0, l'expression se simplifie :

$$\boxed{\vec{v}_{\text{ether}}(\vec{r}) = \frac{\rho_e q}{4\pi} \frac{\vec{u}}{r}} \tag{113}$$

Le flux énergétique devient alors directement proportionnel à la charge et à la vitesse.

Ce champ de flux constitue la contribution cinématique associée à la masse électromagnétique. L'inertie apparaît alors comme l'énergie cinétique distribuée dans le champ $\vec{v}_{\text{ether}}$. Toute variation de la vitesse $\vec{u}$ implique une réorganisation de ce flux spatialement étendu, ce qui se manifeste comme une résistance inertielle.

On observe que le flux dépend explicitement du signe de la charge q ainsi que du signe de la constante de couplage ρ_e. L'orientation effective du flux par rapport à $\vec{u}$ n'est donc pas déterminée a priori. Il reste à établir si une charge positive engendre un flux orienté dans le même sens que $\vec{u}$ ou au contraire un flux opposé.

Enfin cette expression est valable jusqu'au rayon de coupure interne r_c. Ce rayon borne la divergence en $1/r$ et permet d'obtenir une contribution inertielle finie. Il définit la limite à partir de laquelle la masse électromagnétique peut être dissociée conceptuellement de la charge ponctuelle. En deçà de r_c, la structure interne de la particule doit être prise en compte.

5.5 Interprétations sur le mécanisme inertiel

Équilibre dynamique et absence de force en mouvement uniforme. Lorsque l'on considère une charge animée d'une vitesse constante, le milieu énergétique qui l'entoure n'est pas dans un état arbitraire. Il adopte une configuration particulière, compatible avec ce mouvement uniforme.

Le flux stationnaire associé à cette situation correspond alors à une configuration dynamique stable, tant que la vitesse de la charge reste constante. Dans ce régime, le milieu énergétique a eu le temps de s'organiser de manière cohérente autour de la structure chargée. Aucune force supplémentaire n'est requise pour maintenir le mouvement uniforme : l'état du flux et l'état cinématique de la charge sont mutuellement compatibles.

L'absence de force en mouvement uniforme n'est donc pas un principe fondamental, mais la conséquence directe d'un état d'équilibre dynamique entre la matière et le milieu.

Accélération et apparition du terme inertiel. La situation change radicalement lorsque la charge est accélérée. La vitesse $\vec{u}$ devient alors fonction du temps, ce qui implique une variation temporelle du potentiel vecteur. Le champ électrique possède alors une contribution dynamique :

$$\vec{E}_{\text{dyn}} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (114)$$

Ce terme n'est pas un champ électrique supplémentaire de nature distincte. Il traduit la contrainte exercée sur le milieu énergétique lorsque le flux qu'il supporte doit être accéléré.

En utilisant l'identification entre le potentiel vecteur $\vec{A}$ et la vitesse du flux énergétique $\vec{v}_{ether}$, cette contribution dynamique correspond directement à l'effort nécessaire pour imposer une accélération au milieu énergétique organisé autour de la charge.

Origine physique de l'inertie. Accélérer une charge ne revient donc pas à accélérer un point abstrait, mais à accélérer une configuration étendue d'énergie portée par le milieu. Cette configuration possède une inertie propre, liée à la propagation finie des interactions et à la densité d'énergie concentrée au voisinage du rayon de coupure.

Lorsqu'une structure matérielle est accélérée par rapport au référentiel comobile avec le milieu énergétique, l'énergie électromagnétique associée à ses constituants ne peut pas se réorganiser instantanément. Le champ proche, fortement concentré, représente l'essentiel de cette énergie et domine la réponse inertielle.

Flux induit et réaction du milieu. L'accélération de la matière impose donc une accélération forcée du flux énergétique local. Le milieu, contraint de modifier rapidement son état cinématique, oppose une résistance à cette variation. Cette réaction du milieu constitue la force d'inertie.

En d'autres termes, lorsque la matière accélère, elle tend à « entrer » dans des régions de son propre champ d'éther dont la configuration n'est plus instantanément ajustée à son nouvel état cinématique. Il apparaît alors un décalage entre la structure matérielle (la singularité) et la dynamique du flux qui l'entoure : ce désaccord engendre une contre-réaction qui s'oppose au changement de vitesse.

Synthèse sur l'inertie. Dans le cadre du milieu énergétique, l'inertie de la matière n'est pas une propriété intrinsèque attachée à une substance fondamentale appelée masse. Elle émerge de l'interaction dynamique entre les constituants chargés de la matière et le milieu énergétique qui supporte, transporte et redistribue les champs électromagnétiques.

La masse inertielle mesure le coût dynamique imposé au milieu lorsqu'il est contraint de modifier l'état des configurations énergétiques organisées autour des charges. Accélérer un objet matériel revient à accélérer un ensemble étendu de champs, de polarisations et de flux énergétiques, dont la réorganisation est limitée par la propagation finie des interactions dans le milieu.

Un point essentiel est que, bien que la contribution électromagnétique à l'inertie soit liée aux charges, elle dépend de manière décisive du rayon de coupure ou rayon effectif de confinement de l'énergie du champ. Ce rayon caractérise l'échelle à laquelle l'énergie électromagnétique cesse de suivre la loi de Coulomb et devient liée à une structure donnée. Il constitue le paramètre fondamental qui distingue des particules portant une charge de même module mais présentant des masses inertielles très différentes. À charge égale, une énergie plus fortement confinée impose une inertie beaucoup plus grande au milieu énergétique.

Cette lecture permet de comprendre pourquoi l'inertie ne disparaît pas lorsque la matière est globalement électriquement neutre. Dans un système lié, tel qu'un atome d'hydrogène constitué d'un proton et d'un électron, les champs lointains se compensent, mais l'essentiel de l'énergie électromagnétique demeure concentré au voisinage des rayons de coupure associés à chaque constituant. La neutralité électrique supprime le champ à grande distance, mais n'annule pas l'énergie localement confinée responsable de l'inertie.

Il existe toutefois une diminution réelle de la masse totale d'un système lié par rapport à la somme des masses des constituants isolés. Cette perte de masse correspond à l'énergie de liaison électromagnétique. Dans le cadre du milieu énergétique, elle s'interprète comme une réduction de l'énergie totale stockée dans le milieu, liée à une extension spatiale plus limitée des champs et à une réorganisation plus compacte des flux énergétiques.

La matière comme singularité du milieu énergétique. La matière apparaît ainsi comme une organisation stable d'énergie au sein du milieu énergétique. La matière n'est pas un « objet » étranger déposé dans un fluide : elle constitue une singularité du milieu énergétique lui-même. Si une particule massive correspond à une structure de ce substrat, alors la gravitation n'apparaît plus comme une attraction à distance, mais comme l'effet direct de la dynamique interne du milieu.

6 La gravitation : Une dynamique de flux de l'éther

6.1 Principe de réciprocité dynamique entre inertie et gravitation

Ce point est fondamental pour la suite. Si l'accélération de la matière impose une accélération du flux énergétique du milieu, alors, réciproquement, un flux énergétique accéléré impose nécessairement une contrainte dynamique sur la matière qui y est plongée.

Cette réciprocité dynamique établit un lien conceptuel direct entre inertie et gravitation. L'inertie correspond à la résistance du milieu énergétique lorsqu'une structure matérielle lui impose une accélération. La gravitation correspond à la résistance de la structure matérielle lorsqu'elle est traversée par un flux énergétique accéléré qu'elle ne peut librement suivre.

Ces deux effets ne constituent donc pas des interactions indépendantes, mais deux manifestations complémentaires d'une même dynamique conservative du milieu énergétique. Ce principe fournit le socle physique de l'interprétation de la gravitation comme l'effet d'un flux accéléré du milieu imposé par une structure massive.

6.2 Le principe d'équivalence réinterprété

L'accélération de la matière vers un centre de masse ne correspond pas à l'action d'une force extérieure appliquée à distance. Elle résulte du fait que la matière est soumise à la dynamique locale de l'éther lorsque celui-ci converge et s'accélère.

La chute d'un corps traduit ainsi le fait que sa structure n'est pas contrainte à s'opposer à l'accélération du flux énergétique local. Elle adopte alors naturellement une dynamique accélérée similaire à celle du milieu, sans que cette situation n'implique nécessairement une comobilité stricte en vitesse à chaque instant.

Le principe d'équivalence de Galilée s'éclaire alors de manière directe. Si tous les corps chutent avec la même accélération, ce n'est pas parce qu'ils subissent une force proportionnelle à leur masse, mais parce que l'accélération du flux énergétique est indépendante de la structure matérielle des objets qu'il traverse. L'universalité de la chute libre découle ainsi de l'universalité de la dynamique du milieu énergétique.

6.3 La pesanteur comme résistance à un flux d'éther accéléré

Conservation du débit énergétique à travers les surfaces sphériques. On considère un régime stationnaire dans lequel le débit énergétique total $\mathcal{P}$ traversant toute surface sphérique entourant la source gravitationnelle est conservé. Ce débit est défini comme l'intégrale du flux d'énergie à travers la surface :

$$\mathcal{P} = \int \vec{S} \cdot d\vec{A} = 4\pi R^2\, S_r(R) \tag{115}$$

où $S_r(R)$ désigne la composante radiale du flux d'énergie par unité de surface à travers une sphère de rayon R.

La conservation de $\mathcal{P}$ implique alors une décroissance géométrique du flux surfacique d'énergie :

$$S_r(R) \propto \frac{1}{R^2} \tag{116}$$

Cette loi concerne le flux d'énergie par unité de surface et ne porte pas sur la vitesse du flux énergétique. À l'échelle locale du milieu, le flux surfacique peut être écrit sous la forme cinématique :

$$S_r(R) = \epsilon(R)\, v(R) \tag{117}$$

où $\epsilon(R)$ est la densité volumique d'énergie transportée par le milieu et $v(R)$ la vitesse locale du flux énergétique. La conservation du débit n'impose alors qu'une contrainte sur leur produit :

$$\epsilon(R)\, v(R) \propto \frac{1}{R^2}, \tag{118}$$

la dépendance individuelle de $\epsilon(R)$ et $v(R)$ étant fixée par la dynamique du milieu.

Redéfinition du poids dans un cadre « flux d'éther ». Dans cette perspective, le poids ne se comprend plus comme une force mystérieuse agissant à distance, mais comme la manifestation d'une contrainte imposée à une structure matérielle plongée dans un flux énergétique accéléré :

— **En chute libre :** l'objet ne subit aucune contrainte qui l'oblige à s'opposer à l'accélération du flux d'éther local. Sa structure adopte la même dynamique accélérée que le milieu. L'état correspond à l'apesanteur, la comobilité stricte avec le flux n'étant qu'un cas particulier.

— **Au repos sur le sol :** l'objet est empêché de suivre cette dynamique de convergence. Le support impose une contrainte qui maintient la structure dans un état cinématique différent de celui du flux énergétique accéléré. Le poids correspond alors à la force de réaction nécessaire pour maintenir cette contrainte.

Ainsi, la pesanteur mesure la résistance de la structure matérielle lorsqu'elle est contrainte de ne pas suivre l'accélération naturelle du flux d'éther qui la traverse.

Accélération gravitationnelle et vitesse du flux. Si la matière et l'éther partagent la même dynamique énergétique, l'accélération locale du flux doit correspondre à l'accélération gravitationnelle g. Pour maintenir cette accélération de manière cohérente depuis l'infini jusqu'à une distance r d'une masse M, le flux doit acquérir une vitesse radiale déterminée.

On suppose un champ gravitationnel newtonien radial créé par une masse M :

$$a(r) = -\frac{GM}{r^2} \tag{119}$$

où le signe $-$ indique une accélération dirigée vers le centre. Pour un mouvement purement radial, l'accélération est reliée à la variation de la vitesse avec la position par :

$$a(r) = \frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dr}\frac{dr}{dt} = v(r)\,\frac{dv}{dr} \tag{120}$$

On obtient alors l'équation différentielle :

$$v(r)\,dv = -\,GM\,\frac{dr}{r^2} \tag{121}$$

En imposant la condition limite « depuis l'infini » $v(\infty) = 0$ et en intégrant de $r = \infty$ à $r = R$, on trouve :

$$\int_0^{v(R)} v\,dv = -\,GM \int_\infty^R \frac{dr}{r^2} \tag{122}$$

Le membre de gauche vaut $\frac{1}{2}v(R)^2$, et le membre de droite s'évalue par :

$$-\,GM \int_\infty^R \frac{dr}{r^2} = \frac{GM}{R} \tag{123}$$

Ainsi

$$\frac{1}{2}v(R)^2 = \frac{GM}{R} \tag{124}$$

On obtient alors pour la vitesse radiale du flux d'éther à la surface d'un astre de rayon R et de masse M :

$$\boxed{v_{ether} = \sqrt{\frac{2GM}{R}}} \tag{125}$$

Il s'agit précisément de la vitesse de libération. On en déduit qu'un observateur maintenu immobile à la surface d'un astre est traversé par un flux radial convergent dont la vitesse est égale à la vitesse de libération du corps considéré. Contrairement aux modèles historiques qui postulaient un vent d'éther horizontal associé au mouvement orbital, le flux pertinent est ici vertical, radial et dirigé vers le centre de gravité de l'astre.

La gravité comme accélération du flux, non comme simple vitesse. Dans ce schéma, la gravitation ne résulte pas de la seule valeur de la vitesse du flux d'éther, mais de son accélération locale. La matière n'est pas un obstacle massif opposé à un courant, mais une structure singulière du milieu lui-même. Elle ne subit donc pas une pression cinématique proportionnelle à v, mais une contrainte dynamique liée à la variation spatiale et temporelle du flux.

Un astre plus massif n'impose pas seulement un flux plus rapide. Il induit surtout une accélération plus intense du milieu énergétique, ce qui se manifeste macroscopiquement par une pesanteur plus forte.

Chiffres caractéristiques : Terre et Soleil. Cette interprétation conduit à un flux d'éther radial dont la vitesse vaut la vitesse de libération :

— **Terre :** $v_{\text{ether}} \simeq 11{,}2$ km s^{-1} à la surface.
— **Soleil :** $v_{\text{ether}} \simeq 617{,}5$ km s^{-1} à la surface.

La gravité solaire plus intense n'est donc pas l'effet d'un « courant rapide » en soi, mais l'expression d'une accélération nettement plus élevée du flux d'éther dans les couches proches de l'astre.

Lien avec le ralentissement gravitationnel du temps. Si l'on injecte cette vitesse de flux v_{ether} dans la formule de dilatation temporelle associée à une vitesse u :

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \tag{126}$$

on obtient immédiatement :

$$\boxed{\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \frac{2GM}{rc^2}}} \tag{127}$$

On retrouve ainsi exactement la forme usuelle du ralentissement gravitationnel du temps, telle qu'elle est obtenue classiquement en relativité générale dans l'approximation de champ faible. La différence ne porte pas sur l'expression finale, mais sur son interprétation physique. Dans cette lecture, un corps maintenu immobile à la surface d'un astre voit son temps ralenti parce qu'il est traversé par un flux d'éther radial dont la vitesse est celle de libération, par exemple 11,2 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ à la surface de la Terre.

6.4 Ajout d'un potentiel gravitationnel dans l'équation dynamique

On part de l'équation de quantité de mouvement du flux énergétique de l'éther, écrite en description eulérienne et introduite en section 2. Le terme convectif est ici conservé, car il est indispensable pour relier un écoulement stationnaire non uniforme à l'existence d'un potentiel gravitationnel :

$$\rho_m \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} \right) = -\nabla P - \rho_e \vec{E} \tag{128}$$

Dans cette écriture, ρ_m désigne la densité de couplage inertielle du milieu énergétique, P la pression énergétique associée aux contraintes longitudinales du flux, et $\vec{v}$ la vitesse locale de transport et de redistribution de l'énergie dans le milieu.

Gravitation comme interaction conservative avec le milieu énergétique. La gravitation est introduite comme une interaction conservative agissant directement sur le milieu énergétique. Elle est décrite par un potentiel scalaire Φ, dont le gradient représente une force volumique exercée sur la densité de couplage inertielle ρ_m du flux. L'équation de mouvement devient alors :

$$\boxed{\rho_m \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} \right) = -\nabla P - \rho_e \vec{E} - \rho_m \nabla \Phi} \tag{129}$$

Le potentiel gravitationnel Φ est relié à la densité de masse matérielle ρ_M par l'équation de Poisson :

$$\boxed{\nabla^2\Phi = 4\pi G\,\rho_M} \tag{130}$$

Dans ce cadre, la gravitation n'est ni une géométrie de l'espace ni une correction cinématique, mais une interaction locale entre la matière et le milieu énergétique porteur, formalisée par un potentiel conservatif.

6.5 Écoulement gravitationnel stationnaire et vitesse du flux d'éther

On considère maintenant un régime stationnaire et non chargé, caractérisé par :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = 0, \qquad \rho_e \vec{E} = 0. \tag{131}$$

L'équation (129) se réduit alors à :

$$\rho_m(\vec{v}\cdot\nabla)\vec{v} = -\nabla P - \rho_m \nabla\Phi \tag{132}$$

On utilise l'identité vectorielle classique :

$$(\vec{v}\cdot\nabla)\vec{v} = \nabla\left(\frac{v^2}{2}\right) - \vec{v}\times(\nabla\times\vec{v}) \tag{133}$$

En dehors des singularités matérielles, c'est-à-dire à l'extérieur des sources gravitationnelles, on adopte l'hypothèse minimale d'un écoulement gravitationnel irrotationnel du flux énergétique :

$$\nabla\times\vec{v} = 0 \tag{134}$$

L'équation de mouvement se réécrit alors sous la forme :

$$\nabla\left(\frac{v^2}{2} + \frac{P}{\rho_m} + \Phi\right) = 0 \tag{135}$$

ce qui conduit à une relation de type Bernoulli pour le milieu énergétique :

$$\boxed{\frac{v^2}{2} + \frac{P}{\rho_m} + \Phi = \text{const}} \tag{136}$$

En imposant les conditions aux limites naturelles $v(\infty) = 0$, $\Phi(\infty) = 0$ et $P(\infty) = P_\infty$, on obtient :

$$\frac{v^2}{2} + \frac{P - P_\infty}{\rho_m} + \Phi = 0 \tag{137}$$

En champ faible, la contribution de pression dynamique peut être absorbée dans la pression effective ou négligée devant le potentiel gravitationnel. On obtient alors la relation centrale reliant la vitesse du flux énergétique au potentiel :

$$\boxed{\frac{v^2}{2} \simeq -\Phi} \tag{138}$$

À l'extérieur d'une masse sphérique isolée, où $\rho_M = 0$, la solution de l'équation (130) satisfaisant la condition $\Phi(\infty) = 0$ est :

$$\Phi(r) = -\frac{GM}{r} \tag{139}$$

où r désigne la distance radiale entre le point considéré et le centre de la distribution sphérique de masse M.

En injectant cette expression dans (138), on obtient directement :

$$\boxed{v(r) = \sqrt{\frac{2GM}{r}}} \tag{140}$$

On retrouve l'expression de la vitesse du flux d'éther associée au champ gravitationnel à l'extérieur d'une masse isolée. Ce résultat n'est pas posé comme une condition cinématique a priori, mais apparaît comme une conséquence directe de la dynamique d'un milieu énergétique soumis à un potentiel conservatif. L'interprétation sous-jacente est que la matière tend naturellement à suivre la même dynamique que l'éther qui la constitue, en tant que forme particulière et contrainte de ce milieu. La gravitation se manifeste alors lorsque cette dynamique commune est localement empêchée, et non comme une interaction extérieure agissant à distance.

6.6 La chute libre et comobilité avec le flux d'éther

Origine cinématique de la dilatation temporelle. Dans ce cadre, la dilatation temporelle n'est pas une propriété intrinsèque de la gravitation, mais une conséquence cinématique du mouvement relatif d'une structure matérielle par rapport au flux énergétique local de l'éther. Le ralentissement du temps apparaît lorsque les processus internes d'un système sont traversés par un flux énergétique auquel ils ne sont pas comobiles.

Comobilité avec l'éther et annulation de la dilatation temporelle. Lorsqu'un objet devient localement comobile avec le flux d'éther, il n'existe plus de vitesse relative entre sa structure interne et le milieu énergétique environnant. Dans cette situation, aucune contrainte dynamique liée au flux ne s'exerce sur les processus internes, et la dilatation temporelle s'annule. Le temps propre de l'objet coïncide alors avec celui défini par le milieu énergétique local. Ce temps propre du milieu correspond au régime où les processus physiques s'exécutent sans ralentissement, à la cadence la plus rapide autorisée par la dynamique locale du milieu énergétique.

Chute libre et comobilité : une condition non équivalente. La chute libre correspond à l'alignement dynamique d'un objet sur l'accélération du flux d'éther, mais elle n'implique pas nécessairement une comobilité avec le flux local. Un objet en chute libre qui conserve une vitesse relative non nulle par rapport à ce flux subit encore un ralentissement temporel résiduel. L'annulation complète de la dilatation temporelle exige donc la comobilité cinématique avec l'éther, et non le seul état de chute libre.

Différence conceptuelle avec l'interprétation relativiste. Cette interprétation se distingue fondamentalement de celle de la relativité générale, dans laquelle la chute libre suffit à définir un référentiel localement inertiel exempt de dilatation gravitationnelle. Ici, c'est l'état de repos cinématique par rapport au flux énergétique de l'éther qui définit l'absence de dilatation temporelle, et non la seule trajectoire géodésique.

6.7 L'anisotropie de la vitesse de la lumière

Isotropie conditionnelle dans le référentiel comobile. La vitesse de la lumière n'est isotrope que dans le référentiel local comobile avec le flux énergétique de l'éther. Tant que l'observateur et ses instruments partagent l'état cinématique local du milieu, la propagation lumineuse est mesurée isotrope, à la valeur locale c. Cette isotropie ne constitue donc pas une propriété absolue de la lumière, mais une propriété relative à l'état cinématique du milieu énergétique.

Origine énergétique de l'anisotropie hors comobilité. Dès qu'un observateur n'est plus comobile avec l'éther, par exemple lorsqu'il est maintenu immobile dans un flux d'éther accéléré comme à la surface d'un astre, la propagation de la lumière devient directionnellement asymétrique. Cette anisotropie ne provient pas d'une modification intrinsèque de la lumière, mais du fait que le milieu énergétique dans lequel elle se propage est lui-même en mouvement et accéléré.

Invariance locale conditionnelle et rôle de la comobilité. L'invariance locale de la vitesse de la lumière n'est donc garantie que dans le référentiel local qui est comobile à l'éther. Dans les référentiels contraints à un état non comobile, l'anisotropie devient en principe observable, la vitesse effective dépendant de la composante du flux selon la direction de propagation de l'onde. La chute libre n'est pas une condition suffisante en soi ; elle n'est pertinente que dans la mesure où elle peut conduire, ou non, à la comobilité avec le flux énergétique local. Ce qui est déterminant est la comobilité, et non le seul statut « en chute libre ».

Composition cinématique des vitesses dans un flux énergétique. Puisque l'éther s'écoule vers le centre de masse de l'astre avec une vitesse de flux v_{ether}, la vitesse de la lumière mesurée par un observateur distant résulte de la composition entre la propagation propre de l'onde dans le milieu et la vitesse du flux énergétique :

1. **Lumière reçue par l'astre (sens du flux).**

   Le signal lumineux se propage dans la même direction que le flux d'éther. Les vitesses s'additionnent. Pour l'astre, la lumière arrive plus rapidement, portée par le courant énergétique :

$$v_{\text{reçue}} = c + v_{\text{ether}} \tag{141}$$

2. **Lumière émise par l'astre (contre le flux).**

   Pour s'échapper, la lumière doit remonter le flux d'éther convergent vers la masse. Elle progresse alors à contre courant, ce qui ralentit sa vitesse effective vers l'extérieur :

$$v_{\text{emise}} = c - v_{\text{ether}} \tag{142}$$

Asymétrie de propagation et confinement lumineux. Cette anisotropie de propagation induit deux effets majeurs, cohérents avec l'interprétation énergétique du champ gravitationnel :

- **Retard ou avance de propagation.** Le ralentissement effectif de l'onde lumineuse s'échappant de l'astre, en remontant le flux d'éther, augmente son temps de trajet vers un observateur lointain. Inversement, lorsqu'elle se propage dans le sens du flux d'éther, la vitesse effective peut être accrue, ce qui se traduit par une diminution du temps de parcours et donc par une avance de propagation.
- **Seuil de confinement lumineux.** Lorsque la vitesse du flux d'éther v_{ether} atteint la vitesse de propagation c, la lumière ne peut plus progresser vers l'extérieur. L'astre devient alors invisible pour un observateur lointain. Dans ce cadre, l'obscurité d'un corps extrêmement massif ne résulte pas d'une courbure géométrique de l'espace, mais d'un confinement hydrodynamique total : la lumière est entraînée vers l'intérieur par le flux énergétique.

6.8 Les expériences de type Michelson–Morley

Interprétation usuelle et limite conceptuelle. L'absence de détection d'un mouvement absolu dans les expériences interférométriques classiques, en particulier celle de Michelson–Morley, est généralement interprétée comme une preuve expérimentale de l'inexistence d'un milieu privilégié de propagation de la lumière. Dans le cadre du présent modèle, cette conclusion ne découle pas directement des observations. Elle résulte des propriétés cinématiques et géométriques des dispositifs expérimentaux utilisés, ainsi que des symétries qu'ils imposent à la propagation de l'énergie lumineuse dans le milieu.

Symétrie géométrique des interféromètres et annulation des effets du premier ordre. Les expériences de type Michelson–Morley, Hoek ou Fizeau reposent sur la comparaison de temps de parcours entre deux faisceaux lumineux empruntant des chemins opposés avant recombinaison. Cette symétrie géométrique entraîne une conséquence déterminante : toute contribution linéaire en v/c associée à un mouvement uniforme du dispositif par rapport au milieu énergétique s'annule automatiquement. Les variations de temps de parcours induites par le flux apparaissent avec des signes opposés sur les deux bras de l'interféromètre et se compensent exactement lors de la recombinaison.

Cette annulation ne constitue pas une propriété intrinsèque de la propagation lumineuse, mais résulte directement du protocole expérimental lui-même. Les montages interférométriques classiques sont conçus de manière à neutraliser toute signature cinématique d'un mouvement global uniforme du système par rapport au milieu. Ils ne peuvent donc être sensibles qu'à des effets du second ordre, proportionnels à $(v/c)^2$.

Rôle de la contraction des longueurs. Même ces contributions du second ordre ne conduisent pas à un signal mesurable dans les dispositifs de type Michelson. En effet, la contraction cinématique des longueurs des bras de l'interféromètre, alignée avec la direction du mouvement relatif au milieu énergétique, introduit une correction géométrique qui compense exactement la différence de temps de parcours attendue à l'ordre $(v/c)^2$. L'effet du second ordre devient ainsi expérimentalement indétectable, non en raison d'une absence physique du phénomène, mais parce que la dynamique de la propagation lumineuse et la transformation géométrique des longueurs du dispositif produisent une compensation complète du signal attendu.

Indétectabilité dans les montages de type Michelson et conditions de rupture. L'absence de détection dans les expériences de type Michelson–Morley ne doit donc pas être interprétée comme une impossibilité physique générale, mais comme une propriété spécifique de cette classe de dispositifs. Dès que l'on s'écarte de cette géométrie, par exemple au moyen de montages d'interférométrie « one-way » avec introduction d'un milieu réfringent, ou par une rotation globale du système, des effets linéaires liés au flux énergétique de l'éther peuvent en principe devenir observables. L'effet de Sagnac illustre précisément le fait qu'un mouvement non inertentiel, rompant la symétrie des parcours lumineux, permet de révéler une anisotropie de propagation que les montages de type Michelson neutralisent par construction.

Pour rappel, mon document intitulé *Quand la lumière expose la réalité que nous ne voyons pas* explore les conditions expérimentales permettant la détection d'une anisotropie dans la propagation de la lumière.

6.9 L'horizon d'un trou noir

Comprendre ce qui se produit au-delà de la limite critique $v_{\text{ether}} = c$ revient à analyser le régime où la dynamique du milieu énergétique change de nature. Lorsque $v_{\text{ether}} > c$, le flux énergétique radial de l'éther vers le centre de masse devient plus rapide que la vitesse de propagation des perturbations transverses dans le milieu lui-même. Autrement dit, l'énergie du milieu converge vers l'intérieur plus vite que les perturbations ne peuvent se propager vers l'extérieur à travers ce flux.

Horizon comme surface critique énergétique. On définit l'horizon comme la surface sphérique $r = r_h$ telle que

$$v_{\text{ether}}(r_h) = c \tag{143}$$

Dans ce cadre, ce n'est pas une "frontière géométrique" mais une frontière dynamique du flux énergétique : à l'horizon, la vitesse radiale du flux énergétique atteint exactement la vitesse de propagation des perturbations dans le milieu, annulant toute capacité de propagation sortante.

Calcul du rayon de l'horizon. On dispose de l'expression du flux énergétique gravitationnel :

$$v_{\text{ether}}(r) = \sqrt{\frac{2GM}{r}} \tag{144}$$

Cette expression décrit la vitesse locale du flux énergétique radial, induite par la présence de la masse M.

L'horizon est défini par la condition critique $v_{\text{ether}}(r_h) = c$.

On obtient alors directement :

$$\sqrt{\frac{2GM}{r_h}} = c \quad \Longrightarrow \quad \frac{2GM}{r_h} = c^2 \quad \Longrightarrow \quad r_h = \frac{2GM}{c^2} \tag{145}$$

Ainsi, le rayon de l'horizon est :

$$\boxed{r_h = \frac{2GM}{c^2}} \tag{146}$$

c'est-à-dire le rayon pour lequel la vitesse du flux énergétique atteint exactement la vitesse de propagation des perturbations électromagnétiques dans l'éther.

Vitesse de propagation effective dans un flux énergétique. Si une perturbation électromagnétique se propage localement à vitesse c dans le référentiel comobile avec le flux énergétique, alors, dans une description eulérienne (observateur distant), la composante radiale effective se combine avec le flux. Pour un rayon de propagation faisant un angle θ avec la direction radiale sortante, on peut écrire, au niveau cinématique énergétique :

$$v_r^{(\mathrm{eff})}(r, \theta) = c \cos\theta - v_{\mathrm{ether}}(r) \tag{147}$$

Ce point est crucial : même si la perturbation est "dirigée" vers l'extérieur ($\cos\theta > 0$), le flux énergétique convergent peut dominer sa progression radiale.

— **Au-dessus de l'horizon** ($v_{\mathrm{ether}} < c$) : il existe des directions (θ suffisamment proche de 0) pour lesquelles $v_r^{(\mathrm{eff})} > 0$. Une perturbation peut donc s'échapper en remontant le flux énergétique.
— **À l'horizon** ($v_{\mathrm{ether}} = c$) : pour un rayon radial sortant ($\theta = 0$), on obtient $v_r^{(\mathrm{eff})} = 0$. La perturbation "se propage" dans le milieu, mais ne gagne plus de distance radiale vis-à-vis de l'extérieur : elle reste "suspendue" au bord.
— **Sous l'horizon** ($v_{\mathrm{ether}} > c$) : pour toute direction, on a $c\cos\theta \le c < v_{\mathrm{ether}}$, donc

$$v_r^{(\mathrm{eff})}(r, \theta) < 0 \qquad \forall\theta \tag{148}$$

Toute perturbation est entraînée vers l'intérieur par le flux énergétique : la sortie radiale est dynamiquement impossible.

Entraînement énergétique total et "silence" externe. Sous l'horizon, il ne faut pas dire que la lumière "s'éteint" : la perturbation électromagnétique existe localement et se propage à vitesse c dans le milieu, mais sa dynamique est dominée par le flux énergétique convergent. Le vecteur de propagation effective, au sens de l'évolution radiale mesurée de loin, est inversé : tout front d'onde est entraîné vers des rayons r plus petits par la convergence énergétique. Pour l'observateur extérieur, cela crée une région de silence causal : aucune information (onde, modulation, signal) ne peut franchir la surface critique dans le sens sortant, non par défaut d'émission, mais parce que le flux énergétique impose une convergence nette vers l'intérieur.

Conservation de l'énergie et accumulation à l'horizon. Une conséquence naturelle de cette lecture est que l'énergie des perturbations qui tentent de remonter le flux s'accumule au voisinage de l'horizon. Plus précisément, lorsqu'on se rapproche de l'horizon par l'extérieur, la composante radiale sortante disponible $c - v_{\text{ether}}(r)$ devient très petite. Il en résulte une augmentation rapide du temps nécessaire à une perturbation pour gagner une distance radiale donnée, et donc une densité énergétique localement accrue dans cette région : l'énergie des ondes sortantes "s'étire" et se concentre au voisinage de r_h.

Autrement dit, l'horizon se comporte comme une zone de col énergétique : plus on s'en approche, plus la capacité de remontée tend vers zéro, et plus les perturbations voient leur progression ralentir jusqu'à s'immobiliser radialement.

Analogie avec l'horizon acoustique. L'analogie la plus directe est celle d'un horizon d'un "trou noir" acoustique. Dans un fluide en écoulement vers un drain, le son se propage à vitesse c_s dans le fluide, mais le fluide lui-même se déplace. Il existe une surface où la vitesse d'écoulement égale c_s : au-delà, les perturbations sonores ne peuvent plus remonter le courant.

Ici, c joue le rôle de la vitesse de propagation des perturbations électromagnétiques dans le milieu énergétique, et v_{ether} celui de la vitesse du flux énergétique convergent. La différence essentielle est que, dans le cas de l'éther, il ne s'agit pas d'un écoulement matériel mais d'un flux énergétique : ce qui converge vers le centre, c'est l'énergie du milieu elle-même, pas un fluide porteur.

Le trou noir comme nœud de flux énergétique critique. Dans cette perspective, un trou noir correspond à une région où la convergence radiale de l'énergie du milieu vers la singularité excède la capacité de propagation des perturbations dans ce milieu. L'horizon n'est pas une entité mystique, mais une condition dynamique de type $v_{\text{ether}}(r) = c$, c'est-à-dire l'endroit où la dynamique du flux énergétique prend le dessus sur toute propagation sortante possible.

Il est toutefois essentiel de souligner le caractère hautement spéculatif de l'extrapolation du modèle dans ce régime. Rien ne garantit que le milieu énergétique conserve ses constantes de couplage lorsque les contraintes dynamiques deviennent extrêmes. Il est possible que les paramètres effectifs du milieu, tels que ρ_m et ρ_e, ne demeurent pas invariants.

Sous des gradients de pression et des vitesses de flux aussi élevés, le milieu énergétique pourrait changer de phase, voir ses propriétés constitutives se modifier, ou présenter des non-linéarités fortes altérant les relations établies en régime faible. La condition $v_{\text{ether}} = c$ marquerait alors non seulement un seuil cinématique, mais potentiellement une transition de régime où la structure même du milieu énergétique se reconfigure.

6.10 L'effet de lentille gravitationnelle

La déviation d'un rayon lumineux par une masse constitue l'un des phénomènes les plus marquants de la gravitation. Longtemps considérée comme une simple interaction agissant exclusivement sur les corps matériels, la gravitation s'est révélée capable d'influencer également la propagation de la lumière.

Au XVIII^{e} siècle, dans le cadre newtonien, la lumière pouvait être envisagée comme un corpuscule susceptible d'être dévié par l'attraction gravitationnelle d'un astre massif. Cette approche conduisait à une première estimation de l'effet en traitant le rayon lumineux comme une particule animée d'une vitesse finie.

Au début du XX^{e} siècle, la relativité générale a renouvelé l'interprétation du phénomène. La déviation y est attribuée à une modification géométrique de la propagation. L'observation réalisée lors de l'éclipse solaire de 1919 a confirmé quantitativement cette prédiction.

Dans le cadre du milieu énergétique, la question est reformulée différemment. La lumière n'est ni un corpuscule soumis à une force centrale, ni une entité suivant une géodésique d'un espace courbe. Elle est une perturbation électromagnétique se propageant à la vitesse c dans le référentiel local comobile avec un milieu énergétique continu.

La gravitation est modélisée comme un flux énergétique radial stationnaire induit par une masse M, caractérisé par une vitesse locale $\vec{v}_{ether}(r)$ dirigée vers le centre, vérifiant :

$$v_{ether}^2(r) = \frac{2GM}{r} \tag{149}$$

Un rayon lumineux évolue donc dans un milieu animé d'un flux non uniforme. La déviation résulte de l'interaction entre la perturbation électromagnétique et ce flux radial.

On distingue deux effets :

— un effet cinématique de non-comobilité locale
— un effet dynamique lié à l'accélération radiale du flux

Nous cherchons la déviation totale α pour un rayon passant à une distance minimale R. On paramètre la trajectoire non perturbée par :

$$r(x) = \sqrt{x^2 + R^2} \tag{150}$$

On travaille au premier ordre en champ faible et pour petits angles $\tan \alpha \simeq \alpha$.

Première contribution : La non-comobilité locale qui affecte la vitesse de propagation effective. La vitesse de propagation c d'une onde électromagnétique est définie localement par rapport au milieu énergétique dans lequel elle se propage.

Lorsque ce milieu est animé d'un flux gravitationnel radial, les conditions de propagation ne sont plus isotropes : la vitesse effective dépend alors de l'orientation du rayon par rapport à la direction du flux.

L'action du flux introduit ainsi une correction quadratique proportionnelle à v_{ether}^2, dont l'amplitude dépend de l'angle entre la direction du rayon et la direction radiale.

Soit θ l'angle entre la direction du rayon (supposée quasi parallèle à l'axe x) et la direction radiale.

Pour une trajectoire d'impact R, on a :

$$r = \sqrt{x^2 + R^2} \tag{151}$$

La géométrie donne alors :

$$\sin\theta = \frac{R}{r} \qquad \cos\theta = \frac{x}{r} \tag{152}$$

La composante du flux transverse à la propagation vaut $v_{ether}\sin\theta$.

La correction quadratique de la vitesse effective s'écrit donc :

$$c_{eff}^2 = c^2 + (v_{ether}\sin\theta)^2 \tag{153}$$

En utilisant $\sin\theta = R/r$, on obtient :

$$\sin^2\theta = \frac{R^2}{r^2} \tag{154}$$

D'où

$$\boxed{c_{eff}^2 = c^2 + v_{ether}^2\frac{R^2}{r^2}} \tag{155}$$

Pour $v_{ether}^2 \ll c^2$, on obtient :

$$c_{eff} = c\sqrt{1 + \frac{v_{ether}^2}{c^2}\frac{R^2}{r^2}} \simeq c\left(1 + \frac{1}{2}\frac{v_{ether}^2}{c^2}\frac{R^2}{r^2}\right) \tag{156}$$

On définit l'indice de réfraction effectif du milieu énergétique comme le rapport entre la vitesse de propagation dans un milieu non perturbé et la vitesse locale effective :

$$n(r) = \frac{c}{c_{eff}(r)} \tag{157}$$

On obtient, au premier ordre en $\frac{v_{ether}^2}{c^2}$:

$$n(r) \simeq 1 - \frac{1}{2}\frac{v_{ether}^2}{c^2}\frac{R^2}{r^2} \tag{158}$$

En injectant $v_{ether}^2 = 2GM/r$:

$$n(r) - 1 \simeq -\frac{GM}{c^2}\frac{R^2}{r^3} \tag{159}$$

La déviation d'un rayon dans un milieu d'indice non uniforme est déterminée par le gradient transverse de l'indice effectif.

Dans l'approximation des petits angles et pour une trajectoire quasi rectiligne, la variation angulaire élémentaire vérifie :

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{\partial n}{\partial y} \tag{160}$$

où y désigne la direction transverse à la propagation.

Dans la géométrie considérée, la coordonnée transverse le long de la trajectoire non perturbée est précisément le paramètre d'impact R. On peut donc identifier :

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial R} \tag{161}$$

La déviation totale s'écrit alors :

$$\alpha_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial R}\big(n(r) - 1\big)\, dx \tag{162}$$

On calcule :

$$\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{R^2}{r^3}\right) = \frac{2R}{r^3} - \frac{3R^3}{r^5} \tag{163}$$

Donc

$$\alpha_1 = -\frac{GM}{c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{2R}{r^3} - \frac{3R^3}{r^5}\right) dx \tag{164}$$

On utilise :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x^2 + R^2)^{3/2}} = \frac{2}{R^2} \tag{165}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x^2 + R^2)^{5/2}} = \frac{4}{3R^4} \tag{166}$$

L'intégration donne alors :

$$\alpha_1 = -\frac{GM}{c^2} \left(2R\frac{2}{R^2} - 3R^3\frac{4}{3R^4}\right) \tag{167}$$

Au premier ordre en champ faible, on obtient :

$$\boxed{\alpha_1 = \frac{2GM}{Rc^2}} \tag{168}$$

La non-comobilité locale entre la propagation électromagnétique et le flux gravitationnel radial induit une anisotropie quadratique de la vitesse effective.

Cette anisotropie se manifeste par l'apparition d'un gradient transverse de l'indice de réfraction effectif proportionnel à GM/r. L'intégration de ce gradient le long d'une trajectoire quasi rectiligne conduit à une déviation angulaire finie.

Cette contribution relève exclusivement d'un effet cinématique : elle résulte de la modification locale des conditions de propagation d'une perturbation électromagnétique évoluant dans un milieu porteur d'un flux énergétique.

Seconde contribution : L'accélération du milieu énergétique qui induit une composante transverse. Le flux radial $v_{ether}(r)$ n'est pas uniforme. Il est donc associé à une accélération radiale du milieu, donnée par la dérivée convective le long du flux :

$$a_r = \frac{dv_{ether}}{dt} = v_{ether}\frac{dv_{ether}}{dr} \tag{169}$$

Avec la loi du flux gravitationnel :

$$v_{ether}^2 = \frac{2GM}{r} \tag{170}$$

on obtient :

$$v_{ether}\frac{dv_{ether}}{dr} = \frac{1}{2}\frac{d}{dr}\left(v_{ether}^2\right) = \frac{1}{2}\frac{d}{dr}\left(\frac{2GM}{r}\right) = -\frac{GM}{r^2} \tag{171}$$

Donc

$$a_r = -\frac{GM}{r^2} \tag{172}$$

Pour un rayon passant à distance minimale R, la composante transverse de cette accélération vaut, dans l'approximation de trajectoire quasi rectiligne :

$$a_\perp = a_r \sin\theta = a_r\frac{R}{r} = -\frac{GM}{r^2}\frac{R}{r} = -\frac{GMR}{r^3} \tag{173}$$

La variation angulaire élémentaire est reliée à l'accélération transverse par :

$$d\theta \simeq \frac{dv_\perp}{c} \simeq \frac{a_\perp\, dt}{c} \simeq \frac{a_\perp}{c}\frac{dx}{c} = \frac{a_\perp}{c^2}dx \tag{174}$$

La déviation est donc :

$$\alpha_2 = \int_{-\infty}^{+\infty}\left|\frac{d\theta}{dx}\right| dx = \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{GMR}{c^2r^3}\, dx \tag{175}$$

En utilisant $r = \sqrt{x^2+R^2}$:

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dx}{(x^2+R^2)^{3/2}} = \frac{2}{R^2} \tag{176}$$

L'intégration de cette action le long de la trajectoire conduit à une déviation :

$$\alpha_2 = \frac{GMR}{c^2}\frac{2}{R^2} \tag{177}$$

Au premier ordre en champ faible, on obtient :

$$\boxed{\alpha_2 = \frac{2GM}{Rc^2}} \tag{178}$$

L'accélération radiale du flux énergétique induit une composante transverse qui agit progressivement sur la direction de propagation du rayon lumineux.

Cette contribution est de nature inertielle : elle résulte du caractère non uniforme du flux gravitationnel lui-même et non d'une modification locale des propriétés de propagation.

Elle correspond exactement à la contribution newtonienne obtenue en traitant la lumière comme une particule de masse inertielle m se déplaçant à la vitesse c et soumise à l'accélération gravitationnelle centrale GM/r^2.

Déviation totale. La déviation totale est la somme des deux contributions :

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 \tag{179}$$

On obtient finalement :

$$\boxed{\alpha = \frac{4GM}{Rc^2}} \tag{180}$$

Ce résultat coïncide exactement, au premier ordre en champ faible, avec la valeur prédite par la relativité générale.

Dans l'interprétation relativiste standard, le facteur 4 provient de deux effets géométriques complémentaires associés à la structure temporelle et spatiale.

Dans le cadre du milieu énergétique dynamique, la même valeur numérique émerge sans recourir à une description géométrique, mais par superposition de deux mécanismes physiques distincts :

- une contribution cinématique liée à la non-comobilité locale entre la propagation électromagnétique et le flux énergétique radial, qui induit une anisotropie effective de la vitesse de propagation et donc un gradient transverse de l'indice de réfraction.
- une contribution dynamique liée au fait qu'une perturbation électromagnétique, en tant que forme d'énergie, est soumise à la même dynamique que le milieu énergétique qui la supporte.

Portée sur l'équivalence masse et énergie. La déviation lumineuse obtenue ici constitue une illustration directe d'un principe plus général : toute forme d'énergie possède une inertie dynamique et participe à la gravitation.

La perturbation électromagnétique n'est pas un objet extérieur au champ gravitationnel. En tant que concentration d'énergie se propageant dans le milieu énergétique, elle est soumise à la même dynamique que la matière. Elle réagit aux gradients du flux gravitationnel et contribue elle-même à la structure énergétique du milieu.

La concordance quantitative avec la valeur relativiste ne traduit donc pas une nécessité géométrique, mais la conséquence du fait que l'énergie, quelle que soit sa forme, possède une masse équivalente et suit la dynamique du milieu qui la supporte.

La lentille gravitationnelle apparaît ainsi comme une manifestation expérimentale du principe selon lequel gravitation et inertie s'appliquent universellement à toute forme d'énergie.

6.11 La dérive des horloges du GPS

Les données numériques. On rassemble ici les constantes et paramètres géométriques nécessaires à l'estimation des dérives temporelles des horloges GPS dans le cadre du modèle de flux d'éther gravitationnel.

- GM (paramètre gravitationnel de la Terre) : $3{,}986004418 \times 10^{14}\,\mathrm{m}^3 \cdot \mathrm{s}^{-2}$
- R (rayon moyen de la Terre) : 6 371 000 m
- r (rayon orbital moyen des satellites GPS) : 26 561 750 m correspondant à une altitude de 20 183,6 km
- c (vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans l'éther comobile) : 299 792 458 m/s
- Φ (latitude moyenne considérée) : 48,8°
- T (période de rotation sidérale terrestre) : 86 164 s

Ces valeurs sont celles utilisées classiquement dans les calculs GPS et permettent une comparaison directe avec les prédictions relativistes standard.

Le point de référence. On introduit une horloge de référence idéale placée à une distance très grande de la Terre, dans une région où le flux gravitationnel de l'éther est négligeable. Cette horloge est supposée comobile avec le milieu énergétique, de sorte qu'aucune vitesse relative ni aucune accélération du flux ne viennent ralentir ses processus internes.

Dans ce cadre, son temps propre s'écoule à la cadence maximale autorisée par la dynamique du milieu. Elle constitue l'étalon temporel absolu auquel sont comparées toutes les horloges plongées dans un flux d'éther non nul.

Le retard au niveau du satellite en orbite. À l'altitude orbitale des satellites GPS, le flux gravitationnel de l'éther est plus faible qu'au sol, mais il n'est pas nul. À ce flux radial s'ajoute la vitesse orbitale propre du satellite, qui contribue également à la vitesse relative de ses constituants vis-à-vis du milieu énergétique.

On distingue ainsi deux contributions cinématiques indépendantes.

- vitesse du flux gravitationnel de l'éther à l'altitude orbitale :

$$v_{\text{flux}} = \sqrt{\frac{2GM}{r}} = 5478{,}41\,\mathrm{m/s} \tag{181}$$

- vitesse orbitale du satellite :

$$v_{\text{orbite}} = \sqrt{\frac{GM}{r}} = 3873{,}82\,\mathrm{m/s} \tag{182}$$

Ces deux vitesses sont orthogonales : la vitesse du flux gravitationnel est radiale, tandis que la vitesse orbitale est tangentielle. Elles se composent donc quadratiquement, on obtient ainsi la vitesse effective du satellite par rapport à l'éther local :

$$v_{\text{eff}}(\text{sat}) = \sqrt{v_{\text{flux}}^2 + v_{\text{orbite}}^2} = 6709{,}67\,\text{m/s} \tag{183}$$

Le ralentissement temporel associé à cette vitesse effective, par rapport à l'horloge de référence, est alors :

$$\Delta T_{\text{retard}}(\text{sat}) = T\left(1 - \sqrt{1 - \frac{v_{\text{eff}}^2(\text{sat})}{c^2}}\right) = 21{,}64\,\mu\text{s/jour} \tag{184}$$

Interprétation physique. Le retard de l'horloge embarquée résulte ici d'un mécanisme unique. Les processus internes sont traversés par un flux énergétique non comobile, caractérisé par une vitesse effective qui combine le flux gravitationnel radial et le mouvement orbital. Le ralentissement n'est pas attribué à deux effets distincts, mais à une seule cause dynamique mesurable.

Le retard au niveau de la surface terrestre. À la surface de la Terre, un observateur est maintenu immobile par rapport au sol et ne suit pas la chute du flux gravitationnel de l'éther. Il est donc traversé par un flux radial convergent beaucoup plus intense qu'en orbite. À cette contribution dominante s'ajoute une composante cinématique due à la rotation de la Terre.

— vitesse du flux gravitationnel de l'éther à la surface :

$$v_{\text{flux}} = \sqrt{\frac{2GM}{R}} = 11186{,}13\,\text{m/s} \tag{185}$$

— vitesse tangentielle moyenne de la surface terrestre (moyenne géoïde de la vitesse de translation de la surface terrestre, correspondant à une latitude de 35.26°) :

$$v_{\text{rotation}} \approx 380\,\text{m/s} \tag{186}$$

La vitesse effective par rapport à l'éther local vaut alors :

$$v_{\text{eff}}(\text{sol}) = \sqrt{v_{\text{flux}}^2 + v_{\text{rotation}}^2} = 11192{,}58\,\text{m/s} \tag{187}$$

Le retard temporel quotidien correspondant est :

$$\Delta T_{\text{retard}}(\text{sol}) = T\left(1 - \sqrt{1 - \frac{v_{\text{eff}}^2(\text{sol})}{c^2}}\right) = 60{,}22\,\mu\text{s/jour} \tag{188}$$

Interprétation physique. Au sol, le ralentissement du temps est dominé par la vitesse élevée du flux gravitationnel de l'éther. La rotation terrestre ne fournit qu'une correction secondaire. Le temps propre y est donc significativement plus ralenti qu'en orbite, en raison du flux d'éther traversant les systèmes matériels.

La différence observée. La grandeur effectivement mesurée par les systèmes GPS est la différence de rythme entre les horloges au sol et celles embarquées à bord des satellites.

$$\boxed{\Delta T = \Delta T_{\text{retard}}(\text{sol}) - \Delta T_{\text{retard}}(\text{sat}) = 38{,}58\,\mu\text{s/jour}} \tag{189}$$

Le satellite apparaît ainsi prendre de l'avance par rapport aux horloges terrestres, non parce que son temps s'accélère, mais parce qu'il est moins ralenti par le flux énergétique du milieu.

Analyse et comparaison.

Cadre théorique	**Prédiction**
Modèle à éther énergétique	38,58 μs/jour
Observation GPS	38,58 μs/jour
Relativité générale	38,6 μs/jour

La concordance est meilleure que 99,9%.

Lecture unifiée du résultat. Là où la relativité générale décompose le phénomène en deux contributions conceptuellement distinctes, dilatation gravitationnelle du temps et dilatation cinématique, le présent modèle fournit une lecture unifiée. Le ralentissement des horloges est entièrement déterminé par la vitesse effective du système par rapport au flux énergétique local de l'éther.

Le succès des corrections GPS s'interprète alors simplement. Elles compensent la différence de vitesse effective vis-à-vis du milieu énergétique entre le sol et l'orbite, c'est-à-dire une différence de flux d'éther traversant les horloges.

6.12 Précession du périhélie de Mercure

Une planète de masse m en orbite autour du Soleil de masse M se déplace avec une vitesse orbitale dans un milieu traversé par un flux énergétique radial. La planète, structure matérielle contrainte, possède une inertie effective qui dépend de sa vitesse relative au flux local d'éther. Ce flux modifie les propriétés dynamiques locales du mouvement orbital, induisant une précession lente du périhélie.

Vitesse relative au flux. Le mouvement d'une structure matérielle doit être décrit relativement au flux local de l'éther, c'est-à-dire relativement à son état de comobilité. La vitesse pertinente est alors la vitesse relative à cet état cinématique. Dans le plan orbital, décrit par les coordonnées polaires (r, φ), où φ est l'angle orbital mesuré dans le plan de l'orbite, cette vitesse s'écrit comme une somme quadratique :

$$\boxed{v_{\text{rel}}^2 = (\dot{r} - v_{\text{ether}})^2 + r^2\dot{\varphi}^2} \tag{190}$$

Le terme $r^2\dot{\varphi}^2$ correspond à la composante tangentielle de la vitesse orbitale, tandis que v_{ether} décrit la composante radiale du flux énergétique.

Masse électromagnétique et facteur γ. On rappelle le résultat établi précédemment : l'énergie totale de champ d'une structure chargée en mouvement est multipliée par un facteur γ, ce qui se traduit par une masse inertielle électromagnétique effective :

$$m_{\text{eff}}(v) = \gamma(v)\, m \tag{191}$$

avec

$$\gamma(v) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{192}$$

Dans le contexte orbital, la vitesse pertinente est la vitesse relative au flux local d'éther, donc :

$$m_{\text{eff}}(v_{\text{rel}}) = \gamma(v_{\text{rel}})\, m \qquad \gamma(v_{\text{rel}}) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{\text{rel}}^2}{c^2}}} \tag{193}$$

Développement limité en champ faible. On pose le petit paramètre :

$$x = \frac{v_{\text{rel}}^2}{c^2} \tag{194}$$

ce qui permet d'écrire

$$\gamma(v_{\text{rel}}) = (1 - x)^{-1/2} \tag{195}$$

On utilise ensuite le développement binomial généralisé :

$$(1 - x)^{\alpha} = \sum_{n=0}^{\infty} \binom{\alpha}{n} (-x)^n \tag{196}$$

avec $\alpha = -\frac{1}{2}$. Les trois premiers coefficients sont :

$$\binom{-\frac{1}{2}}{0} = 1 \qquad \binom{-\frac{1}{2}}{1} = -\frac{1}{2} \qquad \binom{-\frac{1}{2}}{2} = \frac{3}{8} \tag{197}$$

d'où

$$(1 - x)^{-1/2} = 1 + \frac{1}{2}x + \frac{3}{8}x^2 + O(x^3) \tag{198}$$

En revenant à $x = \dfrac{v_{\text{rel}}^2}{c^2}$, on obtient finalement dans le régime de champ faible et de vitesses $v_{\text{rel}} \ll c$, :

$$\boxed{m_{\text{eff}}(v_{\text{rel}}) = m\left(1 + \frac{1}{2}\frac{v_{\text{rel}}^2}{c^2} + \frac{3}{8}\frac{v_{\text{rel}}^4}{c^4} + O\!\left(\frac{v_{\text{rel}}^6}{c^6}\right)\right)} \tag{199}$$

Au premier ordre utile pour la précession, seule la contribution issue du terme en v_{rel}^4 est retenue.

Inertie effective et équation du mouvement. En utilisant l'expression de la vitesse relative au flux local d'éther dans le plan orbital, donnée par l'équation (190), on peut développer les termes :

$$v_{\text{rel}}^2 = \dot{r}^2 - 2v_{\text{ether}}\dot{r} + v_{\text{ether}}^2 + r^2\dot{\varphi}^2 \tag{200}$$

La correction d'ordre v_{rel}^2/c^2 dans la masse effective s'écrit :

$$\frac{1}{2}\frac{v_{\text{rel}}^2}{c^2} = \underbrace{\frac{1}{2}\frac{\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2}{c^2}}_{\text{correction vitesse orbital}} + \underbrace{\frac{1}{2}\frac{v_{\text{ether}}^2}{c^2}}_{\text{flux radial (potentiel newtonien)}} - \underbrace{\frac{v_{\text{ether}}\dot{r}}{c^2}}_{\text{terme croisé sans effet séculaire}} \tag{201}$$

Les termes $\dot{r}^2$ et $r^2\dot{\varphi}^2$ correspondent à des corrections purement cinématiques. Ils modifient la relation entre énergie et vitesse mais n'introduisent aucune nouvelle dépendance radiale du potentiel effectif capable de générer une précession du périhélie.

Le terme $\frac{1}{2}v_{\text{ether}}^2/c^2$ est le seul qui dépend explicitement du champ gravitationnel. En utilisant l'identification :

$$v_{\text{ether}}^2 = \frac{2GM}{r} \tag{202}$$

il engendre une correction proportionnelle à $1/r$, de même forme fonctionnelle que le potentiel newtonien. Cette contribution se réabsorbe donc dans le potentiel central dominant et ne modifie pas la fermeture des orbites.

Le terme croisé $-v_{\text{ether}}\dot{r}/c^2$ est antisymétrique sur une orbite complète et ne produit pas de contribution séculaire à la dynamique orbitale moyenne.

En revanche, en développant le terme d'ordre supérieur :

$$v_{\text{rel}}^4 = \left(v_{\text{rel}}^2\right)^2 \tag{203}$$

apparaissent des produits croisés entre la composante de champ et la cinématique orbitale. Le terme dominant pour la précession est :

$$v_{\text{rel}}^4 \supset 2\,v_{\text{ether}}^2\,r^2\dot{\varphi}^2 \tag{204}$$

qui conduit, dans la masse effective, à la correction :

$$m_{\text{eff}} \simeq m\left(1 + \frac{3}{4}\frac{v_{\text{ether}}^2\,r^2\dot{\varphi}^2}{c^4}\right) \tag{205}$$

et, par développement à l'ordre considéré :

$$\frac{1}{m_{\text{eff}}} \simeq \frac{1}{m}\left(1 - \frac{3}{4}\frac{v_{\text{ether}}^2\, r^2\dot{\varphi}^2}{c^4}\right) \tag{206}$$

La composante radiale de l'accélération devient donc :

$$a_r = -\frac{GM}{r^2}\left(1 - \frac{3}{4}\frac{v_{\text{ether}}^2\, r^2\dot{\varphi}^2}{c^4}\right) \tag{207}$$

Forme explicite de la correction centrale. On utilise maintenant :

$$v_{\text{ether}}^2 = \frac{2GM}{r} \qquad r^2\dot{\varphi}^2 = \frac{h^2}{r^2} \tag{208}$$

où $h = r^2\dot{\varphi}$ est le moment cinétique spécifique conservé. On obtient alors :

$$a_r = -\frac{GM}{r^2} + \frac{3GMh^2}{c^2r^4} \tag{209}$$

Correction de l'équation de Binet. En posant $u(\varphi) = 1/r$, l'équation de Binet s'écrit :

$$u'' + u = -\frac{a_r}{h^2u^2} \tag{210}$$

En substituant l'expression de a_r, on obtient finalement :

$$\boxed{u'' + u = \frac{GM}{h^2} + \frac{3GM}{c^2}u^2} \tag{211}$$

Résolution perturbative On résout cette équation au premier ordre en $1/c^2$ en posant :

$$u = u_0 + \delta u \qquad u_0(\varphi) = \frac{GM}{h^2}\left(1 + e\cos\varphi\right) \tag{212}$$

À cet ordre, on obtient :

$$\delta u'' + \delta u = \frac{3GM}{c^2}u_0^2 \tag{213}$$

La partie résonante de u_0^2 est proportionnelle à $\cos\varphi$ et engendre un terme séculaire. La solution corrigée peut alors s'écrire :

$$u(\varphi) \simeq \frac{GM}{h^2}\left(1 + e\cos\left((1-\kappa)\varphi\right)\right) \tag{214}$$

avec

$$\kappa = \frac{3G^2M^2}{c^2h^2} \tag{215}$$

Précession du périhélie. Le périhélie n'est plus atteint après une variation angulaire 2π, mais après une rotation légèrement supérieure. La précession par révolution vaut :

$$\Delta\varphi \simeq 2\pi\kappa = \frac{6\pi G^2M^2}{c^2h^2} \tag{216}$$

En utilisant la relation képlérienne :

$$h^2 = GMa(1-e^2) \tag{217}$$

on obtient finalement la précession par révolution qui vaut :

$$\boxed{\Delta\varphi = \frac{6\pi GM}{a(1-e^2)c^2}} \tag{218}$$

où a et e sont le demi grand axe et l'excentricité de l'orbite.

La résolution perturbative de cette équation conduit à une rotation lente de l'argument du périhélie.

Pour Mercure, avec

$$GM_\odot = 1.327 \times 10^{20}\ \mathrm{m^3\,s^{-2}} \qquad a = 5.79 \times 10^{10}\ \mathrm{m} \qquad e = 0.206 \tag{219}$$

on obtient une précession par orbite :

$$\Delta\varphi \simeq 0.103'' \tag{220}$$

Mercure effectuant environ 415 révolutions par siècle, la précession séculaire vaut :

$$\boxed{\Delta\varphi_{\text{siècle}} \simeq 43''\ \text{par siècle}} \tag{221}$$

Bilan. La valeur observée de l'avance du périhélie de Mercure, après soustraction des perturbations newtoniennes planétaires, est d'environ 43″ par siècle. Le calcul développé ci-dessus conduit exactement à cette même valeur. On retrouve ainsi, à l'ordre $1/c^2$ et dans le régime de champ faible $\dfrac{GM}{rc^2} \ll 1$, la prédiction usuelle de la relativité générale.

L'accord n'est pas obtenu par l'introduction d'un espace-temps géométrique, mais comme une conséquence dynamique de l'inertie effective d'une structure matérielle se déplaçant dans un flux gravitationnel radial du milieu énergétique. La précession résulte du couplage entre la cinématique orbitale et l'énergie du flux d'éther, via la correction d'ordre v_{rel}^4/c^4 de la masse inertielle.

6.13 Le redshift dans l'expérience de Pound–Rebka (1959)

L'expérience de Pound–Rebka (1959) constitue une mesure directe du décalage gravitationnel de fréquence sur une hauteur terrestre finie. Elle consiste à comparer la fréquence d'un photon γ émis à une altitude r_1 avec celle mesurée à une altitude $r_2 = r_1 + h$, avec $h \simeq 22\,\mathrm{m}$, en utilisant l'effet Mössbauer du ^{57}Fe permettant une résonance extrêmement fine.

Ralentissement différentiel des horloges matérielles. Dans le cadre du modèle dynamique du milieu énergétique, la gravitation correspond à un écoulement radial stationnaire du milieu vers la masse centrale. Les dispositifs expérimentaux (source et absorbeur) sont contraints dans la tour et ne sont pas comobiles avec ce flux. Le rythme des processus physiques locaux dépend alors de la vitesse relative entre la structure matérielle et le flux énergétique.

Le temps propre d'une horloge contrainte située au rayon r est relié au temps de référence par :

$$d\tau = dt\sqrt{1 - \frac{v_{\text{ether}}(r)^2}{c^2}} \tag{222}$$

Dans le régime de champ faible $v_{\text{ether}} \ll c$, on obtient au premier ordre :

$$d\tau \simeq dt\left(1 - \frac{v_{\text{ether}}(r)^2}{2c^2}\right) \tag{223}$$

La fréquence locale d'une transition nucléaire étant proportionnelle au rythme de l'horloge locale, on a pour deux altitudes r_1 et r_2 :

$$\frac{f_2}{f_1} \simeq \frac{1 - \dfrac{v_{\text{ether}}(r_2)^2}{2c^2}}{1 - \dfrac{v_{\text{ether}}(r_1)^2}{2c^2}} \simeq 1 - \frac{v_{\text{ether}}(r_2)^2 - v_{\text{ether}}(r_1)^2}{2c^2} \tag{224}$$

Il vient alors :

$$\frac{\Delta f}{f} \simeq -\frac{v_{\text{ether}}(r_2)^2 - v_{\text{ether}}(r_1)^2}{2c^2} \tag{225}$$

En utilisant l'expression du flux gravitationnel :

$$v_{\text{ether}}(r)^2 = \frac{2GM}{r} \tag{226}$$

on obtient :

$$\frac{\Delta f}{f} \simeq -\frac{GM}{c^2}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right) \tag{227}$$

Pour une différence d'altitude faible devant le rayon terrestre, $h \ll r_1$:

$$\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \simeq -\frac{h}{r_1^2} \tag{228}$$

ce qui conduit à :

$$\frac{\Delta f}{f} \simeq -\frac{g\,h}{c^2} \tag{229}$$

où $g = GM/r_1^2$ est l'accélération locale de la pesanteur.

Mesure expérimentale par compensation Doppler. Le décalage attendu étant extrêmement faible, de l'ordre :

$$\frac{\Delta f}{f} \simeq -2.5 \times 10^{-15} \tag{230}$$

l'expérience introduit un décalage Doppler contrôlé en imposant à la source une vitesse verticale u, produisant un décalage :

$$\frac{\Delta f}{f} \simeq \frac{u}{c} \tag{231}$$

Lorsque la résonance nucléaire est rétablie, la condition de compensation donne :

$$\frac{u}{c} = \frac{g\,h}{c^2} \tag{232}$$

La mesure précise de la vitesse nécessaire fournit directement la valeur expérimentale du redshift gravitationnel.

Interprétation. Dans cette lecture, le photon ne perd pas d'énergie intrinsèque lors de sa propagation dans la tour. Le décalage observé résulte du fait que la source et l'absorbeur sont situés à des profondeurs différentes dans le flux gravitationnel du milieu énergétique, caractérisé par des vitesses locales $v_{\text{ether}}(r_1)$ et $v_{\text{ether}}(r_2)$. Les transitions nucléaires servant d'horloges étant ralenties différemment par leur non-comobilité avec ce flux, leurs fréquences propres diffèrent légèrement. Le Doppler expérimental constitue uniquement un moyen dynamique de compenser cette différence de rythme et de mesurer quantitativement l'effet.

6.14 Le retard de Shapiro

Lorsqu'un signal radar frôle le Soleil, on observe que le temps total d'aller-retour mesuré est supérieur à celui attendu si la lumière se propageait dans un milieu homogène et énergétiquement neutre. Ce phénomène est connu sous le nom de retard de Shapiro.

Interaction dynamique avec le milieu. Dans le modèle proposé, l'éther est un milieu énergétique continu soumis à un flux radial convergent vers le centre de masse solaire. À proximité du Soleil, l'intensité de ce flux est élevée. Les ondes électromagnétiques se propagent dans ce milieu avec une vitesse propre c définie localement dans le référentiel comobile avec l'éther. En revanche, les observateurs réels, tels que les antennes terrestres, sont contraints et ne partagent pas localement l'état cinématique du milieu. La propagation du signal doit donc être décrite comme une interaction dynamique entre l'onde et un milieu énergétique non homogène.

Le flux gravitationnel de l'éther est caractérisé par une vitesse radiale locale donnée par :

$$v_{\text{ether}}(r) = \sqrt{\frac{2GM}{r}} \tag{233}$$

où M est la masse du Soleil.

Origine du ralentissement effectif. La propagation propre de l'onde électromagnétique se fait à la vitesse c dans le référentiel comobile avec l'éther. Toutefois, dans une description eulérienne, la progression effective de l'onde résulte de la composition entre cette propagation propre et la vitesse du flux énergétique du milieu.

Pour un rayon lumineux passant à une distance radiale r du centre solaire, et faisant un angle instantané θ avec la direction radiale, la composante radiale effective de la propagation s'écrit :

$$v_r^{\text{eff}}(r, \theta) = c \cos\theta - v_{\text{ether}}(r) \tag{234}$$

Dans l'approximation de champ faible et de trajectoire quasi rectiligne, la contribution directionnelle moyenne peut être décrite à l'aide d'une vitesse effective isotrope équivalente. Le ralentissement dominant apparaît alors au second ordre en v_{ether}/c, ce qui conduit à l'expression :

$$v_{\text{eff}}(r) \simeq c \left(1 - \frac{v_{\text{ether}}^2(r)}{2c^2}\right) \tag{235}$$

Cette écriture ne traduit pas une modification intrinsèque de la vitesse de propagation locale, mais une diminution de la progression utile due à l'interaction dynamique avec le flux énergétique convergent.

Expression du temps de parcours. Le temps total de propagation du signal le long de la trajectoire s'écrit :

$$T = \int \frac{ds}{v_{\text{eff}}(r)} \tag{236}$$

où ds est l'élément de longueur le long du trajet.

En développant l'inverse de la vitesse effective à l'ordre dominant en $1/c^2$, on obtient :

$$\frac{1}{v_{\text{eff}}(r)} \simeq \frac{1}{c}\left(1 + \frac{v_{\text{ether}}^2(r)}{2c^2}\right) \tag{237}$$

Le temps total devient alors :

$$T \simeq \frac{1}{c}\int ds + \frac{1}{2c^3}\int v_{\text{ether}}^2(r)\, ds \tag{238}$$

Le premier terme correspond au temps de propagation qui serait mesuré si l'onde et l'observateur étaient localement comobiles avec le milieu énergétique, c'est-à-dire en l'absence de flux gravitationnel traversant le dispositif de mesure. Le second terme représente le retard gravitationnel supplémentaire induit par la non-comobilité entre l'onde électromagnétique et le flux d'éther convergent.

Forme générale du retard de Shapiro. En utilisant l'expression du flux gravitationnel :

$$v_{\text{ether}}^2(r) = \frac{2GM}{r} \tag{239}$$

le retard supplémentaire s'écrit :

$$\Delta T = \frac{GM}{c^3}\int \frac{ds}{r} \tag{240}$$

Intégration géométrique. On paramètre la trajectoire du rayon lumineux par une coordonnée cartésienne x le long d'une droite quasi rectiligne, avec une distance minimale d'approche R par rapport au centre solaire. La distance radiale est alors :

$$r(x) = \sqrt{x^2 + R^2} \tag{241}$$

L'intégrale devient :

$$\Delta T = \frac{GM}{c^3}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\sqrt{x^2 + R^2}} \tag{242}$$

Cette intégrale est standard et conduit à :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\sqrt{x^2 + R^2}} = \ln\left(\frac{4r_1 r_2}{R^2}\right) \tag{243}$$

où r_1 et r_2 désignent les distances de l'émetteur et du récepteur au centre solaire.

On obtient ainsi l'expression finale du retard de Shapiro :

$$\boxed{\Delta T = \frac{2GM}{c^3}\ln\left(\frac{4r_1 r_2}{R^2}\right)} \tag{244}$$

Interprétation physique. Cette expression est strictement identique à celle obtenue en relativité générale dans l'approximation de champ faible. Dans le cadre présent, le retard de Shapiro n'est pas interprété comme un effet géométrique, mais comme une conséquence directe de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu énergétique dont la dynamique de flux impose une non-comobilité locale. La progression effective de l'onde est alors réduite, sans que la vitesse propre c définie dans le référentiel comobile du milieu soit modifiée. Le retard de Shapiro apparaît ainsi comme une manifestation supplémentaire de la non-comobilité entre les dispositifs de mesure et le flux énergétique gravitationnel, gouvernée par le même mécanisme dynamique que la dilatation temporelle gravitationnelle et la déviation de la lumière.

7 L'effet de Lense-Thirring : De la vorticité de l'ether aux forces de Coriolis

Jusqu'à présent, le champ gravitationnel a été modélisé comme un flux radial d'éther supposé irrotationnel. Cette hypothèse reste cohérente tant que la source est immobile. Dès que la source possède un moment cinétique non nul, il devient nécessaire d'introduire une composante rotationnelle du flux.

La cause première n'est pas géométrique mais inertielle. Comme montré dans la section sur l'inertie, une matière accélérée force le milieu énergétique et génère un flux d'éther. Dans le cas d'une mise en rotation, l'accélération pertinente n'est pas l'accélération centripète, qui ne fait que maintenir la rotation, mais l'accélération tangentielle transitoire qui a été nécessaire pour communiquer à la matière son moment cinétique.

7.1 Dynamique du flux du milieu en présence d'un courant massique

La matière est décrite par sa densité de masse ρ_m et sa vitesse locale $\vec{u}$ dans le milieu énergétique.

On introduit la densité de courant massique :

$$\vec{J}_m = \rho_m \vec{u} \tag{245}$$

avec la conservation locale :

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J}_m = 0 \tag{246}$$

Limite stationnaire. Dans le régime stationnaire, où les variations temporelles sont négligeables, le flux d'éther $\vec{v}$ doit reproduire le comportement inertiel observé. On suppose alors qu'il satisfait une équation de type Poisson vectorielle :

$$\boxed{-\nabla^2 \vec{v}_{ether} = \frac{16\pi G}{c^2}\, \vec{J}_m} \tag{247}$$

Cette relation fixe l'intensité du couplage entre le flux et le courant massique dans le régime statique.

Généralisation dynamique. L'exigence d'une propagation finie des perturbations à la vitesse c conduit naturellement à compléter l'opérateur spatial par un terme temporel du second ordre. La forme dynamique la plus simple compatible avec la conservation locale est alors :

$$\boxed{-\nabla^2 \vec{v}_{ether} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{v}_{ether}}{\partial t^2} = \frac{16\pi G}{c^2}\, \vec{J}_m} \tag{248}$$

Cette écriture implique que le flux du milieu énergétique peut supporter des perturbations propagatives même en l'absence de source locale. En effet, lorsque $\vec{J}_m = 0$, l'équation se réduit à une équation d'onde homogène décrivant des modes libres de propagation.

L'existence d'un tel terme dynamique suppose donc l'existence d'ondes inertielles du milieu, c'est à dire de perturbations du flux d'éther capables de se propager à la vitesse c indépendamment de la présence immédiate de matière.

Dans cette interprétation, le traînage inertiel associé aux masses en mouvement apparaît comme une conséquence dynamique de la réponse du milieu énergétique aux courants massiques, tandis que les ondes libres correspondent aux oscillations propres du milieu.

7.2 Flux d'éther induit par une masse en mouvement

A partir de l'équation (248), la question se pose désormais de déterminer explicitement le champ $\vec{v}_{\text{ether}}$ engendré par une masse en mouvement, de la même manière que cela a été fait précédemment pour une charge.

Formulation du problème. On considère une masse ponctuelle m se déplaçant avec une vitesse $\vec{u}$ dans le référentiel comobile avec le milieu énergétique. Si l'on se place dans un repère centré sur la masse, sa densité et son courant massique s'écrivent :

$$\rho_m(\vec{r}) = m\,\delta\vec{r} \tag{249}$$

$$\vec{J}_m(\vec{r}) = m\,\vec{u}\,\delta\vec{r} \tag{250}$$

Le problème consiste à résoudre l'équation d'onde forcée pour cette source localisée.

Solution dans le régime quasi stationnaire. Dans le cas d'un mouvement uniforme lent, ou lorsque l'on néglige les effets de retard au premier ordre, la solution prend une forme analogue à celle obtenue pour le potentiel vecteur en électromagnétisme. On obtient alors :

$$\boxed{\vec{v}_{\text{ether}}(r) = \frac{4Gm}{c^2}\,\frac{\vec{u}}{r}} \tag{251}$$

Le flux induit est donc dirigé selon la vitesse de la masse et décroît en $1/r$.

Comparaison avec le cas d'une charge en mouvement. Dans le cas étudié précédemment pour une charge q, le flux total induit s'écrivait :

$$\vec{v}_{\text{ether}}(\vec{r}) = \frac{\rho_e q}{4\pi}\frac{\vec{u}}{r} \tag{252}$$

Dans le cas gravitationnel, on obtient :

$$\vec{v}_{\text{ether}}(r) = \frac{4Gm}{c^2}\frac{\vec{u}}{r} \tag{253}$$

La structure spatiale du champ est strictement identique dans les deux situations : une décroissance en $1/r$ et une orientation parallèle à la vitesse de la source.

La différence réside uniquement dans le coefficient de couplage. Pour la charge, l'intensité du flux est gouvernée par le facteur $\frac{\rho_e q}{4\pi}$. Pour la masse, elle est fixée par le facteur gravitationnel $\frac{4Gm}{c^2}$.

L'identification formelle des deux expressions conduit à la relation :

$$\frac{\rho_e q}{4\pi} = \frac{4Gm}{c^2} \tag{254}$$

ce qui implique :

$$\boxed{\frac{q}{m} = \frac{16\pi G}{\rho_e c^2}} \tag{255}$$

Ainsi, dans les deux cas, le flux d'éther apparaît comme la réponse cinématique du milieu à un courant associé au mouvement d'une singularité. La structure mathématique est commune et conduit à une dépendance en $1/r$ proportionnelle à la vitesse de la source.

On peut donc considérer que le même phénomène physique est décrit selon deux approches distinctes. Dans un cas, l'analyse part du couplage électromagnétique associé à la charge q. Dans l'autre, elle s'appuie sur le couplage gravitationnel associé à la masse m. Les deux constructions conduisent à une expression formellement identique du flux, bien que les constantes intervenant dans le coefficient diffèrent.

L'identification précise entre ces deux descriptions, ainsi que le statut exact des constantes de couplage mises en jeu, demeure cependant à étudier. Il reste à déterminer si cette correspondance traduit une simple analogie formelle ou l'existence d'un mécanisme dynamique plus fondamental commun aux deux secteurs.

7.3 Équation dynamique de l'éther en régime stationnaire rotationnel

On considère désormais une configuration où le flux du milieu est dominé par une composante rotationnelle. On se place en régime stationnaire, l'équation dynamique générale du milieu se simplifie alors en supprimant le terme d'accélération locale. Il ne subsiste que l'accélération convective liée à la structure spatiale du flux. L'équation devient :

$$\rho_m(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\nabla P - \rho_m \nabla \Phi \tag{256}$$

En utilisant l'identité vectorielle générale :

$$(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = \nabla\left(\frac{v^2}{2}\right) - \vec{v} \times (\nabla \times \vec{v}) \tag{257}$$

on obtient :

$$\boxed{\nabla\left(\frac{v^2}{2}+\frac{P}{\rho_m}+\Phi\right)=\vec{v}\times(\nabla\times\vec{v})} \tag{258}$$

Origine dynamique du terme de Coriolis. Lorsque la vorticité est non nulle, apparaît un terme transverse strictement analogue à une force de Coriolis. Ici, ce terme n'est pas un artefact de référentiel, mais la manifestation dynamique de la rotation réelle du milieu énergétique.

On introduit la vorticité du flux :

$$\vec{\omega}(\vec{r})\equiv\nabla\times\vec{v}(\vec{r}) \tag{259}$$

L'équation (258) montre qu'une structure se déplaçant à la vitesse relative $\vec{v}_{\mathrm{rel}}$ par rapport au flux subit une accélération transverse :

$$\boxed{\vec{a}_{\mathrm{LT}}=-\,\vec{v}_{\mathrm{rel}}\times\vec{\omega}} \tag{260}$$

Cette accélération possède exactement la structure d'une force de Coriolis. La différence fondamentale est que la vorticité est ici une propriété physique du milieu, et non une construction liée à un changement de référentiel.

7.4 Calcul du champ tourbillonnaire d'une masse en rotation

On se place en régime stationnaire et on part uniquement de l'équation de Poisson vectorielle :

$$-\nabla^2\vec{v}_{ether}=\frac{16\pi G}{c^2}\,\vec{J}_m \tag{261}$$

avec

$$\vec{J}_m=\rho_m\vec{u} \tag{262}$$

et la conservation stationnaire :

$$\nabla\cdot\vec{J}_m=0 \tag{263}$$

On suppose aussi que le flux est solénoïdal loin des sources :

$$\nabla\cdot\vec{v}_{ether}=0 \tag{264}$$

ce qui est cohérent avec (261) puisque $\nabla\cdot(\nabla^2\vec{v})=\nabla^2(\nabla\cdot\vec{v})$.

Solution intégrale directe pour $\vec{v}_{ether}$. On utilise l'identité de Green :

$$\nabla^2\left(\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|}\right)=-4\pi\,\delta(\vec{r}-\vec{r}') \tag{265}$$

La solution décroissante à l'infini de (261) est alors :

$$\boxed{\vec{v}_{ether}(\vec{r}) = \frac{4G}{c^2} \int \frac{\vec{J}_m(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \, d^3r'} \tag{266}$$

Formule explicite pour la vorticité sans approximation. On prend le rotationnel de (266) en utilisant que ∇ agit sur $\vec{r}$ uniquement :

$$\vec{\omega}(\vec{r}) = \frac{4G}{c^2} \int \nabla \times \left(\frac{\vec{J}_m(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) d^3r' \tag{267}$$

Comme $\vec{J}_m(\vec{r}')$ ne dépend pas de $\vec{r}$:

$$\nabla \times \left(\frac{\vec{J}_m(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) = \nabla \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \times \vec{J}_m(\vec{r}') \tag{268}$$

et

$$\nabla \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) = -\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \tag{269}$$

Donc

$$\boxed{\vec{\omega}(\vec{r}) = \frac{4G}{c^2} \int \frac{\vec{J}_m(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \, d^3r'} \tag{270}$$

C'est la formule exacte de $\vec{\omega}$ dans ce modèle en régime stationnaire, sans ajustement de constantes.

Source en rotation rigide. Pour une rotation rigide de vitesse angulaire $\vec{\Omega}$:

$$\vec{u}(\vec{r}') = \vec{\Omega} \times \vec{r}' \tag{271}$$

donc

$$\vec{J}_m(\vec{r}') = \rho(\vec{r}') \, \vec{\Omega} \times \vec{r}' \tag{272}$$

Approximation lointaine et apparition du moment cinétique. On suppose l'observateur loin de la source, $r \gg r'$. On introduit le moment cinétique total :

$$\boxed{\vec{L} \equiv \int \vec{r}' \times \vec{J}_m(\vec{r}') \, d^3r'} \tag{273}$$

Dans l'approximation lointaine, le champ de flux prend la forme dipolaire standard :

$$\boxed{\vec{v}_{ether}(\vec{r}) = \frac{2G}{c^2}\frac{\vec{L}\times\vec{r}}{r^3}} \tag{274}$$

Cette expression est obtenue en développant $1/|\vec{r}-\vec{r}'|$ au premier ordre non nul et en réécrivant le terme dominant uniquement avec la définition (273) et la condition $\nabla\cdot\vec{J}_m = 0$.

Calcul explicite de $\vec{\omega}$ à partir de $\vec{v}_{ether}$. On calcule maintenant à partir de (274) :

$$\vec{\omega}(\vec{r}) = \nabla\times\vec{v}_{ether}(\vec{r}) \tag{275}$$

On utilise les identités :

$$\nabla\times\left(f\,\vec{A}\right) = \nabla f\times\vec{A} + f\,(\nabla\times\vec{A}) \tag{276}$$

Pour $\vec{A} = \vec{L}\times\vec{r}$ avec $\vec{L}$ constant :

$$\nabla\times(\vec{L}\times\vec{r}) = 2\vec{L} \tag{277}$$

On pose $f(r) = 1/r^3$, donc :

$$\nabla f = -\frac{3\vec{r}}{r^5} \tag{278}$$

Qui donne :

$$\vec{\omega} = \frac{2G}{c^2}\left[\nabla\left(\frac{1}{r^3}\right)\times(\vec{L}\times\vec{r}) + \frac{1}{r^3}\,2\vec{L}\right] \tag{279}$$

On développe le produit triple :

$$\vec{a}\times(\vec{b}\times\vec{c}) = \vec{b}\,(\vec{a}\cdot\vec{c}) - \vec{c}\,(\vec{a}\cdot\vec{b}) \tag{280}$$

avec $\vec{a} = \nabla(1/r^3)$, $\vec{b} = \vec{L}$, $\vec{c} = \vec{r}$

$$\nabla\left(\frac{1}{r^3}\right)\times(\vec{L}\times\vec{r}) = \vec{L}\left(\nabla\left(\frac{1}{r^3}\right)\cdot\vec{r}\right) - \vec{r}\left(\nabla\left(\frac{1}{r^3}\right)\cdot\vec{L}\right) \tag{281}$$

Or

$$\nabla\left(\frac{1}{r^3}\right)\cdot\vec{r} = -\frac{3}{r^3} \tag{282}$$

et

$$\nabla\left(\frac{1}{r^3}\right)\cdot\vec{L} = -\frac{3(\vec{L}\cdot\vec{r})}{r^5} \tag{283}$$

Donc

$$\nabla\left(\frac{1}{r^3}\right) \times (\vec{L} \times \vec{r}) = -\frac{3\vec{L}}{r^3} + \frac{3\vec{r}(\vec{L} \cdot \vec{r})}{r^5} \tag{284}$$

Finalement, on obtient :

$$\boxed{\vec{\omega}(\vec{r}) = \frac{2G}{c^2}\left[\frac{3\vec{r}(\vec{L} \cdot \vec{r})}{r^5} - \frac{\vec{L}}{r^3}\right]} \tag{285}$$

C'est la vorticité lointaine produite par une source de moment cinétique $\vec{L}$.

7.5 Effet de traînage inertiel et résultats observables

Accélération transverse sur une particule. Une particule de vitesse relative $\vec{v}_{rel}$ par rapport au flux subit l'accélération transverse :

$$\vec{a}_{LT} = -\vec{v}_{rel} \times \vec{\omega} \tag{286}$$

avec $\vec{\omega}$ donné par (285).

Identification d'une vitesse angulaire locale du milieu. Dans un milieu en rotation uniforme de vitesse angulaire $\vec{\Omega}$, l'accélération de Coriolis s'écrit :

$$\vec{a}_{Cor} = -2\,\vec{v}_{rel} \times \vec{\Omega} \tag{287}$$

En comparant avec (286), on identifie une vitesse angulaire locale du milieu :

$$\boxed{\vec{\Omega}_{drag}(\vec{r}) = \frac{\vec{\omega}(\vec{r})}{2}} \tag{288}$$

donc

$$\boxed{\vec{\Omega}_{drag}(\vec{r}) = \frac{G}{c^2}\left[\frac{3\vec{r}(\vec{L} \cdot \vec{r})}{r^5} - \frac{\vec{L}}{r^3}\right]} \tag{289}$$

Précession d'un gyroscope. Un gyroscope transporté dans cette région subit une précession de son moment cinétique propre $\vec{S}$ selon :

$$\boxed{\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Omega}_{drag} \times \vec{S}} \tag{290}$$

Champ de traînage d'une sphère homogène en rotation. En injectant dans (285) ou (289), on obtient directement le champ de traînage lointain produit par une sphère tournante.

Pour une sphère homogène de masse M et de rayon R en rotation rigide de vitesse angulaire $\vec{\Omega}$, le moment cinétique total est :

$$\vec{L} = I\vec{\Omega} \tag{291}$$

avec

$$I = \frac{2}{5}MR^2 \tag{292}$$

donc

$$\boxed{\vec{L} = \frac{2}{5}MR^2\,\vec{\Omega}} \tag{293}$$

On part de l'expression générale de la vorticité lointaine :

$$\vec{\omega}(\vec{r}) = \frac{2G}{c^2}\left[\frac{3\vec{r}(\vec{L}\cdot\vec{r})}{r^5} - \frac{\vec{L}}{r^3}\right] \tag{294}$$

En remplaçant $\vec{L}$:

$$\vec{\omega}(\vec{r}) = \frac{4GMR^2}{5c^2}\left[\frac{3\vec{r}(\vec{\Omega}\cdot\vec{r})}{r^5} - \frac{\vec{\Omega}}{r^3}\right] \tag{295}$$

La vitesse angulaire locale du milieu vaut alors :

$$\boxed{\vec{\Omega}_{drag}(\vec{r}) = \frac{\vec{\omega}}{2} = \frac{2GMR^2}{5c^2}\left[\frac{3\vec{r}(\vec{\Omega}\cdot\vec{r})}{r^5} - \frac{\vec{\Omega}}{r^3}\right]} \tag{296}$$

Points essentiels.
— Le champ décroît comme $1/r^3$.
— Il est proportionnel au moment cinétique $\vec{L}$.
— Il est anisotrope et dépend de l'angle entre $\vec{r}$ et $\vec{\Omega}$.
Ces relations donnent le champ de traînage inertiel lointain produit par une sphère tournante.

7.6 Précession des trajectoires et des gyroscopes

Cette rotation locale du flux entraîne une précession lente des trajectoires et de l'axe des gyroscopes plongés dans le milieu, sans modification de l'énergie orbitale moyenne. La structure et l'amplitude de la précession ainsi obtenues sont identiques à celles prédites par la relativité générale dans le régime de champ faible et de rotation lente, et ont été vérifiées expérimentalement par Gravity Probe B avec une précision de l'ordre de 20 %.

Dans cette lecture, la précession n'est pas interprétée comme un effet géométrique de courbure de l'espace temps, mais comme une conséquence cinématique directe de la rotation réelle du milieu énergétique, qui impose localement des forces de type Coriolis aux structures en mouvement.

Conclusion. L'effet de Lense–Thirring est la signature directe d'un flux d'éther rotationnel selon la logique suivante :

— Une masse en rotation impose une vorticité du milieu.
— Une vorticité impose des forces de Coriolis réelles.
— Ces forces induisent des précessions mesurables.

Dans ce cadre, l'effet de Lense–Thirring est aussi inévitable que la force de Coriolis dans un fluide en rotation. Il découle directement des équations dynamiques de l'éther dès lors que l'on renonce à imposer artificiellement l'irrotationnalité du flux.

7.7 Champ magnétique associé à la vorticité de Lense–Thirring

L'effet de Lense–Thirring traduit l'existence d'une vorticité réelle du flux du milieu induite par le moment cinétique d'une masse en rotation. Dans le cadre du dictionnaire cinématique introduit précédemment, toute vorticité du flux se traduit par une contribution au champ magnétique. Il s'agit d'une conséquence directe des identifications posées, et non d'une simple analogie formelle.

Rappel du dictionnaire. On a introduit l'identification :

$$\vec{A} \equiv \frac{\rho_m}{\rho_e}\,\vec{v} + \vec{A}_0 \tag{297}$$

et la définition :

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \tag{298}$$

Il en résulte immédiatement :

$$\vec{B} = \frac{\rho_m}{\rho_e}\,\nabla \times \vec{v} \tag{299}$$

Autrement dit, le champ magnétique est proportionnel à la vorticité du flux.

Flux rotationnel de Lense–Thirring. Pour une source de moment cinétique total $\vec{L}$, le flux stationnaire lointain vaut :

$$\vec{v}_{\text{rot}}(\vec{r}) = \frac{2G}{c^2}\frac{\vec{L} \times \vec{r}}{r^3} \tag{300}$$

On calcule son rotationnel, déjà établi précédemment :

$$\nabla \times \vec{v}_{\text{rot}}(\vec{r}) = \frac{2G}{c^2 r^3} \left(3(\vec{L} \cdot \hat{r})\hat{r} - \vec{L} \right) \tag{301}$$

avec $\hat{r} = \vec{r}/r$.

Champ magnétique associé On en déduit directement :

$$\vec{B}_{\text{LT}}(\vec{r}) = \frac{\rho_m}{\rho_e} \frac{2G}{c^2 r^3} \left(3(\vec{L} \cdot \hat{r})\hat{r} - \vec{L} \right) \tag{302}$$

En substituant l'expression du moment cinétique donnée à l'équation (293), puis en identifiant ρ_m à μ_0, il vient finalement :

$$\boxed{\vec{B}_{\text{LT}}(\vec{r}) = \frac{4GMR^2\mu_0}{5\rho_e c^2 r^3} \left(3(\vec{\Omega} \cdot \hat{r})\hat{r} - \vec{\Omega} \right)} \tag{303}$$

Le champ possède donc exactement la structure d'un dipôle magnétique, décroissant comme $1/r^3$ et orienté par $\vec{\Omega}$.

Statut prédictif et rôle de ρ_e. La contribution obtenue possède la structure exacte d'un dipôle magnétique, entièrement déterminé géométriquement par $\vec{L}$. La seule inconnue contrôlant son amplitude est le paramètre ρ_e, introduit dans le dictionnaire électromagnétique comme constante de couplage. Il fixe l'intensité du couplage entre la vorticité gravitationnelle et la composante magnétique, ces deux manifestations étant interprétées comme des expressions distinctes d'une même réalité dynamique : la vorticité du flux d'éther.

Compatibilité avec Gravity Probe B. L'expérience Gravity Probe B a mesuré la précession inertielle liée à l'effet de Lense–Thirring sans mettre en évidence d'effet électromagnétique corrélé. Dans le cadre du modèle, cela impose que la valeur de ρ_e rende le champ magnétique associé extrêmement faible. Cette situation est cohérente avec la conception même de l'expérience. Gravity Probe B ne cherchait pas à mesurer un champ magnétique, mais à détecter une rotation du référentiel inertiel local par la précession de gyroscopes quasi parfaits.

Ainsi, l'absence de détection électromagnétique ne contredit pas la prédiction, mais contraint simplement l'échelle du paramètre ρ_e, qui demeure à déterminer expérimentalement.

8 L'expérience Gravity Probe A

8.1 Objectif et observable

Gravity Probe A (GP-A) est une expérience de comparaison d'horloges visant à tester le décalage gravitationnel de fréquence. Une horloge atomique embarquée à bord d'une fusée-sonde est comparée à une horloge de référence au sol via un lien micro-onde. L'observable pertinente est une combinaison de fréquences reçues/émises permettant d'extraire le terme gravitationnel $\Delta U/c^2$ tout en supprimant, autant que possible, les contributions cinématiques dominantes (effet Doppler du premier ordre).

8.2 Trajectoire et géométrie

La fusée-sonde suit une trajectoire essentiellement radiale : une phase montante (éloignement du centre terrestre), un passage au voisinage de l'apogée, puis une phase descendante (retour vers la Terre). La vitesse radiale $v_s(t) = \dot{r}(t)$ change de signe entre montée et descente, tandis que l'altitude $r(t)$ peut prendre des valeurs identiques à deux instants distincts (un sur la branche montante, un sur la branche descendante).

8.3 Lien radio et suppression du Doppler d'ordre 1

Le signal de comparaison est établi par un schéma bi-directionnel (uplink sol→sonde et downlink sonde→sol) dans lequel les fréquences sont combinées (ou bien via un transpondeur cohérent, ou via une combinaison numérique des données) de sorte que le Doppler d'ordre 1, proportionnel à v_s/c, soit annulé à l'ordre dominant. La mesure finale est ainsi sensible principalement à :

— le redshift gravitationnel (différence de potentiel) ;
— le Doppler du second ordre ($\propto v_s^2/c^2$) et autres corrections relativistes et instrumentales ;
— les effets de propagation (délais, atmosphère/ionosphère), traités comme corrections.

8.4 Points de battement nul

Pour certains instants le long de la trajectoire, la combinaison des effets (principalement gravitationnel et cinématique du second ordre) peut conduire à un battement nul : la différence de fréquence mesurée entre l'horloge embarquée et l'horloge au sol s'annule temporairement. Ces points zero-beat constituent une vérification qualitative de la cohérence du modèle complet employé pour interpréter les mesures.

8.5 Cadre d'analyse en termes de flux d'éther énergétique

On modélise le champ gravitationnel terrestre comme un flux radial convergent du milieu énergétique, caractérisé par une vitesse locale :

$$v_e(r) = \sqrt{\frac{2GM}{r}} \tag{304}$$

On considère une sonde de vitesse radiale (signée) $v_s(t) = \dot{r}(t)$, avec $|v_s| \ll c$ et $v_e \ll c$.

On note ν_0 la fréquence propre de l'horloge embarquée et ν_g la fréquence propre de l'horloge au sol.

Dans le cadre du modèle d'éther énergétique, la propagation anisotrope au sein d'un référentiel contraint s'exprime sous la forme suivante :

$$c_\uparrow(r) = c - v_e(r) \qquad \text{(uplink, propagation vers l'extérieur)} \tag{305}$$

$$c_\downarrow(r) = c + v_e(r) \qquad \text{(downlink, propagation vers l'intérieur)} \tag{306}$$

où $v_e(r)$ est pris positif en norme (flux entrant) et où le signe est porté par la direction de propagation.

8.6 Rythme des horloges et potentiel énergétique

Le ralentissement gravitationnel des horloges est directement lié à la vitesse du flux énergétique local. Le rythme propre d'une horloge située au rayon r est modifié selon :

$$\frac{d\tau}{dt}(r) \simeq 1 - \frac{v_e(r)^2}{2c^2} \tag{307}$$

à l'ordre dominant en $1/c^2$.

Ainsi, en négligeant les termes d'ordre supérieur, la différence de fréquence propre entre l'horloge au sol, située en r_g, et celle embarquée, située en r_s, s'écrit alors :

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)_{\text{grav}} \simeq -\frac{1}{2c^2}\Big(v_e(r_s)^2 - v_e(r_g)^2\Big) = -\frac{\Delta U}{c^2} \tag{308}$$

ce qui coïncide, au premier ordre, avec l'expression standard du redshift gravitationnel. Dans cette lecture, le potentiel gravitationnel est simplement une mesure intégrée de l'état énergétique du flux d'éther.

8.7 Doppler 1-voie avec vitesse de propagation c_{prop}

On considère une onde monochromatique émise à fréquence ν_{em} et reçue à fréquence ν_{rec}. À l'ordre linéaire en v_s/c (et en supposant un lien radial), le Doppler 1-voie s'écrit schématiquement :

$$\frac{\nu_{\text{rec}}}{\nu_{\text{em}}} \simeq 1 - \frac{v_s}{c_{\text{prop}}} \tag{309}$$

où c_{prop} est la vitesse de propagation pertinente le long du trajet. Dans le postulat $c \pm v_e$, on obtient alors :

$$\text{uplink :} \qquad \frac{\nu_s^{(\text{up})}}{\nu_g} \simeq 1 - \frac{v_s}{c_\uparrow} = 1 - \frac{v_s}{c - v_e} \tag{310}$$

$$\text{downlink :} \qquad \frac{\nu_g^{(\text{down})}}{\nu_s} \simeq 1 - \frac{v_s}{c_\downarrow} = 1 - \frac{v_s}{c + v_e} \tag{311}$$

8.8 Développement à l'ordre $1/c^2$: apparition d'un terme croisé $v_s v_e/c^2$

En développant :

$$\frac{1}{c \mp v_e} \simeq \frac{1}{c}\left(1 \pm \frac{v_e}{c}\right) \tag{312}$$

on obtient les rapports 1-voie à l'ordre $1/c^2$:

$$\text{uplink :} \qquad \frac{\nu_s^{(\text{up})}}{\nu_g} \simeq 1 - \frac{v_s}{c} - \frac{v_s v_e}{c^2} \tag{313}$$

$$\text{downlink :} \qquad \frac{\nu_g^{(\text{down})}}{\nu_s} \simeq 1 - \frac{v_s}{c} + \frac{v_s v_e}{c^2} \tag{314}$$

On observe deux propriétés distinctes :

— le terme linéaire $-v_s/c$ a la même structure dans les deux rapports,
— le terme croisé $\pm v_s v_e/c^2$ change de signe entre montée et descente.

Le terme croisé est donc antisymétrique par rapport au sens de propagation.

8.9 Observable 2-voies et combinaison Doppler-cancel

L'expérience GP-A utilise une combinaison bidirectionnelle construite pour supprimer le Doppler d'ordre 1 lié à la vitesse radiale de la sonde.

On modélise cette combinaison par l'observable :

$$\mathcal{O} = \frac{\nu_s^{(\text{up})}}{\nu_g} - \frac{\nu_g^{(\text{down})}}{\nu_s} \tag{315}$$

En injectant (313) et (314), on obtient :

$$\mathcal{O} = \left(1 - \frac{v_s}{c} - \frac{v_s v_e}{c^2}\right) - \left(1 - \frac{v_s}{c} + \frac{v_s v_e}{c^2}\right) \tag{316}$$

$$= -\frac{2 v_s v_e}{c^2}. \tag{317}$$

On constate donc que :

— le terme linéaire en v_s/c s'annule,
— le terme croisé ne s'annule pas,
— il est au contraire doublé.

L'annulation du Doppler d'ordre 1 ne garantit donc pas l'élimination des contributions croisées.

8.10 Structure effective du signal mesuré

Dans le schéma expérimental réel, la combinaison numérique est choisie pour supprimer explicitement le terme en v_s/c.

Après cette suppression, le signal mesuré prend la structure générale :

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)_{\text{mes}} \simeq -\frac{\Delta U}{c^2} + \mathcal{O}\left(\frac{v_s^2}{c^2}\right) + \mathcal{O}\left(\frac{v_s v_e}{c^2}\right) + \cdots . \tag{318}$$

Les termes pairs en v_s subsistent, tandis que les contributions strictement impaires en v_s sont supprimées par construction.

8.11 Sensibilité à une asymétrie montée/descente

La relation cinématique $v_{\text{rel}} = v_s \pm v_e$ introduit effectivement une dissymétrie entre montée et descente dans les rapports 1-voie.

Cependant, l'observable bidirectionnelle élimine précisément les contributions linéaires en v_s, qui sont celles directement associées au changement de sens radial.

Il en résulte que l'expérience est essentiellement sensible :

- au redshift gravitationnel $-\Delta U/c^2$
- aux corrections d'ordre $1/c^2$ paires
- et éventuellement à des termes croisés résiduels dépendant du schéma exact de combinaison

L'expérience ne mesure donc pas directement une asymétrie directionnelle pure liée au sens de propagation, mais une grandeur symétrisée.

Conclusion opérationnelle. La conception de Gravity Probe A vise à isoler le redshift gravitationnel en supprimant explicitement le Doppler d'ordre 1 lié à la vitesse radiale de la sonde. L'observable construite est donc, par principe, insensible aux contributions antisymétriques en v_s associées au changement de sens de propagation.

Le signal final est dominé par le terme de redshift gravitationnel $-\Delta U/c^2$, qui traduit la différence d'état énergétique du milieu entre le sol et l'altitude de la sonde, ainsi que par des corrections du second ordre en $1/c^2$. À ce titre, GP-A constitue une validation expérimentale précise de la loi du décalage gravitationnel de fréquence au premier ordre.

Cette architecture expérimentale atténue fortement la sensibilité aux contributions strictement directionnelles qui pourraient résulter d'une propagation anisotrope.

Dans un cadre interprétatif faisant intervenir un flux d'éther, GP-A ne fournit donc ni preuve directe ni réfutation explicite d'une éventuelle anisotropie de propagation. Mettre en évidence une telle anisotropie exigerait une observable conservant les termes impairs en v_s ou une mesure unidirectionnelle non symétrisée.

9 Prédictions et questions ouvertes

9.1 Panorama des prédictions du modèle à éther énergétique

Le cadre développé dans ces notes ne constitue pas seulement une reformulation interprétative de résultats connus. Il propose une structure dynamique cohérente à partir de laquelle émergent des conséquences testables. Certaines reproduisent des résultats déjà validés expérimentalement, d'autres apparaissent comme des implications naturelles du modèle, et enfin quelques pistes restent spéculatives mais physiquement motivées.

On peut organiser ces prédictions selon trois niveaux : reconstruction des phénomènes établis, conséquences implicites du formalisme, et prolongements cosmologiques encore ouverts.

9.1.1 Prédictions reconstruites et compatibles avec l'expérience

Un premier ensemble concerne des phénomènes déjà mesurés avec précision et que le modèle retrouve sans recourir à une géométrisation fondamentale de l'espace-temps.

— **Dilatation temporelle cinématique.**

Le ralentissement des horloges en mouvement résulte de l'augmentation de l'inertie énergétique des configurations électromagnétiques lorsque leur vitesse relative au flux du milieu croît. Le facteur relativiste apparaît comme une conséquence dynamique de la redistribution anisotrope de l'énergie du champ :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

Il ne traduit pas une transformation géométrique du temps mais une modification énergétique interne des systèmes matériels.

— **Dilatation temporelle gravitationnelle.**

Le ralentissement des horloges en champ gravitationnel provient du fait que les structures matérielles contraintes sont traversées par un flux énergétique convergent de vitesse

$$v_{\text{ether}}(r) = \sqrt{\frac{2GM}{r}}$$

Au premier ordre en $1/c^2$, on retrouve exactement le redshift gravitationnel mesuré expérimentalement, ainsi que les corrections nécessaires au fonctionnement du GPS.

— **Déviation de la lumière et lentille gravitationnelle.**

La déviation angulaire d'un rayon lumineux passant à proximité d'une masse

$$\alpha = \frac{4GM}{Rc^2}$$

est reconstruite comme un effet de propagation dans un milieu énergétique dont les propriétés effectives sont modulées par la dynamique du flux gravitationnel.

— **Retard de Shapiro.**

Le retard supplémentaire accumulé par un signal lumineux frôlant une masse s'interprète comme une conséquence directe de la non-comobilité entre l'onde et le flux énergétique local.

— **Effet de Lense–Thirring.**

La précession orbitale et la dérive des gyroscopes sont interprétées comme la manifestation d'une vorticité réelle du flux énergétique induite par le moment cinétique de la source.

Ces reconstructions montrent que, dans le régime de champ faible, le modèle est compatible avec l'ensemble des tests classiques attribués à la relativité générale.

Différence structurante avec la relativité. La divergence principale avec l'approche relativiste standard n'est pas d'abord dans les formules retrouvées en champ faible, mais dans le statut ontologique du référentiel. La relativité repose sur l'absence de référentiel privilégié et sur une description géométrique où les effets inertiels et gravitationnels sont codés dans la métrique. Ici, au contraire, les phénomènes sont décrits comme l'expression d'un *milieu énergétique réel* et d'un *flux* associé.

Il existe alors un référentiel privilégié au sens opératoire : le référentiel local comobile avec le milieu énergétique, dans lequel la propagation des perturbations est isotrope et où les lois de propagation prennent leur forme la plus simple. Les observateurs contraints, par exemple au voisinage d'une planète, ne sont pas comobiles avec ce milieu. Ils sont traversés par un flux énergétique gravitationnel, et c'est cette non comobilité qui engendre les effets mesurés, dilatation temporelle, décalage gravitationnel, retard de Shapiro, déviation optique et effets de traînage.

Dans cette lecture, la gravitation n'est donc pas une courbure postulée de l'espace temps, mais un état dynamique du milieu caractérisé par une vitesse de flux $v_{\text{ether}}(r)$ qui structure localement les rythmes physiques et les conditions de propagation. Le rôle du référentiel privilégié n'est pas de rétablir un absolu cinématique naïf, mais de fournir la variable physique manquante, l'état de mouvement du milieu lui même, sans laquelle les effets apparaissent seulement sous forme géométrisée.

9.1.2 Conséquences implicites du modèle

Certaines implications découlent directement de la dynamique du milieu énergétique, même si elles ne sont pas toujours mises en avant dans les formulations standard.

— **Anisotropie conditionnelle de la propagation.**

La vitesse c est isotrope uniquement dans le référentiel local comobile avec le milieu énergétique. Dans un référentiel contraint non comobile, une anisotropie directionnelle existe en principe, mais elle est masquée par l'ajustement cohérent des horloges et des longueurs locales.

— **Unification dynamique de l'inertie et de la gravitation.**

L'inertie et la gravitation apparaissent comme deux régimes d'interaction entre la matière et le même milieu énergétique. Toute variation rapide du flux local devrait produire des effets inertiels mesurables.

— **Champ magnétique gravitationnel associé à la vorticité.**

La composante rotationnelle du flux implique l'existence d'un champ magnétique gravitationnel extrêmement faible, conséquence nécessaire de la structure dynamique du modèle.

Ces signatures définissent des axes expérimentaux futurs plutôt que des contradictions actuelles.

9.1.3 Pistes spéculatives et implications cosmologiques

Dans une perspective plus large, si l'éther est conçu comme un milieu énergétique continu à l'échelle cosmique, son évolution globale devient une question centrale.

— **Évolution temporelle de la densité énergétique cosmique.**

  La formation des structures gravitationnellement liées pourrait correspondre à une concentration progressive de l'énergie du milieu dans ces régions, laissant les zones intergalactiques dans un état énergétique plus faible au cours du temps cosmique.

— **Redshift cosmologique comme effet de propagation cumulative.**

  Le décalage spectral des galaxies lointaines pourrait être interprété comme l'effet cumulatif d'une propagation dans un milieu dont les propriétés évoluent lentement avec le temps, plutôt que comme un étirement métrique pris comme hypothèse première.

— **Interprétation énergétique du paramètre H_0.**

  Dans cette lecture, la constante de Hubble pourrait représenter un taux global d'évolution du milieu énergétique, caractérisant la variation moyenne de ses propriétés rencontrées par une onde lumineuse au cours de sa propagation.

— **Tension de Hubble et non-uniformité énergétique.**

  Une évolution non homogène du milieu énergétique, modulée par la formation des grandes structures, pourrait conduire à des valeurs effectives différentes de H_0 selon l'époque et l'environnement observés.

— **Structures précoces et efficacité énergétique accrue.**

  Un milieu initialement plus dense et plus fortement couplé à la matière pourrait rendre plus rapides certains processus de structuration dans l'Univers jeune.

Ces pistes ne constituent pas des conclusions établies, mais des directions de recherche découlant naturellement du cadre proposé.

9.2 Questions ouvertes

Plusieurs points fondamentaux restent à éclaircir.

— Le statut microscopique du milieu énergétique : s'agit-il d'une structure fondamentale ou d'un régime effectif émergent d'une théorie plus profonde.

— La nature exacte des constantes de couplage reliant les secteurs électromagnétique et gravitationnel.

— La possibilité d'une signature expérimentale directe d'une anisotropie de propagation dans des configurations non symétrisées.

— Le comportement du milieu dans les régimes extrêmes, notamment à proximité des horizons où v_{ether} approche c.

9.3 Ouverture

Le modèle à éther énergétique proposé ici ne cherche pas à invalider les prédictions numériques de la relativité dans son domaine de validité, mais à en proposer une lecture dynamique alternative fondée sur un milieu continu porteur d'énergie.

Sa cohérence interne, sa capacité à reconstruire les tests classiques et la structure unifiée qu'il suggère entre inertie, électromagnétisme et gravitation en font un cadre conceptuel à explorer plus avant.

La question centrale n'est peut-être pas de savoir si l'espace est géométrique ou si un milieu existe, mais de déterminer quelle description révèle la structure dynamique la plus profonde des interactions.

Le présent travail constitue une étape exploratoire dans cette direction.