

Une gravité modifiée à seuil abrupt : prédictions falsifiables sur les binaires larges avec Gaia

Luc Côté

Chercheur indépendant, Québec, Canada

Dépôt Zenodo, DOI 10.5281/zenodo.22801278 — Le protocole de test de forme joint a été déposé avant exécution le 14 septembre 2026 sous 10.5281/zenodo.22715013.

Résumé. La phénoménologie de la gravité modifiée en régime de faible accélération est d'ordinaire décrite par des fonctions d'interpolation introduites à la main, et repose sur des équations de champ dont la non-linéarité ne laisse résoudre le problème à deux corps que numériquement. Nous partons d'une construction qui n'a ni l'un ni l'autre. Nous montrons qu'une fonction de transition découle plutôt de l'équilibre statique d'une interface de tension, $\sigma \cdot \text{Tr}(\mathbf{K}) = \rho E$, une fois posés cinq énoncés de structure que cette Lettre déclare sans les dériver, et dont elle tire les conséquences observables. Aucun paramètre n'est ajusté sur les données de binaires ; les entrées sont la densité d'énergie du vide, la constante de Newton et la pente baryonique locale, toutes trois mesurées ailleurs. La forme obtenue diffère qualitativement des interpolations usuelles : elle prédit un seuil abrupt au front, à une séparation $r_t = \sqrt{A}$, une transition deux fois plus raide que les interpolations usuelles dans la zone de la marche, et un plateau dont la hauteur est fixée par le champ baryonique local plutôt que d'être universelle. La seule entrée dimensionnelle, la tension d'interface, est fixée par la densité d'énergie du vide cosmologique et la constante de Newton, de sorte qu'aucune échelle d'accélération n'est ajustée. Passé par une chaîne de projection appliquée identiquement à tous les modèles, le cadre se sépare des interpolations de type MOND de 0,31 à 0,37 en rapport dynamique dans la fenêtre 4–10 kUA, une zone accessible aux échantillons profonds actuels. Cette forme n'a encore été injectée dans aucune chaîne d'inférence publiée : la comparaison présentée ici est de modèle à modèle. Nous fournissons les courbes discriminantes, délimitons où la prédiction peut être réfutée, et confrontons explicitement cette prédiction aux trois analyses publiées qui couvrent la même fenêtre — dont deux la contredisent. Nous n'arbitrons pas la controverse observationnelle en cours.

Contexte. Depuis 2023, plusieurs analyses des binaires larges de Gaia rapportent, aux grandes séparations, un excès de vitesse relative par rapport à la prédiction newtonienne, dans le régime où l'accélération interne tombe sous $\sim 10^{-10} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$: certains groupes y voient le signe d'une déviation à la gravité standard [3,4,7,8], d'autres concluent à la compatibilité newtonienne [6,10]. La question reste ouverte et débattue. Nous n'entrons pas dans cet arbitrage : nous dérivons, depuis un cadre théorique indépendant, une fonction de transition dont la forme se distingue à la fois de Newton et des interpolations de type MOND, et dont les signatures sont confrontables aux mêmes données.

1. Le fondement : une interface de tension entre trois champs

L'objet fondamental de ce cadre est une interface Σ — une hypersurface de codimension 1 — porteuse d'une tension σ . La modification en régime de faible accélération ne provient pas d'un ajout à la loi de gravitation, mais de l'équilibre statique de cette interface.

L'action et son équilibre. L'action d'une interface combinant tension, couplage à la densité d'énergie et rigidité de courbure s'écrit

où dA est l'élément d'aire induite sur Σ , dV l'élément de volume du domaine enclos Ω , $H = \text{Tr}(\mathbf{K})$ la courbure moyenne (trace de la courbure extrinsèque $\mathbf{K}$), et (σ, p, κ, H_0) les couplages. La stationnarité $\delta S = 0$ pour toute variation de l'interface impose l'équation de forme — la loi de Young-Laplace généralisée, $\sigma \cdot \text{Tr}(\mathbf{K}) = -p$. La « pression » conjuguée étant ici la densité d'énergie ρ_E que l'interface sépare, on obtient la forme statique exacte

L'équilibre n'est donc pas postulé : il est la condition de minimalité de l'action, sa première variation. La forme écrite ici est celle du régime de grande longueur d'onde, où le terme de rigidité est négligeable : la variation complète de l'action produit une équation de forme de type Helfrich, dont la contribution en κ est d'ordre $\kappa/(3\sigma L^2)$ relativement au terme de tension, L étant l'échelle de courbure pertinente. Le coefficient 3 provient de la contribution des trois champs à la

tension effective, telle qu'elle apparaît dans la forme linéarisée ci-dessous : à l'échelle L , $\nabla^2 u \sim u/L^2$ et $\nabla^4 u \sim u/L^4$, de sorte que le rapport du terme de rigidité au terme de tension vaut $\kappa \nabla^4 u / 3\sigma \nabla^2 u \sim \kappa / (3\sigma L^2)$. La forme employée suppose ainsi $\kappa / (3\sigma L^2) \ll 1$, condition vérifiée aux séparations traitées ici ; la forme linéarisée, elle, retient le terme, qui y apparaît en $\kappa \nabla^4 u$. C'est cette condition, et non l'annulation de κ , qui autorise la forme ci-dessus. Il possède une forme dynamique complète, linéaire dans le déplacement u ,

dont la linéarité est ce qui autorise, plus bas, la composition multiplicative des cadences à plusieurs corps.

Régime de validité. La présente construction s'inscrit en régime statique et de champ faible. Dans ce régime, la cadence exponentielle portée par la matière s'identifie à la composante temporelle de la métrique, $g_{00} = e^{2\Phi/c^2}$, et la Lettre se restreint à la dynamique des systèmes liés en basse accélération. Le traitement de la propagation lumineuse — déflexion, lentilles — met en jeu la réponse de l'interface à un ordre supérieur et relève d'un travail séparé ; il sort du périmètre de cette Lettre.

Pourquoi trois champs. L'interface sépare trois champs. Les champs ne sont pas portés par les dimensions : ils sont ce que l'interface sépare, et leur nombre se lit sur la contrainte de stabilité qui fixe la tridimensionnalité de l'espace (Ehrenfest [1], Tangherlini [2]) ; l'argument complet relève du cadre [17]. Le facteur 3 de l'équation de champ en découle. Le dénombrement qui fixe la fraction de présence $f = 1/16$ (Supplément) porte sur autre chose — les directions par lesquelles une excitation quitte l'interface, au nombre de quatre : les trois de l'interface elle-même et sa normale. Les deux comptages sont indépendants : l'un porte sur ce que l'interface sépare, l'autre sur les issues qu'elle offre.

Ce que la construction pose. Cinq énoncés sont posés en amont de ce qui suit, et le cadre complet [17] les établit : la linéarité de l'équation de champ dans le déplacement u ; la cadence exponentielle e^{2ku} portée par ce déplacement ; le dénombrement des canaux par lesquels une excitation quitte l'interface, qui fixe la fraction de présence ; le coefficient $4/3$ du terme d'interférence, dont les deux facteurs se lisent sur l'équation de forme en géométrie sphérique (Supplément) ; et la relation entre la tension σ , la densité d'énergie du vide et la constante de Newton, qui fixe l'échelle. La présente Lettre n'établit aucun de ces cinq points : elle en prend les conséquences observables et les rend confrontables.

1.5 Ce que la construction fixe avant tout chiffre

Quatre propriétés de structure tiennent indépendamment des prédictions numériques ci-dessous, et se vérifient en lisant les équations plutôt qu'en mesurant quoi que ce soit.

La composition à plusieurs corps est exacte. L'équation de champ est linéaire dans le déplacement u , donc les déplacements de plusieurs sources s'additionnent : $u_1 + u_2$. Les cadences, exponentielles dans ce déplacement, se multiplient donc — $e^{2k(u_1+u_2)} = e^{2ku_1} \cdot e^{2ku_2}$. La composition est exacte et ne comporte aucun paramètre d'effet de champ externe. Cela compte quantitativement : dans les théories dont l'équation de champ est non linéaire, le traitement effectif à un corps universellement employé pour les binaires larges surestime l'accélération relative de jusqu'à 28 % pour des masses égales [16], correction qui exige une solution numérique à trois dimensions. Ici, le problème que cette correction résout ne se pose pas. La non-linéarité n'est pas absente — elle réside dans l'habillage de la géométrie, puisque multiplier des cadences n'est pas les additionner — mais elle est absente de l'équation de champ, ce qui rend la composition à deux corps exacte.

Une échelle héritée, non ajustée. La seule entrée dimensionnelle, la tension d'interface σ , découle par inversion de deux quantités mesurées entièrement hors de ce régime : la densité d'énergie du vide $\rho\Lambda$ et la constante de Newton G . Aucune échelle d'accélération n'est ajustée sur la dynamique qu'elle sert ensuite à prédire.

Une forme sans latitude. La fonction de transition n'admet aucun choix de forme d'interpolation : le coefficient $4/3$, la fraction de présence et le 2π sont chacun fixés par la construction. Là où une famille de fonctions d'interpolation laisse le rapport prédit ajustable, il ne l'est pas ici. Les prédictions ci-dessous sont donc réfutables sans arbitrage préalable sur le membre de la famille à tester.

Un seuil propre à chaque système. Le seuil croît comme $\sqrt{M}$ et le plateau est fixé par le champ baryonique à l'emplacement du couple : deux paires de masses différentes au même endroit n'ont pas le même seuil, et deux paires

identiques à des rayons galactocentriques différents n'ont pas le même plateau. Le renforcement est donc une propriété de chaque couple, portée par sa masse et par son environnement. Le même champ galactique local qui, comparé à une valeur asymptotique universelle, laisse la cible indéterminée, fournit ici une entrée mesurée qui borne la prédiction système par système.

2. La fonction de transition dérivée

Le rapport dynamique découle de l'équilibre $\sigma \cdot \text{Tr}(K) = \rho E$ sans hypothèse d'ajustement. La variable de contrôle est la pente newtonienne $x = |\nabla u|$, sans dimension, rapportée à l'accélération de front : $x = gN/(c^2k)$ avec $c^2k = 12\pi G\sigma/c^2$, de sorte que le seuil vaut l'unité au front. C'est la même normalisation que celle du secteur galactique, où elle donne $a_0 = (5/48) \cdot c^2k = 1,203 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$ et une vitesse de plateau de 200 km/s pour $10^{11} M_\odot$: une seule équation, une seule unité, des étoiles aux galaxies. Sous le seuil, l'interférence d'intermittence donne

où $f = 1/16$ est la fraction de présence, une propriété de structure : une excitation sort de l'interface par un demi-tour et dispose pour cela de quatre directions — les trois de l'interface et sa normale —, chacune divisant la présence par deux. Au-dessus du seuil, la coordonnée de traversée devient évanescence : la présence de chaque direction remonte alors selon $f_1(x) = 1 - \frac{1}{2} \cdot e^{-(2\pi\sqrt{x-1})}$, la présence totale restant leur produit $f = f_1^4$. Le rapport est donc rabattu par la seule variation de f dans la forme unifiée ci-dessus, et par rien d'autre :

$$f_1(x) = 1 - \frac{1}{2} \cdot e^{-(2\pi\sqrt{x-1})}, \quad f = f_1^4,$$

dont le facteur 2π est la période de la coordonnée de traversée — un angle qui se referme sur un tour. Aucun de ces nombres n'est ajusté : le coefficient 0,323 est $(4/3) \cdot \sqrt{f(1-f)}$ évalué à $f = (1/2)^4 = 1/16$; le cadre enregistre un comptage alternatif, $f = 1/18$, qui donnerait 0,305 — les prédictions ci-dessous emploient le premier, et l'écart de 5,7 % sur le coefficient est inférieur à celui qui sépare cette construction des interpolations usuelles ; le seuil $\sqrt{A}$ est le front, rayon où l'accélération newtonienne de la source atteint $12\pi G\sigma/c^2$; le 2π sort de l'équation de phase du mode de traversée. La fonction de transition n'est donc pas propre aux binaires : elle est une instance d'une structure d'intermittence, dont les autres occurrences relèvent du cadre complet et sortent du périmètre de cette Lettre.

La même équation de champ étant linéaire dans le déplacement, les déplacements de plusieurs sources s'additionnent, et les cadences (exponentielles dans le déplacement) se multiplient : $e^{(2k(u_1+u_2))} = e^{(2ku_1)} \cdot e^{(2ku_2)}$. Cette règle de superposition, exacte, fixe l'effet d'un champ local sans aucun paramètre.

La tension et son origine. Toutes les prédictions numériques ci-dessous passent par la tension d'interface σ . Celle-ci n'est pas un paramètre libre ni ajusté sur les binaires : elle est fixée par inversion de deux quantités mesurées indépendamment, la densité d'énergie du vide $\rho_\Lambda \approx 5,3 \times 10^{-10} \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ et la constante de Newton G ,

Aucune échelle d'accélération n'entre dans cette détermination ; la courbure de fermeture $k = \rho_\Lambda/\sigma$ en est une grandeur dérivée. L'accélération newtonienne au front, $12\pi G\sigma/c^2 = c^2k$, fixe l'unité de x ; celle du rayon de croisement, moitié moindre, s'écrit $6\pi G\sigma/c^2 = \sqrt{(3\pi G\rho_\Lambda)}$ — une identité algébrique une fois σ défini par G et ρ_Λ . Son voisinage avec l'échelle où les analyses situent le début de l'anomalie relève de la coïncidence $a_0 \sim \sqrt{(G\rho_\Lambda)}$ déjà connue, et la section 5 précise ce que le cadre y ajoute.

Cette relation sert ici uniquement à fixer la valeur de σ à partir de deux constantes mesurées : c'est une paramétrisation, non une revendication. L'interprétation physique du lien entre G et ρ_Λ appartient au cadre complet et sort du périmètre de cette Lettre. Aucune échelle d'accélération n'entre dans la détermination de σ , et aucune quantité n'est ajustée sur les données de binaires.

En conséquence, la formulation exacte de la propriété d'économie du modèle est la suivante : la fonction de transition comporte quatre équations et aucun paramètre ajusté sur les données de binaires larges — la seule échelle dimensionnelle, σ , étant héritée du secteur cosmologique. La comparaison des sections suivantes avec Gaia est donc un test, non un ajustement.

3. Trois signatures, et la figure centrale

La figure ci-dessous compare, pour une masse totale de $1,5 M_{\odot}$, le rapport $\gamma = g_{\text{obs}}/g_N$ prédit par le cadre et par la théorie MOND avec effet de champ externe (fonction d'interpolation simple, champ externe $g_{\text{ext}} = 1,8 a_0$), tous deux passés par la même machinerie de projection (séparations et vitesses projetées, distribution d'excentricités thermique, phases orbitales), afin d'être comparés à armes égales dans le plan des observables. À titre de repère, les prédictions AQUAL publiées pour les binaires larges donnent un plateau $\gamma \approx 1,35\text{--}1,40$. La gravité newtonienne (pointillés) sert de référence.

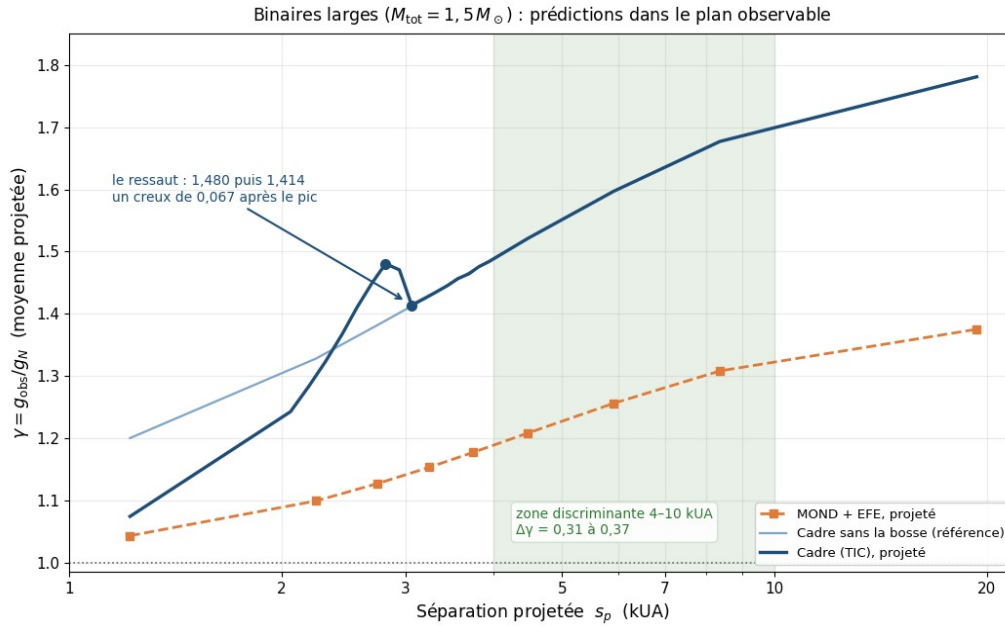


Figure 1. Prédications dans le plan des observables (moyennes projetées sur excentricités et phases). Sous ~ 3 kUA, la projection rend les deux modèles indiscernables ; entre 2 et 5 kUA le cadre monte deux fois plus vite, et entre 4 et 10 kUA l'écart avec MOND vaut 0,31 à 0,37 en rapport dynamique, dans une zone accessible à Gaia DR3. Le maximum d'interférence laisse, après projection, un épaulement à 3–4 kUA : c'est l'écart ombré entre la courbe du cadre et le trait fin, qui donne la même prédiction sans la bosse. Aucune interpolation monotone de type MOND ne peut produire un tel épaulement.

Les trois signatures découlent de la construction ; la hauteur du plateau γ fait en outre entrer une quantité mesurée, la pente baryonique locale.

(1) La marche. Deux rayons distincts interviennent ici et ne doivent pas être confondus. Le seuil est le front : le lieu où l'accélération newtonienne atteint l'accélération de front universelle $12\pi G\sigma/c^2 = c^2k$. Il tombe à $r_t = \sqrt{A}$, vaut $0,322 \cdot r_{\text{MOND}}$, et croît comme $\sqrt{M}$ — 1 603 UA à $0,5 M_{\odot}$, 2 776 à $1,5$, 3 583 à $2,5$. C'est là que la transition s'opère. Le rayon de croisement $\sqrt{(2A)}$, où l'accélération vaut la moitié de celle du front, est un autre lieu et ne marque pas le basculement. La composition avec le champ de fond déplace ensuite le franchissement observable vers l'intérieur, la pente de fond s'ajoutant à celle de la source. Le scaling en $\sqrt{M}$ est commun à la théorie MOND et ne discrimine donc pas à lui seul ; ce sont le coefficient 0,322 — qui place la marche du cadre bien en deçà du rayon MOND — et le caractère abrupt de la transition qui distinguent les deux prédictions. Trier les binaires par masse et mesurer la position de leur transition constitue de ce fait un test à part entière.

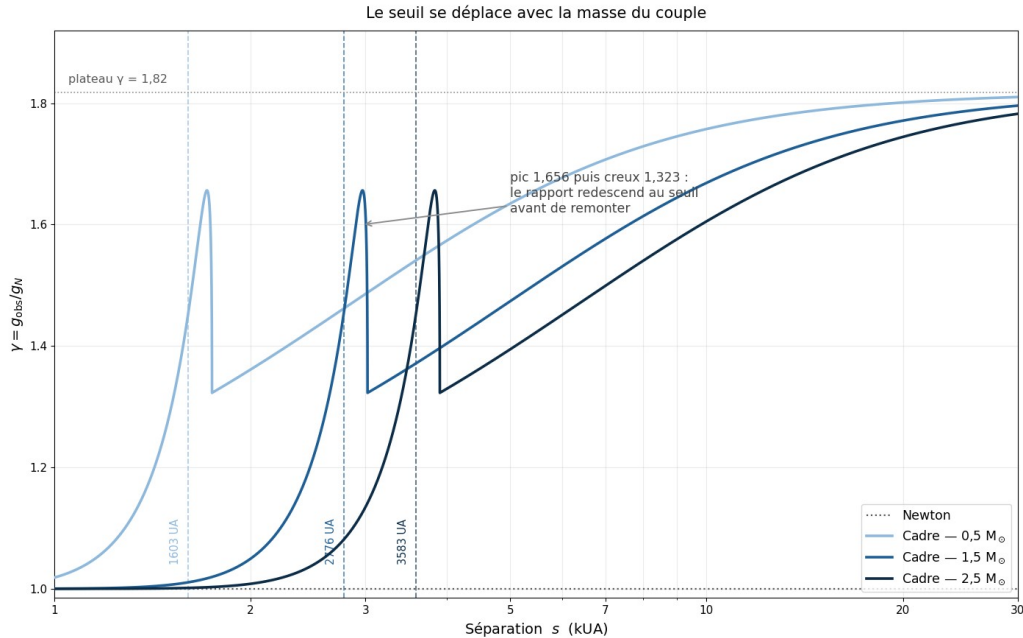


Figure 2. Le franchissement se déplace avec la masse totale du couple et avec le champ de fond. Les tirets marquent le seuil au front, $rt = \sqrt{A} \propto \sqrt{M}$, où l'accélération newtonienne atteint $12\pi G\sigma/c^2$. Trier les binaires par masse et mesurer la position de leur transition constitue un test à part entière, indépendant de la hauteur du plateau.

(2) La raideur. Dans le plan physique, la dynamique reste newtonienne sous le seuil puis monte abruptement ; la projection sur les observables adoucit cette marche, mais la montée reste nettement plus raide que celle des interpolations usuelles, et c'est dans la zone de la marche qu'il faut la mesurer. Entre 2 et 5 kUA projetés, le rapport du cadre passe de 1,30 à 1,52, contre 1,10 à 1,21 pour la théorie MOND : une montée deux fois plus raide dans cette fenêtre (tableau 1) — il s'agit du rapport des pentes entre 2 et 5 kUA, non d'une propriété intrinsèque de la loi. Au-delà, la marche est franchie et c'est l'écart qui subsiste — entre 4 et 10 kUA il vaut 0,31 à 0,37, dans le sens où le cadre est plus haut.

(3) Le plateau. Le cadre atteint son plateau asymptotique, $\gamma \approx 1,80\text{--}1,90$ selon la pente baryonique locale, la projection n'en lisant que 1,78 à 25 kUA ; il y parvient dès environ 7 kUA, tandis que MOND continue de croître au-delà de 20 kUA sans l'atteindre. La hauteur de ce plateau ne vient pas du cadre mais d'une entrée mesurable et locale : la valeur de la pente baryonique g_{bar} à l'emplacement du couple. Le cadre prédit donc que le plateau n'est pas universel — il s'élève là où le champ baryonique de fond est plus faible. Sur l'échantillon actuel, cette entrée est quasi uniforme et le plateau constant ; sa variation avec l'environnement local est une prédiction testable, distincte de la hauteur elle-même.

Hypothèses du lissage. Les valeurs projetées ci-dessus résultent d'un tirage de 6×10^5 systèmes à demi-grands axes log-uniformes, excentricités thermiques et phases orbitales échantillonnées, sous visée isotrope. Il s'agit d'un lissage au premier ordre : les orbites y sont tirées par l'équation de Kepler, et il n'inclut ni coupures de sélection, ni bruit de mesure, ni intégration sous la force modifiée. Cette loi n'étant pas képlérienne — elle fait précéder l'orbite de l'ordre de 37° par tour —, le Supplément refait le tirage avec la densité temporelle du potentiel lui-même, $dt \propto dr/|v_r|$: l'épaulement en est inchangé à 0,003 près dans chaque tranche. Une confrontation complète aux données passerait par une inférence statistique du type de celles employées par les analyses récentes ; elle constitue l'étape suivante et n'est pas entreprise ici.

Reproductibilité. Toutes les valeurs chiffrées de cette Lettre sont produites par un script autonome déposé avec elle, qui ne prend en entrée que les constantes mesurées : reproduit `_letter.py`. Il recalcule la tension et les échelles dérivées, la fonction de transition, le tableau 1 par la chaîne de projection décrite ci-dessus, l'épaulement, la sensibilité à la pente baryonique locale, et le tableau 2 à partir de l'échantillon Gaia reconstitué par la requête indiquée. Le module d'intégration orbitale employé pour les contrôles, `nonkeplerian_dynamics.py`, est joint et contient ses propres tests.

Correspondance. La section 1 du script produit σ , l'accélération au seuil, les trois r_t et le rapport $r_t/r_{\text{MOND}} = 0,322$; la section 2, la fonction de transition, le raccord au seuil et le pic ; la section 3, le tableau 1 et la figure 1 ; la section 4, l'épaulement projeté ; la section 5, le plateau selon la pente baryonique locale ; l'option --table2 produit le tableau 2. Le module joint s'exécute seul et rend ses propres contrôles, dont la précession par orbite. L'échantillon du tableau 2 se reconstitue par une requête Vizier sur le catalogue J/MNRAS/506/2269 ; BinType = MSMS, $R < 0,01$, $200 < \text{sepAU} < 40000$, $\text{Plx1} > 5$ mas, $\text{RPlx1} > 100$, $\text{RPlx2} > 100$, $\text{RUWE1} < 1,2$, $\text{RUWE2} < 1,2$; les masses suivent la relation magnitude-masse de Banik et al. [6], inversée sur sa branche monotone, l'inversion étant incluse dans le script. Empreintes SHA-256 des deux fichiers, tronquées à douze caractères : 5d2f2e88f2b3 et 25e7351c6a74.

Le tableau réunit les valeurs projetées de la Figure 1.

s_p (kUA)	1–1,5	2–2,5	2,5–3	3–3,5	3,5–4	4–5	5–7	7–10	15–25
Cadre (TIC)	1,09	1,30	1,45	1,43	1,47	1,52	1,60	1,68	1,78
MOND + EFE	1,05	1,10	1,13	1,15	1,18	1,21	1,26	1,31	1,37
Newton	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Tableau 1. Projection képlérienne du rapport de forces, non orbites intégrées : $\gamma = \text{gobs/gN}$ moyenné dans le plan des observables, pour $M_{\text{tot}} = 1,5 M_{\odot}$ fixe, en fonction de la séparation projetée s_p . Les orbites sont tirées par l'équation de Kepler et la masse n'est pas résolue ; un catalogue réel mélange les masses, ce qui déplace le front de 1 600 à 3 600 UA sur la gamme 0,5–2,5 $M_{\odot}$ et lisse la structure fine. Valeurs calculées à $g_{\text{bar}} = 1,80 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$; la fourchette 1,5–1,9 déplace le plateau de 1,90 à 1,80 (section 5).

Le cadre prédit en outre une bosse fine du rapport juste au-dessus du seuil. La même chaîne qui fixe la pente sous le seuil gouverne le régime au-dessus : seule change la fraction de présence. Sous le seuil, l'équipartition la fixe à 1/16 ; au-dessus, la coordonnée de traversée devient évanescence et la présence de chacune des quatre directions remonte selon $f_1(x) = 1 - \frac{1}{2} \cdot e^{(-2\pi\sqrt{x-1})}$, la présence totale étant leur produit, $f = f_1^4$. Le raccord au seuil est exact et sans ajustement : f_1 y vaut $\frac{1}{2}$, donc $f = (\frac{1}{2})^4 = 1/16$, la valeur d'équipartition — le rapport est continu. Il s'écrit de part et d'autre sous une forme unique, $\text{gobs/gN} = 1 + (4/3) \cdot \sqrt{(f(1-f))/x}$, et culmine là où l'interférence est maximale, $f = \frac{1}{2}$, atteint à $x = 1,03$: $\gamma = 1,656$, sans paramètre. La courbe retombe ensuite à 1,323 au seuil même, puis remonte vers le plateau — un pic étroit suivi d'un creux de 0,33, avant la montée finale. En séparation, ce pic tombe à $1,07 \cdot r_t$ — 2,97 kUA pour $1,5 M_{\odot}$ — et le creux juste après. La projection les lisse sans les effacer : le rapport moyen culmine à 1,480 entre 2,75 et 2,88 kUA, retombe à 1,414 entre 3,00 et 3,13, puis reprend sa montée. Un ressaut de 0,067, reproductible, dans le plan observable.

4. Testabilité

Immédiate (Gaia DR3). Le discriminant se situe entre 4 et 10 kUA projetés, où l'écart entre le cadre et la théorie MOND vaut 0,31 à 0,37 en rapport dynamique, soit une différence de vitesse relative de 12 à 13 %. Compte tenu d'une dispersion par paire d'environ 35 % (projection et excentricité), de l'ordre de 150 à 300 paires sépareraient les deux modèles à 3–5 σ dans cette zone. Ce décompte porte sur le bruit de mesure seul ; la contamination par les compagnons non résolus, que les analyses récentes placent au cœur du débat, l'augmenterait. On entend ici par paire propre un système passant les coupures usuelles des tests de gravité — parallaxe relative meilleure que 20 %, vitesse relative projetée compatible avec un état lié, rejet des compagnons résolus et des alignements fortuits ; l'effectif requis est comparable à celui des échantillons profonds de Gaia DR3 actuels. Sous environ 3 kUA, en revanche, la projection rend les deux modèles indiscernables : cette zone ne discrimine pas.

À venir (Gaia DR4). La hauteur du plateau se lit sur quelques centaines de paires au-delà de 10 kUA ; la bosse fine exige un échantillon résolu en masse.

Limite du système solaire. Aux petites séparations, la pente newtonienne x devient très grande et le facteur d'extinction $e^{(-2\pi\sqrt{x-1})}$ supprime toute déviation. Au voisinage du Soleil, x est de l'ordre de 10^5 à 10 UA et croît encore vers l'intérieur : x y dépasse 10^5 , et la suppression exponentielle place l'écart hors de toute précision d'éphémérides, de sorte que la dynamique des systèmes liés y reste newtonienne bien au-delà de la précision des éphémérides. Cet énoncé porte sur la dynamique en champ faible traitée ici ; les observables relativistes — déflexion, retard de Shapiro, propagation lumineuse — mettent en jeu la réponse de l'interface à un ordre supérieur et ne sont pas couverts. Le régime modifié est confiné aux très basses accélérations.

4.5 Les mesures publiées, et ce que la comparaison établit

Plusieurs analyses couvrent la fenêtre où cette prédiction se joue. Banik et al. [6], Cookson et al. [10] et Saad & Ting [13] concluent à la compatibilité newtonienne ou quasi newtonienne ; Chae et al. [14] et Hernandez et al. [7] maintiennent au contraire une anomalie de l'ordre de $\gamma \approx 1,6$. Prises au pied de la lettre, les premières excluent la valeur prédite ici, et plus fortement qu'elles n'excluent MOND, puisque cette prédiction est plus haute. Notre propre exécution éclaire une part de ce désaccord : dans la fenêtre de contrôle en deçà du seuil, où tout devrait être newtonien, les coupes de [14] donnent une médiane de $\hat{v}$ à +14,5 % au-dessus de la prédiction képlérienne et celles de [10] à -14,0 % en dessous — les deux sélections ne s'accordent pas sur la référence avant même de regarder la transition. Il faut ajouter que l'anomalie publiée elle-même, $\gamma \approx 1,4$ à 1,6, est plus basse que le plateau prédit : le discriminant n'oppose pas seulement Newton au régime modifié, il oppose cette construction aux autres lectures de ce régime. Si l'anomalie se confirme autour de $\gamma \approx 1,5$, cette construction est exclue au même titre que Newton l'est pour les analyses qui la maintiennent — et la fourchette de la pente baryonique locale, qui déplace le plateau de 1,90 à 1,80, ne peut pas l'en rapprocher. Un fait issu de notre propre exécution éclaire ce désaccord : dans la fenêtre de contrôle, en deçà du seuil pour toutes les masses, les deux jeux de coupes publiés s'écartent de la référence képlérienne en sens opposés — celui de [14] de +12 à +14,5 % selon la relation de masse, sur 34 892 paires ; celui de [10] en dessous, à $p = 0,014$ sur 120 paires, d'une grandeur que cet effectif ne détermine pas — et exigent des distributions d'excentricité de part et d'autre du thermique. Avant même la transition, les deux sélections ne s'accordent pas sur ce que newtonien veut dire ; ce que l'on mesure au-delà s'ajoute à ce décalage.

Ce que porte le tableau 2. Les deux prédictions y sont portées sur un échantillon que chacun peut reconstituer. Sous le seuil, le facteur d'extinction supprime toute déviation et la prédiction vaut exactement 1,00 — là où une interpolation continue dévie dès que l'accélération approche son échelle. Au-delà, la marche est franchie et l'écart change de signe. Les deux courbes atteignent ensuite un plateau : 1,58 ici, 1,40 pour MOND avec effet de champ externe ; l'écart ne croît pas indéfiniment, il se stabilise vers 0,18 au-delà de 8 kUA. La zone 1–3 kUA, employée comme régime de contrôle newtonien, sépare les deux hypothèses aussi bien que la zone discriminante, avec un écart de signe opposé et les trois quarts des paires.

Ce qu'un facteur unique peut établir. Les méthodes statistiques qui infèrent un renforcement unique sur une large fenêtre de séparation [15] le supposent constant à l'intérieur de celle-ci. Or la prédiction établie ici varie d'un facteur 1,5 à l'intérieur de cette fenêtre. Le produit d'un facteur de loi et d'un résiduel d'ajustement est contraint par les données ; la répartition entre les deux ne l'est pas. Deux lois prédisant des renforcements séparés de 13 % rendent ainsi des facteurs totaux presque identiques, le résiduel absorbant la différence. Tester une transition à seuil demande donc d'injecter la fonction dans la chaîne d'inférence et de comparer le facteur restitué à celui des données, procédure que Chae [14] décrit comme nécessaire pour tester un modèle non standard. Une réserve s'impose sur ce que cette injection peut trancher : un facteur global unique assorti d'un demi-grand axe libre par système ne teste pas une loi dont le rapport varie avec la séparation — nous l'avons vérifié en injectant trois lois dans la chaîne de [13], qui rendent des facteurs totaux séparés de 1,9 % pour des renforcements prédits séparés de 11,9 %. La comparaison utile est celle des vraisemblances de trois dynamiques sans facteur libre, et elle n'existe pas encore. Le protocole de test de forme — déposé avant toute exécution le 14 septembre 2026 sous 10.5281/zenodo.22715013, qui en fixe l'antériorité — a été exécuté sur Gaia DR3 avec les coupes de [14] : il ne retrouve pas la localisation prédite — le coude tombe à $\xi = 3\,691$, entre les deux fenêtres —, et son contrôle par mélange des masses montre que la montée observée n'est pas structurée par la masse. Il ne tranche pas, faute d'un modèle de compagnons non résolus qui seul permettrait de distinguer une gravité modifiée d'une contamination croissante, et il attend DR4. La prédiction n'est donc ni confirmée ni réfutée, et la charge de conduire ce test à son terme nous revient. Le tableau 2 compare deux modèles entre eux ; il ne montre pas l'accord de l'un ou de l'autre avec les vitesses observées.

Séparation (kUA)	Paires	Cadre (TIC)	MOND + EFE	Écart
0,2–1	9 176	1,00	1,01	-0,01
1–2	4 278	1,00	1,03	-0,03
2–3	1 999	1,03	1,08	-0,05
3–5	1 950	1,33	1,14	+0,19
5–8	1 191	1,41	1,24	+0,17
8–15	1 054	1,49	1,32	+0,17
15–40	674	1,55	1,37	+0,18

Tableau 2. Comparaison de modèle à modèle, sans confrontation aux vitesses observées : médiane de γ prédite par tranche de séparation, sur 20 322 paires de El-Badry et al. (2021) avec les coupures de Chae. Le signe de l'écart s'inverse au seuil : la zone 1–3 kUA, traitée comme un régime de contrôle newtonien, sépare les deux hypothèses aussi bien que la zone discriminante.

5. Portée

Nous fournissons des courbes discriminantes et les zones de décision correspondantes ; nous n'arbitrons pas la controverse observationnelle en cours sur l'existence de l'anomalie. Ce que le cadre apporte est une forme de transition — seuil abrupt, marche, plateau — spécifique et falsifiable, distincte à la fois de la gravité newtonienne et des interpolations de type MOND. En particulier, le plateau prédit ici, $\gamma \approx 1,80\text{--}1,90$, se situe au-dessus de la valeur asymptotique d'AQUAL avec effet de champ externe ($\gamma \approx 1,35\text{--}1,40$) et des estimations empiriques récentes ($\gamma \approx 1,4\text{--}1,5$) : cet écart de hauteur est en soi un discriminant. Nous notons enfin que l'accélération au rayon de croisement, $6\pi G\sigma/c^2 \approx 5,8 \cdot 10^{-10} \text{ m/s}^2$ — moitié de celle du front, qui fixe le seuil —, s'écrit aussi $\sqrt{(3\pi G\rho\Lambda)}$: elle coïncide avec l'échelle où les analyses situent le début de l'anomalie ($\approx 5 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$) et appartient à la famille des constructions reliant l'échelle d'accélération de la transition au vide cosmologique, et la contribution propre du cadre n'est pas cette échelle — commune à ces constructions — mais la forme de la transition : un seuil au front, $r_t = 0,322 \cdot r_{\text{MOND}}$, son caractère abrupt, et un plateau dont la hauteur est indexée sur la pente baryonique locale.

Nous notons en outre que cette accélération au seuil ne doit pas être confondue avec l'accélération du front, $12\pi G\sigma/c^2 \approx 1,2 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$, qui en est le double : la première est la valeur newtonienne au rayon de croisement $r_t(GM/(2A) = 6\pi G\sigma/c^2 \approx 5,8 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$), où la dynamique dévie ; la seconde est une grandeur dérivée distincte du cadre et n'entre pas dans la comparaison avec le seuil observé.

Nous restons délibérément dans le contexte des binaires larges de Gaia : c'est le régime de faible accélération où existent des données d'une précision suffisante pour rendre les prédictions du cadre falsifiables. Étendre la construction à d'autres échelles ne demanderait pas d'ingrédient nouveau, mais déplacerait le propos hors du domaine où il peut être réfuté ; nous préférons énoncer d'abord des signatures là où elles peuvent être confrontées.

Nous signalons enfin ce que cette construction n'a pas encore : aucune confrontation indépendante. La prédiction du plateau est aujourd'hui en tension avec les analyses qui concluent au newtonien, et en accord avec celles qui maintiennent l'anomalie ; la controverse n'étant pas tranchée, cette prédiction reste en attente d'un test conduit sous cette forme.

Enfin, la fonction de transition établie ici n'est pas propre aux binaires : la même construction, appliquée à d'autres échelles où une source de tension rencontre le fond, s'étend au régime de faible accélération en général. Les conséquences de cette extension feront l'objet d'un travail séparé.

Références

- [1] P. Ehrenfest, « In what way does it become manifest in the fundamental laws of physics that space has three dimensions? », *Proceedings of the Amsterdam Academy* 20, 200–209 (1917).
- [2] F. R. Tangherlini, « Schwarzschild Field in n Dimensions and the Dimensionality of Space Problem », *Nuovo Cimento* 27, 636–651 (1963).
- [3] K.-H. Chae, « Breakdown of the Newton–Einstein Standard Gravity at Low Acceleration in Internal Dynamics of Wide Binary Stars », *Astrophys. J.* 952, 128 (2023). arXiv:2305.04613.
- [4] X. Hernandez, « Internal kinematics of Gaia DR3 wide binaries: anomalous behaviour in the low acceleration regime », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 525, 1401 (2023). arXiv:2304.07322.
- [5] X. Hernandez, V. Verteletskyi, L. Nasser, A. Aguayo-Ortiz, « Statistical analysis of the gravitational anomaly in Gaia wide binaries », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 528, 4720 (2024).
- [6] I. Banik, C. Pittordis, W. Sutherland, B. Famaey, R. Ibata, S. Mieske, H. Zhao, « Strong constraints on the gravitational law from Gaia DR3 wide binaries », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 527, 4573 (2024). arXiv:2311.03436.
- [7] X. Hernandez, K.-H. Chae, A. Aguayo-Ortiz, « A critical review of recent Gaia wide binary gravity tests », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 533, 729 (2024). arXiv:2312.03162.
- [8] X. Hernandez, P. Kroupa, « A recent confirmation of the wide binary gravitational anomaly », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 537, 2925 (2025).

- [9] K.-H. Chae, « Low-acceleration Gravitational Anomaly from Bayesian 3D Modeling of Wide Binary Orbits », *Astrophys. J.* 985, 210 (2025). [arXiv:2502.09373](#).
- [10] S. A. Cookson, I. Banik, K. El-Badry, W. Sutherland, Z. Penoyre, C. Pittordis, C. J. Clarke, « A quality framework for testing gravity with wide binaries: no evidence for MOND », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 547, [stag342](#) (2026).
- [11] M. Milgrom, « A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis », *Astrophys. J.* 270, 365 (1983).
- [12] J. Bland-Hawthorn, O. Gerhard, « The Galaxy in Context: Structural, Kinematic, and Integrated Properties », *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 54, 529 (2016).
- [13] W. Saad, Y.-S. Ting, « Gravitational Anomaly Measurement in Wide Binaries is Sensitive to Orbital Modeling », [arXiv:2603.11015](#) (2026).
- [14] K.-H. Chae, « Measurement of the low-acceleration gravitational anomaly from the 3D relative motions of wide binaries », *Astrophys. J. Lett.* 998, L43 (2026). [arXiv:2601.21728](#).
- [15] H. Boufourou, « Estimator forensics for the wide-binary gravity test: the eccentricity–triple coupling manufactures a pseudo-signal, and a pre-registered protocol for Gaia DR4 », [arXiv:2608.24556](#) (2026).
- [16] J. Pflamm-Altenburg, « Numerical solutions of the complete two-body system in QUMOND », *Astron. Astrophys.* 703, A29 (2025). [arXiv:2509.01493](#).
- [17] L. Côté, « Théorie de l'Intersection des Champs — exposé structuré », dépôt Zenodo, [10.5281/zenodo.22668459](#).