



HAL
open science

ONDE DE PHASE DE DE BROGLIE ET QUANTIFICATION DES ORBITES KÉPLÉRIENNES DANS UN ESPACE QUADRIDIMENSIONNEL PLATONICIEN

Alain Jégat

► **To cite this version:**

Alain Jégat. ONDE DE PHASE DE DE BROGLIE ET QUANTIFICATION DES ORBITES KÉPLÉRIENNES DANS UN ESPACE QUADRIDIMENSIONNEL PLATONICIEN. 2018. hal-01739986

HAL Id: hal-01739986

<https://hal.science/hal-01739986v1>

Preprint submitted on 21 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

*ONDE DE PHASE DE DE BROGLIE
ET QUANTIFICATION DES ORBITES KÉPLÉRIENNES
DANS UN ESPACE QUADRIDIMENSIONNEL PLATONICIEN*

*DE BROGLIE WAVES AND QUANTIFICATION OF KEPLERIAN ORBITS
IN A PLATONIC QUADRIDIMENSIONAL SPACE*

Alain Jégat

Résumé

Les propriétés relativistes de l'espace quadridimensionnel platonicien, la modélisation de l'onde de phase et le concept de masse qui en découlent (cf. les documents hal-01081576; hal-01205805; hal-01213062) semblent permettre une approche quantique des lois de la gravitation.

Le postulat de déclinaison quantifiée proposé dans l'article hal-01577669 est ici enrichi d'un second postulat de déclinaison quantifiée concernant, cette fois, la direction des vitesses absolues des corps en mouvement.

Ces quanta absolus sont ***indépendants des référentiels d'observation choisis et des masses au repos des corps considérés***. Ils sont liés aux ondes de phase de De Broglie générées par les corps massifs en interaction gravitationnelle et conduisent rapidement, de façon surprenante, aux caractéristiques bien connues des orbites képlériennes.

Nous en proposons ici une introduction, restreinte au cas relativement simple où l'angle directeur du référentiel d'observation est égal à $\frac{\pi}{2}$.

Abstract

The properties of the platonic quadridimensional space, the modeling of De Broglie waves and the resulting concept of mass (see hal-01165196; hal-01207447; hal-01213447) seem to allow a quantum approach to the laws of gravitation by a postulate of quantified declination.

The quantized declination postulate proposed in the article hal-01584918 is here supplemented by a second quantized declination postulate concerning, this time, the direction of the absolute velocities of the moving bodies.

These absolute quanta are ***independent of the chosen reference frames and of the rest masses of the considered bodies***. They are related to the De Broglie waves generated by the massive bodies in gravitational interaction and lead, surprisingly, to the well-known characteristics of Keplerian orbits.

We propose here an introduction, restricted to the relatively simple case where the guiding angle of the observation frame is equal to $\frac{\pi}{2}$.

1. Le cadre géométrique

Cette modélisation a pour cadre l'espace platonicien proposé dans les articles intitulés :

« UN MODÈLE PLATONICIEN (EUCLIDIEN-PROJECTIF) POUR LA THÉORIE DE LA RELATIVITÉ RESTREINTE » (pré-publication hal-01081576, version 1).

« A PLATONIC (EUCLIDEAN-PROJECTIVE) MODEL FOR THE SPECIAL THEORY OF RELATIVITY » (pré-publication hal-01165196, version 1).

L'espace quadridimensionnel euclidien est rapporté à un repère orthonormé $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k}, \vec{h})$, dont les axes sont notés (OX) , (OY) , (OZ) , (OW) ; la direction de la projection est celle du vecteur \vec{h} .

Suite aux articles hal-01205805, v1 et hal-01213062, v1, la notion relativiste de la masse d'une particule est décrite ici comme une conséquence de son interaction avec une stratification de l'espace quadridimensionnel platonicien par une suite d'hyperplans $H^{(n)}$ orthogonaux à la direction de la projection \vec{h} , régulièrement espacés d'une distance $\Delta w_0 > 0$.

Cette distance Δw_0 est égale à la **longueur d'onde de Compton** de la particule considérée (par exemple, pour un électron, $\Delta w_e = \frac{h}{m_e c} \approx 2,426.10^{-12}$ m, où m_e désigne la masse au repos de l'électron).

Ces concepts sont détaillés dans les articles HAL ci-dessous :

hal-01081576, v1 : Un modèle platonicien (euclidien-projectif) pour la théorie de la relativité restreinte.

hal-01205805, v1 : Vers une modélisation de l'onde de phase de De Broglie dans un espace quadridimensionnel platonicien.

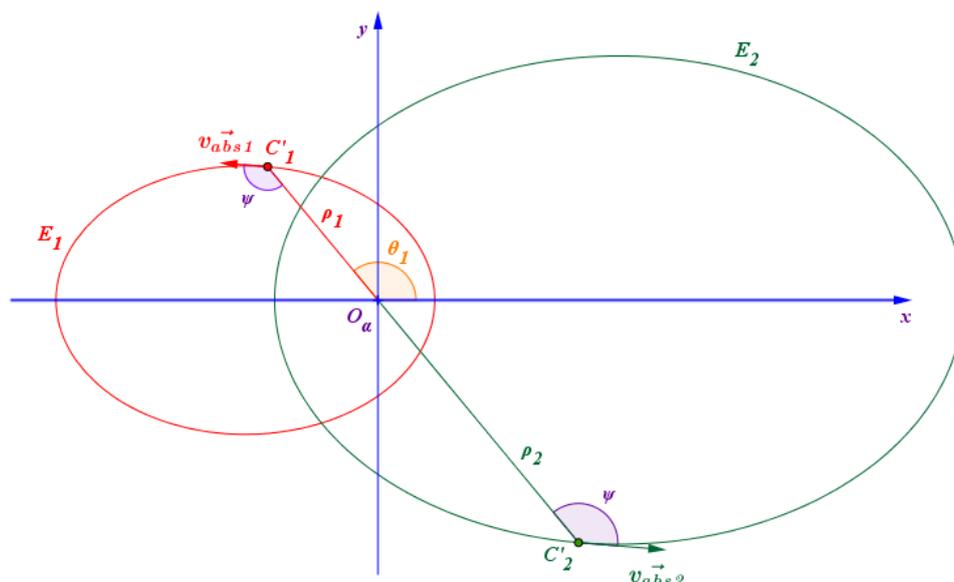
hal-01213062, v1 : Une idée de la masse d'une particule dans un espace quadridimensionnel platonicien.

hal-01333681, v1 : Chocs élastiques frontaux dans un espace quadridimensionnel platonicien.

hal-01374546, v1 : Sur la mesure du temps dans un espace quadridimensionnel platonicien.

hal-01577669, v1 : Une approche quantifiée des lois de la gravitation dans un espace quadridimensionnel platonicien.

2. Présentation de l'objet de cette étude



Les observateurs d'un référentiel R_α étudient le mouvement de deux corps C'_1 et C'_2 en interaction gravitationnelle.

Ces deux objets sont en fait les projections de deux corps C_1 et C_2 en mouvement dans l'espace platonicien (cf. aussi le schéma du paragraphe 3).

Désignons par β_1 et β_2 les mesures des angles formés par les vitesses \vec{v}_1 et \vec{v}_2 de ces deux corps avec les hyperplans d'équations respectives $W = W(C_1)$ et $W = W(C_2)$; par ε_1 et ε_2 les mesures des angles formés par le vecteur \vec{i} et les vitesses absolues \vec{v}_{abs1} et \vec{v}_{abs2} des deux corps observés C'_1 et C'_2 : $\varepsilon_1 = (\vec{i}, \vec{v}_{abs1})$ et $\varepsilon_2 = (\vec{i}, \vec{v}_{abs2})$.

Nous allons introduire un **double postulat de déclinaisons quantifiées de ces angles (générées par les ondes de phase de De Broglie liées à leurs masses)**, qui, en engendrant les accélérations mutuelles de ces deux corps dans l'espace platonicien, va nous montrer que les **trajectoires elliptiques** de C'_1 et C'_2 ici observées dans le référentiel R_α sont les **projections des trajectoires quadridimensionnelles quantifiées** ainsi obtenues des corps C_1 et C_2 .

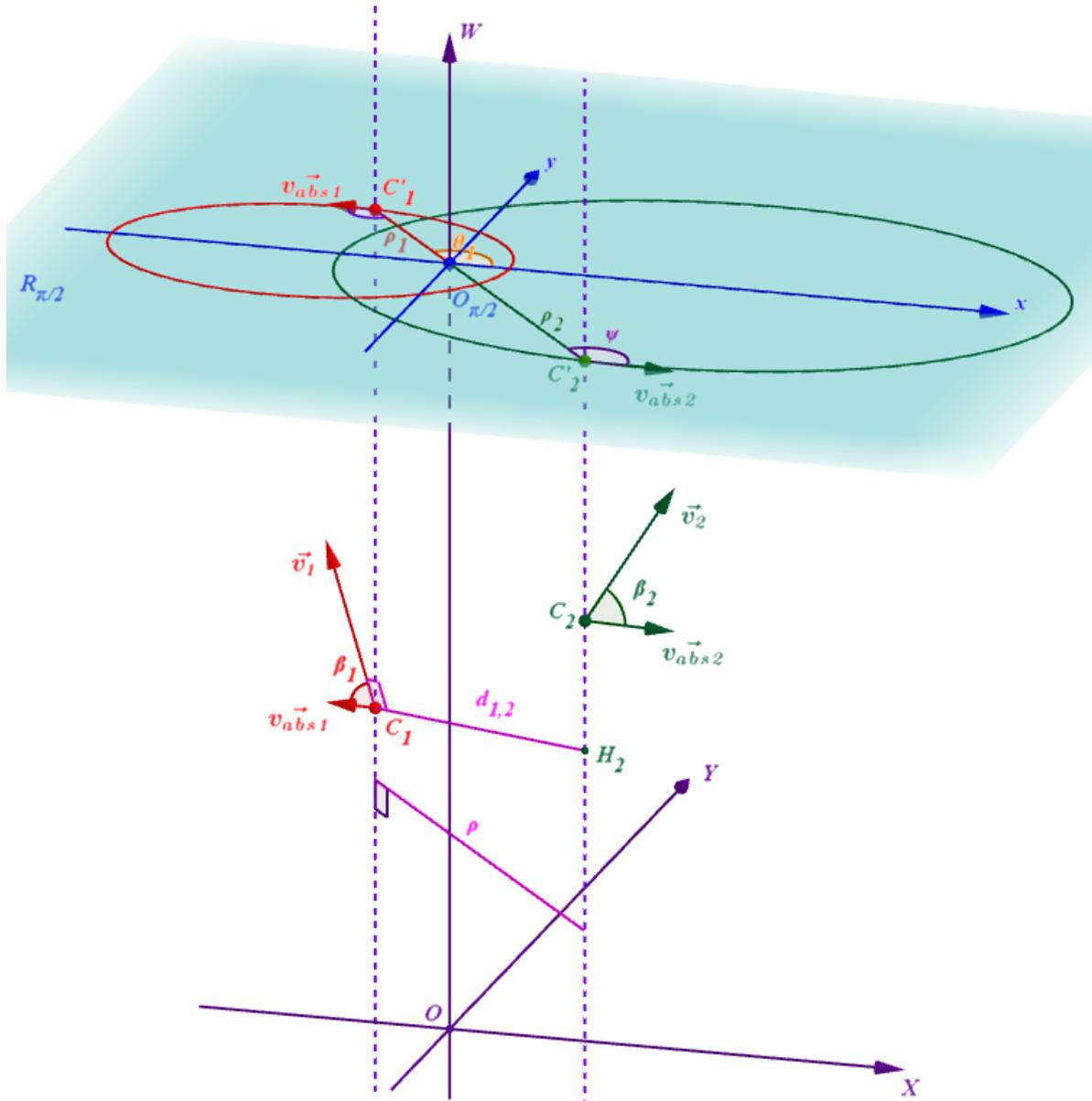
Pour simplifier les calculs et la présentation de cette quantification des orbites képlériennes, le référentiel d'observation choisi est $R_{\pi/2}$, les orbites de C'_1 et C'_2 dans ce référentiel sont dans un plan d'équation $z = z_0$, les axes de $R_{\pi/2}$ sont positionnés de façon à avoir leur origine $O_{\pi/2}$ sur l'axe (OW) et leurs vecteurs directeurs $\vec{i}_{\pi/2}$, $\vec{j}_{\pi/2}$, $\vec{k}_{\pi/2}$ coïncident avec les vecteurs directeurs \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} des axes (OX) , (OY) , (OZ) .

Les orbites choisies de C'_1 et C'_2 dans ce référentiel sont des ellipses (les vitesses absolues considérées étant faibles par rapport à la vitesse de la lumière).

Cf. schéma ci-dessus et schémas suivants (les axes $(O_{\pi/2}z)$ et (OZ) ne sont pas représentés).

3. Postulats de déclinaison quantifiée

3.1. Premier postulat



En faisant référence au schéma ci-dessus, considérons l'onde de phase générée par le corps C_i et perçue par le corps C_j . Notons $d_{i,j}$ la distance $C_i H_j$, où H_j désigne le projeté de C_j sur l'hyperplan H_{P_i} associé à C_i (c'est-à-dire l'hyperplan orthogonal à \vec{v}_i et passant par C_i).

Nous adopterons le premier postulat suivant :

la **variation angulaire** $\Delta\beta_{i,j}$ correspondant à la modification de trajectoire subie par le corps C_j dans l'espace platonicien lors de la **perception d'une occurrence de l'onde de phase** émise par le corps C_i est **indépendante du référentiel d'observation R_α et de la masse au repos du corps considéré** et a pour valeur:

$$\Delta\beta_{i,j} = \frac{Gh}{c^3 (d_{i,j})^2} \sin \beta_j \cos \psi .$$

[1]

À noter que si l'on pose $d_{i,j} = n_{i,j} \times l_p$, où $l_p = \sqrt{\frac{Gh}{2\pi c^3}}$ désigne la longueur de Planck, alors la relation [1] devient : $\Delta\beta_{i,j} = \frac{2\pi}{(n_{i,j})^2} \sin\beta_j \cos\psi$ (avec, en fait, $n_{i,j} = E\left(\frac{d_{i,j}}{l_p}\right)$).

Par ailleurs, nous avons :

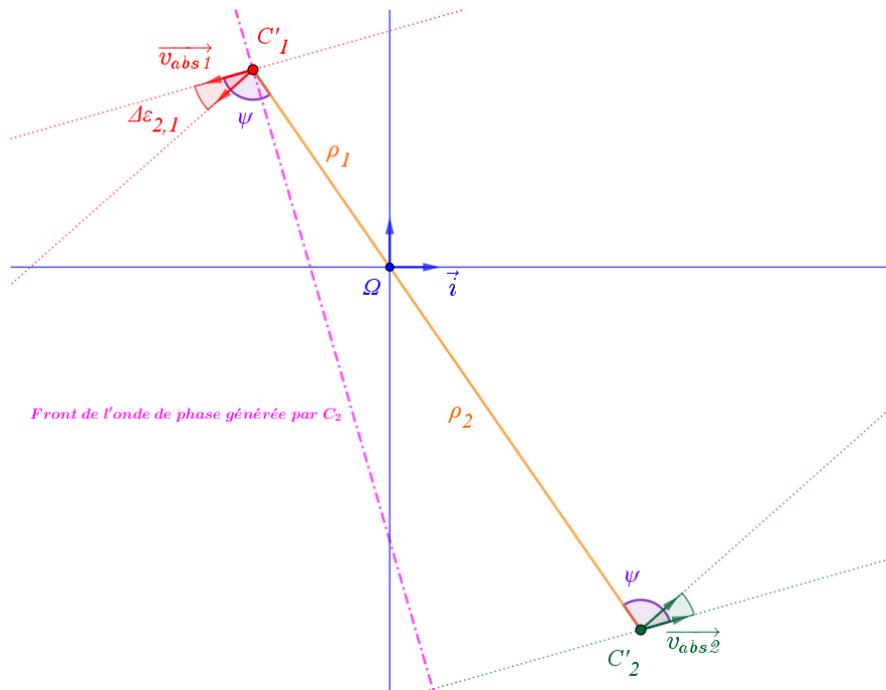
$$(d_{i,j})^2 = \rho^2 \frac{\cos^2\beta_i \cos^2\psi + \sin^2\beta_i}{\sin^2\beta_i}, \quad [1^{\text{bis}}]$$

(cf. détails en annexe 8.1.)

il vient donc :

$$\Delta\beta_{i,j} = \frac{Gh}{c^3 \rho^2} \frac{\sin^2\beta_i \sin\beta_j \cos\psi}{\sin^2\beta_i + \cos^2\beta_i \cos^2\psi}. \quad [1^{\text{ter}}]$$

3.2. Second postulat



Nous allons introduire dans cet article un **second postulat de déclinaison quantifiée**, qui enrichit ainsi l'article hal-01577669.

Ce postulat concerne les angles $\varepsilon_1 = (\vec{i}, \vec{v}_{abs1})$ et $\varepsilon_2 = (\vec{i}, \vec{v}_{abs2})$:

*lors de la perception par le corps C_j d'une occurrence de l'onde de phase générée par le corps C_i , la direction du vecteur \vec{v}_{absj} est modifiée d'un quantum $\Delta\varepsilon_{i,j}$, **indépendant du référentiel d'observation R_α et de la masse au repos du corps considéré**, qui a pour valeur :*

$$\Delta\varepsilon_{i,j} = \frac{Gh}{c^3 (d_{i,j})^2} \cdot \frac{\sin\psi}{\cos\beta_i + \cos\beta_j}. \quad [2]$$

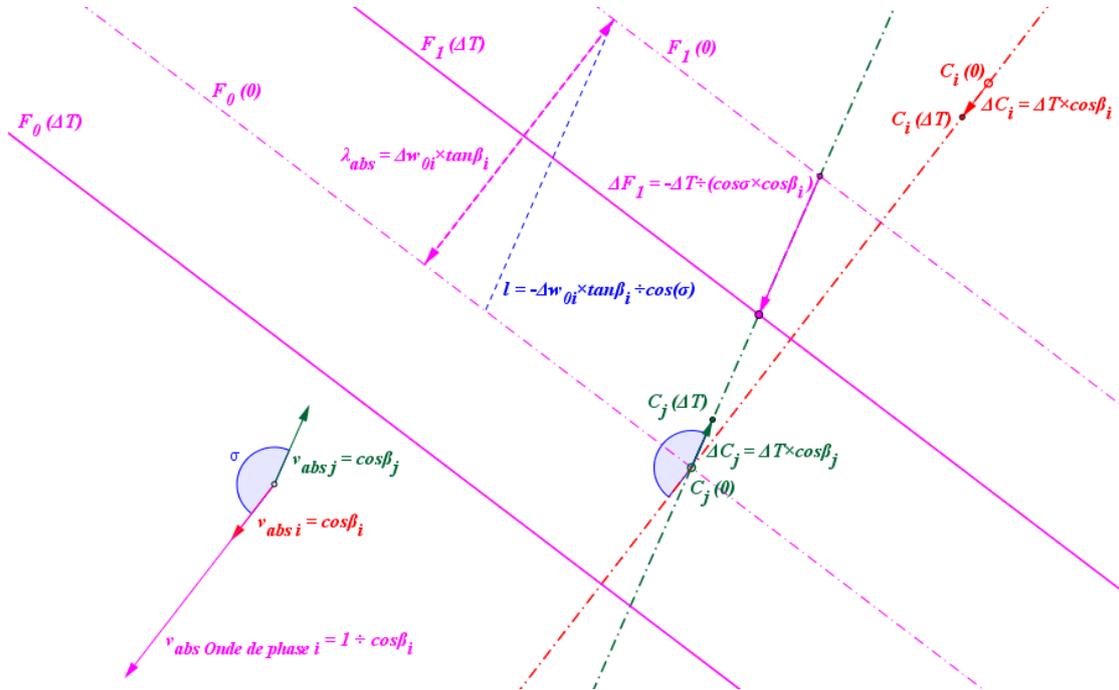
Comme précédemment, si l'on pose $d_{i,j} = n_{i,j} \times l_p$, où $l_p = \sqrt{\frac{Gh}{2\pi c^3}}$ désigne la longueur de

Planck, alors la relation [2] devient :
$$\Delta\varepsilon_{i,j} = \frac{2\pi}{(n_{i,j})^2} \frac{\sin \psi}{\cos \beta_i + \cos \beta_j} .$$

Par ailleurs, avec : $(d_{i,j})^2 = \rho^2 \frac{\cos^2 \beta_i \cos^2 \psi + \sin^2 \beta_i}{\sin^2 \beta_i}$, (cf. annexe 8.1)

il vient :
$$\Delta\varepsilon_{i,j} = \frac{Gh}{c^3 \rho^2} \frac{\sin^2 \beta_i}{\sin^2 \beta_i + \cos^2 \beta_i \cos^2 \psi} \cdot \frac{\sin \psi}{\cos \beta_i + \cos \beta_j} \quad [2\text{bis}]$$

4. Fréquence de l'onde de phase perçue par le corps C_j et variation de l'angle β_j de sa trajectoire



En faisant référence au schéma ci-dessus, considérons l'onde de phase générée par le corps C_i et perçue par le corps C_j .

Désignons par σ une mesure de l'angle $(\vec{v}_{abs\ i}, \vec{v}_{abs\ j})$.

Un premier front $F_0(0)$ est perçu par C_j lorsqu'il est en $C_j(0)$.

Le front suivant F_1 est alors situé en $F_1(0)$, séparé par la longueur d'onde absolue $\lambda_{abs} = \Delta w_{0i} \tan \beta_i$ (en complément, cf. le schéma du paragraphe 8).

Après une durée absolue ΔT , les corps C_i et C_j sont en $C_i(\Delta T)$ et $C_j(\Delta T)$ et le front d'onde F_1 est en $F_1(\Delta T)$, avec les relations :

$$\Delta F_1 = \frac{-\Delta T}{\cos \beta_i \cos \sigma} \quad \text{et} \quad \Delta C_j = \Delta T \cos \beta_j .$$

Ainsi, le corps C_j perçoit le front F_1 lorsque la durée absolue ΔT vérifie l'équation :

$$l = \Delta C_j + \Delta F_1, \quad \text{i.e.} \quad -\frac{\Delta w_{0i} \tan \beta_i}{\cos \sigma} = \frac{-\Delta T}{\cos \beta_i \cos \sigma} + \Delta T \cos \beta_j,$$

$$\text{i.e. : } \Delta T = \frac{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}{1 - \cos \beta_i \cos \beta_j \cos \sigma} \quad (\text{période absolue de l'onde de phase}).$$

Il en découle que la **fréquence absolue** $f_{i,j}$ de cette onde de phase est donnée par :

$$f_{i,j} = \frac{1}{\Delta T} = \frac{1 - \cos \beta_i \cos \beta_j \cos \sigma}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}.$$

Avec l'égalité $\sigma = \pi$ dans le cas particulier que nous étudions dans ces premiers paragraphes, la fréquence absolue $f_{i,j}$ de cette onde de phase devient :

$$f_{i,j} = \frac{1 + \cos \beta_i \cos \beta_j}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}. \quad [3]$$

- Ce résultat nous permet d'estimer le taux d'accroissement (bien que les ondes de phase ont des fréquences élevées, le terme « dérivée » semble impropre pour désigner des quantités quantifiées) par rapport au temps absolu T de l'angle directeur β_j de la trajectoire suivie par le corps C_j :

$$\frac{d\beta_j}{dT} = f_{i,j} \times \Delta\beta_{i,j} = \frac{Gh}{c^3 \rho^2 \Delta w_{0i}} \frac{1 + \cos \beta_i \cos \beta_j}{\sin^2 \beta_i + \cos^2 \beta_i \cos^2 \psi} \sin \beta_i \sin \beta_j \cos \psi. \quad [4]$$

- L'estimation de la variation des angles ε_1 et ε_2 va faire appel, quant à elle, à une **hypothèse complémentaire** :
lors de la perception par le corps C_j d'un front de l'onde de phase générée par le corps C_i , l'angle ε_j est modifié d'un quanta $\Delta\varepsilon_{i,j}$ (cf. 3.2.) et, concomitamment, l'angle ε_i est modifié de ce même quanta .

Par réciprocité, cette hypothèse nous conduit ainsi à la valeur commune des taux d'accroissement :

$$\frac{d\varepsilon_1}{dT} = \frac{d\varepsilon_2}{dT} = f_{1,2} \Delta\varepsilon_{1,2} + f_{2,1} \Delta\varepsilon_{2,1} \quad [5]$$

i.e. , en notant $\frac{d\varepsilon}{dT}$ cette valeur commune :

$$\frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{Gh}{c^3 \rho^2} \cdot \frac{1 + \cos \beta_1 \cos \beta_2}{\cos \beta_1 + \cos \beta_2} \cdot \sin \psi \cdot \left[\sum_{i=1}^{i=2} \frac{\sin \beta_i}{\Delta w_{0i} (\sin^2 \beta_i + \cos^2 \beta_i \cos^2 \psi)} \right]. \quad [5\text{bis}]$$

5. Énergies, moments cinétiques et quantités de mouvement absolus

5.1. Rappel de définitions

Nous reprendrons les définitions adoptées dans l'article hal-01577669:

vitesse absolue d'une particule (sans unité): $v_{abs} = \cos \beta$, (cf. **remarque** au § 8.1.)

masse absolue d'une particule (en kg): $m_{abs} = \frac{h}{c\Delta w_0 \sin \beta}$,

énergie absolue d'une particule (en J): $E_{abs} = m_{abs}c^2 = \frac{hc}{\Delta w_0 \sin \beta}$.

En choisissant pour **énergie potentielle absolue du système** la quantité :

$$E_{Pabs} = -\frac{Gm_{abs1}m_{abs2}}{\rho} = -\frac{G}{\rho} \frac{h^2}{c^2\Delta w_{01}\Delta w_{02} \sin \beta_1 \sin \beta_2},$$

la **conservation de l'énergie** dans le problème à deux corps devient :

$$\frac{hc}{\Delta w_{01} \sin \beta_1} + \frac{hc}{\Delta w_{02} \sin \beta_2} - \frac{G}{\rho} \frac{h^2}{c^2\Delta w_{01}\Delta w_{02} \sin \beta_1 \sin \beta_2} = k_1 \quad [6]^*.$$

De même, en posant $\rho = C_1'C_2'$, $\rho_1 = \Omega C_1'$ et $\rho_2 = \Omega C_2'$, où Ω désigne le barycentre des points C_1' et C_2' affectés respectivement des coefficients m_{abs1} et m_{abs2} , la **conservation du moment cinétique absolu du système** conduit à :

$$\rho_1 \frac{h}{c\Delta w_{01} \tan \beta_1} \sin \psi + \rho_2 \frac{h}{c\Delta w_{02} \tan \beta_2} \sin \psi = k_2 \quad [7]^*$$

avec les relations $\rho = \rho_1 + \rho_2$; $\rho_1 = \rho \frac{m_{abs2}}{m_{abs1} + m_{abs2}} = \rho \frac{\Delta w_{01} \sin \beta_1}{\Delta w_{01} \sin \beta_1 + \Delta w_{02} \sin \beta_2}$;

$$\rho_2 = \rho \frac{m_{abs1}}{m_{abs1} + m_{abs2}} = \rho \frac{\Delta w_{02} \sin \beta_2}{\Delta w_{01} \sin \beta_1 + \Delta w_{02} \sin \beta_2} \quad \text{et} \quad \rho_2 = \frac{m_{abs1}}{m_{abs2}} \rho_1.$$

Et la considération des **quantités de mouvement absolues** à :

$$\frac{h}{c\Delta w_{01} \tan \beta_1} - \frac{h}{c\Delta w_{02} \tan \beta_2} = 0 \quad [8].$$

(**N.B.** : pour éviter les facteurs $\tan \beta_i$, préférer [8bis] : $\frac{h \cos \beta_1}{c\Delta w_{01} \sin \beta_1} - \frac{h \cos \beta_2}{c\Delta w_{02} \sin \beta_2} = 0$.)

*(k_1 et k_2 sont deux constantes).

5.2. Lien entre le second postulat et la conservation du moment cinétique absolu du système

Un lien profond est à souligner entre les deux quantités citées en titre de ce paragraphe : *on peut montrer que le second postulat de déclinaison quantifiée, relatif à la variation des angles ε_i , est équivalent au principe de conservation du moment cinétique absolu du système.*

Cette démonstration est jointe en annexe au paragraphe 8.2.

5.3. Une remarque concernant l'énergie absolue du système

Cette quantité, utilisée dans l'article hal-01577669, a permis d'établir les trajectoires des corps en interaction gravitationnelle dans l'espace quadridimensionnel platonicien et de retrouver ainsi, conformément aux attentes classiques, celles de leurs projections.

Dans le présent article, il est à souligner que l'étude de ces trajectoires va s'effectuer selon un processus différent (détaillé au paragraphe 7.) qui ne fait pas appel à ce concept (l'étude est ici basée sur les deux postulats de déclinaisons quantifiées et sur quelques considérations géométriques élémentaires), mais que **les résultats obtenus ici restent pleinement cohérents avec ce concept d'énergie absolue du système.**

À titre indicatif, une étude comparative a été menée pour le système Soleil-Terre avec ces deux approches.

Les résultats utilisant les relations [P1] et [P2]:

$$\frac{d\rho}{dT} = \left[\frac{\cos \beta_1 \sin \beta_2 \left(\sin \beta_2 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{02}} \right)}{\sin^2 \beta_2 + \cos^2 \beta_2 \cos^2 \psi} + \frac{\cos \beta_2 \sin \beta_1 \left(\sin \beta_1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01}} \right)}{\sin^2 \beta_1 + \cos^2 \beta_1 \cos^2 \psi} \right] (1 + \cos \beta_1 \cos \beta_2) \cos \psi$$

et

$$\frac{d\rho_i}{dT} = \frac{\rho \Delta w_{01} \Delta w_{02} \left(\cos \beta_i \sin \beta_j \frac{d\beta_i}{dT} - \sin \beta_i \cos \beta_j \frac{d\beta_j}{dT} \right) + \frac{d\rho}{dT} (\Delta w_{01} \Delta w_{02} \sin \beta_1 \sin \beta_2 + \Delta w_{0i}^2 \sin^2 \beta_i)}{(\Delta w_{01} \sin \beta_1 + \Delta w_{02} \sin \beta_2)^2}$$

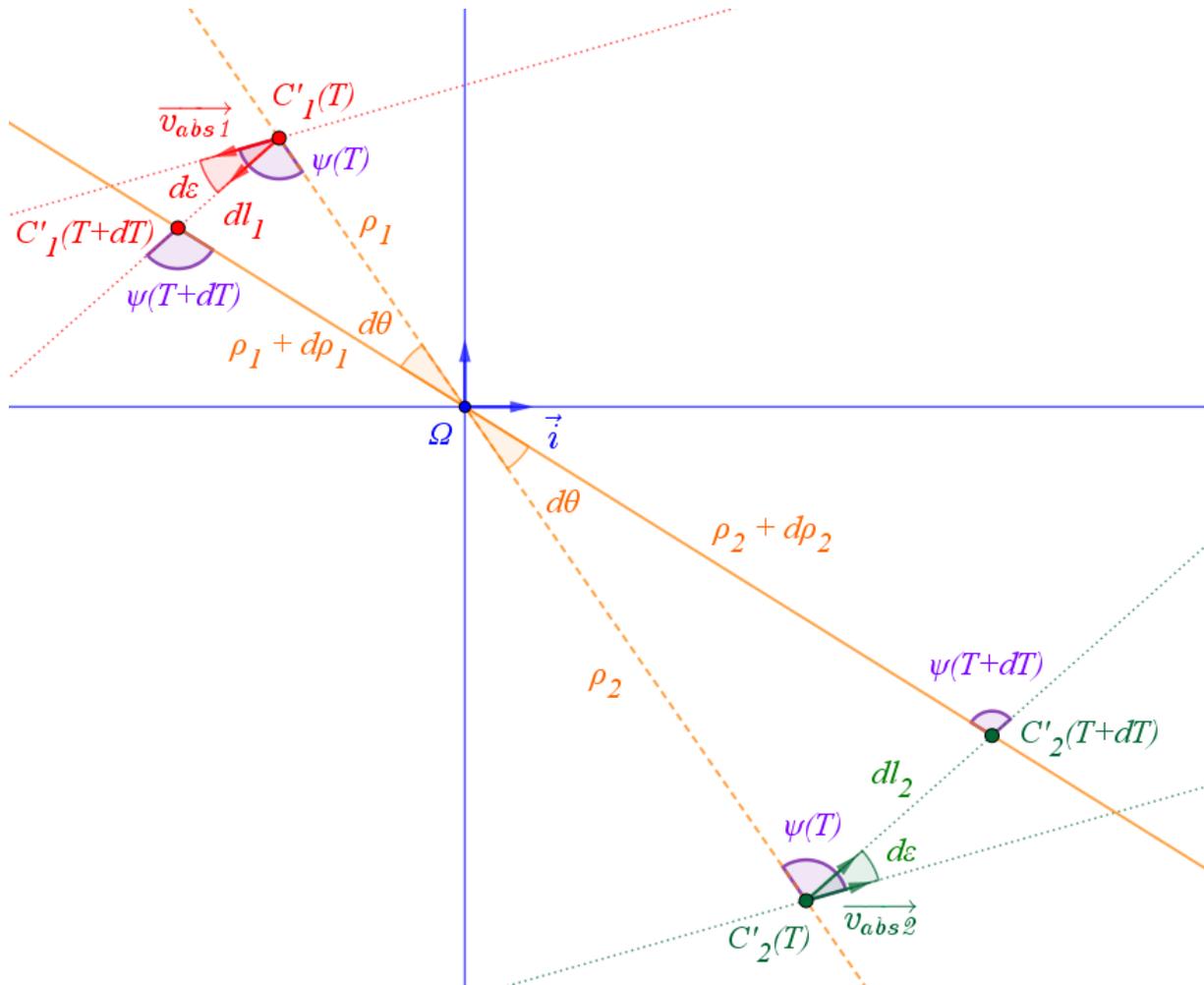
qui découlent de l'énergie potentielle (cf. hal-01577669), sont exposés au paragraphe 8.4.6 et ceux basés sur la relation [G6^{bis}] : $\frac{d\rho}{dT} = (\cos \beta_1 + \cos \beta_2) \cos \psi$ (cf. § 6.) sont exposés au paragraphe 8.4.1.

Ainsi qu'on peut le constater, **ces résultats sont cohérents.**

6. Quelques considérations géométriques préalables

Avant de détailler, au paragraphe suivant, le processus itératif retenu pour l'étude du mouvement des corps C_1 et C_2 , il va être utile d'établir quelques relations géométriques élémentaires entre les différentes grandeurs à mesurer.

Le schéma ci-dessous illustre les positions des corps observés C'_1 et C'_2 à deux instants absolus T et $T + dT$.



Tout d'abord, rappelons que $v_{abs1} = \cos \beta_1$ et $v_{abs2} = \cos \beta_2$ (cf. 8.1) ; d'où : $dl_i = \cos \beta_i dT$.

Par conséquent, dans les triangles $\Omega C'_i(T)C'_i(T + dT)$, nous avons :

$$\frac{dl_i}{d\theta} = \frac{\rho_i}{\sin \psi} \Rightarrow \frac{\cos \beta_i dT}{d\theta} = \frac{\rho_i}{\sin \psi}.$$

Puis, successivement :

$$\frac{d\theta}{dT} = \frac{\cos \beta_i}{\rho_i} \sin \psi ; \quad [G1]$$

$$\frac{\cos \beta_1}{\rho_1} = \frac{\cos \beta_2}{\rho_2}. \quad [G2]$$

Et, avec $\rho = \rho_1 + \rho_2$:

$$\frac{d\theta}{dT} = \frac{\cos \beta_1 + \cos \beta_2}{\rho} \sin \psi ; \quad [G3]$$

$$\rho_1 = \rho \frac{\cos \beta_1}{\cos \beta_1 + \cos \beta_2} ; \quad \rho_2 = \rho \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1 + \cos \beta_2}. \quad [G3^{bis}]$$

Avec $\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\cos \beta_1}{\cos \beta_2}$ et $\Delta w_{01} \tan \beta_1 = \Delta w_{02} \tan \beta_2$ (cf. [8]), nous obtenons :

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\Delta w_{01} \sin \beta_1}{\Delta w_{02} \sin \beta_2} ; \quad \text{d'où, avec } m_{abs\ i} = \frac{h}{c \Delta w_{0i} \sin \beta_i}, \text{ la relation : } \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{m_{abs\ 2}}{m_{abs\ 1}}.$$

Remarque importante :

la relation [G3] sera utilisée à la place de la relation $\frac{d\theta}{dT} = \frac{\cos \beta_i}{\rho_i}$ qui avait été

retenue dans l'article hal-01577669, page 9.

En effet, cette dernière relation ne convient que pour des trajectoires quasi-circulaires et était à l'origine des défauts soulignés pour les trajectoires aux excentricités élevées.

Lien entre les accroissements $d\varepsilon$, $d\psi$ et $d\theta$ et calcul de $\frac{d\psi}{dT}$:

Cette étude étant limitée aux orbites képlériennes, pour lesquelles $\psi_1 = \psi_2$, posons

$$\psi = \left(\overrightarrow{C'_i \Omega}, \overrightarrow{v_{abs\ i}} \right).$$

$$\text{Avec } d\theta = \left(\overrightarrow{\Omega C'_i(T)}, \overrightarrow{\Omega C'_i(T+dT)} \right), \quad d\varepsilon = \left(\overrightarrow{v_{abs\ i}(T)}, \overrightarrow{v_{abs\ i}(T+dT)} \right)$$

$$\text{et } d\psi = \psi(t+dT) - \psi(T), \text{ on obtient aisément : } \quad d\varepsilon = d\psi + d\theta. \quad [G4]$$

Cette relation nous permet, en utilisant [G3] et [5], d'obtenir successivement :

$$\frac{d\psi}{dT} = \frac{d\varepsilon}{dT} - \frac{d\theta}{dT}, \text{ puis : } \boxed{\frac{d\psi}{dT} = f_{1,2} \Delta \varepsilon_{1,2} + f_{2,1} \Delta \varepsilon_{2,1} - \frac{\cos \beta_1 + \cos \beta_2}{\rho} \sin \psi.} \quad [G5]$$

Pour terminer, nous réutiliserons la relation [G6] : $\frac{d\rho_i}{dT} = \cos \beta_i \cos \psi$ (cf. hal-01577669

pages 8 et 9) pour en déduire, à partir de $\frac{d\rho}{dT} = \frac{d\rho_1}{dT} + \frac{d\rho_2}{dT}$, la relation :

$$\boxed{\frac{d\rho}{dT} = (\cos \beta_1 + \cos \beta_2) \cos \psi.} \quad [G6^{bis}]$$

7. Étude du mouvement

À partir des relations précédentes, nous allons pouvoir mettre en place un **processus itératif** pour étudier le mouvement des deux corps en interaction en fonction du temps absolu T .

Comme indiqué au paragraphe 5.3, ce processus sera sensiblement différent de celui adopté dans l'article hal-01577669 car il ne fait intervenir que les postulats quantifiés [1] et [2], la conservation de l'énergie cinétique du système et les considérations géométriques détaillées au paragraphe 6.

Dans la mesure où les différences de masses choisies sont importantes et les vitesses en jeu restent petites par rapport à la vitesse de la lumière, **la position du barycentre Ω du système varie peu** (ses fluctuations peuvent dans un premier temps être négligées par rapport aux grandes distances considérées dans les exemples du paragraphe 9).

Et, par conséquent, les postulats [1] et [2], et les résultats [1^{bis}], [3], [4], [5], [G3], [G5] et [G6] peuvent d'ores et déjà nous permettre la mise en place d'un **processus itératif** pour étudier le mouvement de deux corps en interaction en fonction du temps absolu T .

Nous choisirons Ω comme origine du repère.

- Les masses des corps C_i et C_j sont en première approximation égales aux sommes des masses des particules qui les constituent.

Les distances de stratification Δw_{0i} et Δw_{0j} prises en compte dans les calculs sur la

base de la relation $\Delta w_0 = \frac{h}{cm_{abs} \sin \beta}$ sont des distances fictives qui permettent

d'engendrer les occurrences des ondes de phases correspondant aux cumuls des occurrences générées par l'ensemble de ces particules.

Les masses de ces corps sont à renseigner dans les **cellules C4 et E4**.

- La valeur initiale de ρ est la distance au périastre (à indiquer dans la **cellule G5**).
- L'excentricité e des ellipses-trajectoires est à compléter dans la **cellule G4**.
- Les valeurs initiales des angles β_1 et β_2 sont estimées à partir des vitesses au périastre v_{1p} et v_{2p} des corps C'_1 et C'_2 , et des relations :

$$v_{abs\ i} = \cos \beta_i = \frac{v_{ip}}{c} \quad .$$

- La valeur initiale de θ est 0 et celle de ψ est $\frac{\pi}{2}$.
- Les coordonnées W_1 et W_2 des corps C_1 et C_2 sont implémentées par les accroissements $dW_1 = dT \sin \beta_1$ et $dW_2 = dT \sin \beta_2$.

Ce qui, au-delà de la situation de ces corps dans l'espace platonicien, permet d'évaluer les durées propres Δt_1 et Δt_2 écoulées pour C_1 et C_2 , à partir de la

$$\text{relation } \Delta t_i = \frac{\Delta W_i}{c} .$$

Les valeurs initiales de W_1 et W_2 sont choisies nulles, arbitrairement.

- Pour que ces tableaux donnent des résultats exploitables, **il faut régler le pas du temps absolu dT** de la **cellule J5** de façon à ce que la mesure de l'angle $\theta_{1\max}$ apparaissant dans la cellule la **cellule I17** soit proche de 2π .
Ce réglage nécessite quelques essais successifs (... et un peu de patience...).

Le processus itératif a été appliqué aux situations suivantes (cf. paragraphe 8):

- ✓ C'_1 : Soleil et C'_2 : Terre,
- ✓ C'_1 : Soleil et C'_2 : Mercure,
- ✓ C'_1 : Soleil et C'_2 : Neptune,
- ✓ C'_1 : Terre et C'_2 : Lune,
- ✓ le Pulsar PSR B1913+16.

Ces situations ont dans un premier temps été calculées en utilisant les lois classiques de la gravitation (les formules utilisées sont précisées en annexe 8) ; ce qui donne dans les tableaux Excel du paragraphe 8 les quantités qualifiées de « théoriques » (colonnes AN à AQ).

Elles ont ensuite été simulées selon les indications fournies dans ce paragraphe. Pour terminer, les résultats de ces simulations et les données « théoriques » ont été comparées.

Aux marges d'erreurs près induites par les nombreuses itérations (ici, au nombre de 20 000) et par le logiciel utilisé (qui ne conserve que 15 chiffres significatifs à chaque calcul), ce processus permet de retrouver assez correctement les caractéristiques de chacune des différentes orbites établies suivant les lois de la mécanique classique.

À titre d'illustration, les erreurs maximales constatées pour le système Soleil-Terre sont de l'ordre de 0,004 % pour les vitesses, de $5,6 \cdot 10^{-5}$ % pour les distances, de $2 \cdot 10^{-5}$ % pour la période de révolution et de 0,075% pour l'excentricité.

Dans l'article hal-01577669, il a été constaté que, lorsque l'excentricité e augmente, les erreurs maximales sur les vitesses et les distances restaient faibles, mais que l'erreur sur la période de révolution augmentait. La relation [G3^{bis}] (cf. §6) corrige nettement cette anomalie : pour e proche de 0,2 la relation utilisée précédemment conduisait à une erreur proche de 0,8%, elle devient ici proche de 0,0036%.

Le fichier « Excel » correspondant à ce processus itératif est joint en annexe.

Les numéros des formules utilisées sont précisés sur la ligne 17 de ce fichier.

Le logiciel utilisé ne conservant que 15 chiffres significatifs, il a aussi été remarqué que des **différences de masses importantes** induisent un accroissement notable des **erreurs relatives pour les vitesses** des corps observés C'_1 et C'_2 .

Pour le calcul de l'angle β_1 (étroitement lié à l'estimation de la vitesse du corps C'_1), **il est donc préférable, dans ces situations**, de remplacer la méthode itérative proposée

ci-dessus par la relation $\beta_1 = \arctan\left(\frac{\Delta w_{02}}{\Delta w_{01}} \tan \beta_2\right)$ (découlant de la conservation des

quantités de mouvement). Cette **correction est très efficace** : pour le système Soleil-Mercure, par exemple, la moyenne des erreurs constatées pour la vitesse du Soleil (corps observé C'_1) est ainsi passée de 0,26% à 0,0012%.

8. Annexes

8.1. Calcul de la distance $d_{1,2}$

Les quantités utilisées dans ce paragraphe font référence aux schémas des paragraphes 2 et 3. Comme les mouvements considérés ici sont supposés s'effectuer avec une troisième coordonnée constante ($Z = Z_0$), dans l'espace $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k}, \vec{h})$, le vecteur vitesse du corps C_1 est donné, avec β_1 non multiple de π , par:

$$\vec{v}_1 = \begin{pmatrix} -\cos \beta_1 \cos(\psi - \theta) \\ \cos \beta_1 \sin(\psi - \theta) \\ 0 \\ \sin \beta_1 \end{pmatrix} \quad (\text{cf. remarque ci-après}).$$

Désignons par H_{C_1} l'hyperplan associé à C_1 (X_1, Y_1, Z_1, W_1) (hyperplan orthogonal à \vec{v}_1 passant par C_1) et par H_2 la projection de C_2 sur H_{C_1} .

On a donc l'équivalence : $M(X, Y, Z, W) \in H_{C_1}$ si et seulement si

$$-\cos \beta_1 \cos(\psi - \theta)(X - X_1) + \cos \beta_1 \sin(\psi - \theta)(Y - Y_1) + \sin \beta_1 (W - W_1) = 0.$$

Comme $H_2(X_2, Y_2, Z_2, W_2) \in H_{C_1}$, il vient :

$$-\cos \beta_1 \cos(\psi - \theta)(X_2 - X_1) + \cos \beta_1 \sin(\psi - \theta)(Y_2 - Y_1) + \sin \beta_1 (W_2 - W_1) = 0,$$

$$\text{d'où il ressort : } W_2 - W_1 = -\frac{\cos \beta_1}{\sin \beta_1} [\cos(\psi - \theta)(X_2 - X_1) - \sin(\psi - \theta)(Y_2 - Y_1)].$$

$$\text{Par ailleurs, on a par définition : } (d_{1,2})^2 = (X_2 - X_1)^2 + (Y_2 - Y_1)^2 + (W_2 - W_1)^2 = \rho^2 + (W_2 - W_1)^2,$$

$$\text{avec : } X_2 - X_1 = \rho \cos \theta \text{ et } Y_2 - Y_1 = \rho \sin \theta.$$

$$\text{Il vient donc : } (W_2 - W_1)^2 = \rho^2 \left(\frac{\cos \beta_1}{\sin \beta_1} \right)^2 [\cos(\psi - \theta) \cos \theta - \sin(\psi - \theta) \sin \theta]^2,$$

$$\text{i.e. } (W_2 - W_1)^2 = \rho^2 \left(\frac{\cos \beta_1}{\sin \beta_1} \right)^2 \cos^2 \psi.$$

$$\text{Pour terminer, nous arrivons à : } (d_{1,2})^2 = \rho^2 + (W_2 - W_1)^2 = \rho^2 \left(1 + \frac{\cos^2 \beta_1 \cos^2 \psi}{\sin^2 \beta_1} \right),$$

$$\text{i.e. } (d_{1,2})^2 = \rho^2 \frac{\cos^2 \beta_1 \cos^2 \psi + \sin^2 \beta_1}{\sin^2 \beta_1}.$$

Remarque sur le concept de **vitesse** d'un mobile ponctuel M dans l'espace platonicien :

compte-tenu de la définition du temps absolu T (en m), la **norme de la vitesse** de tous les mobiles **est égale à 1** et le **vecteur vitesse** $\vec{v} = \frac{d\vec{M}}{dT}$ d'un mobile M quelconque est de la forme :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} \cos \beta \cos \gamma \cos \varphi \\ \cos \beta \cos \gamma \sin \varphi \\ \cos \beta \sin \gamma \\ \sin \beta \end{pmatrix},$$

avec φ quelconque,

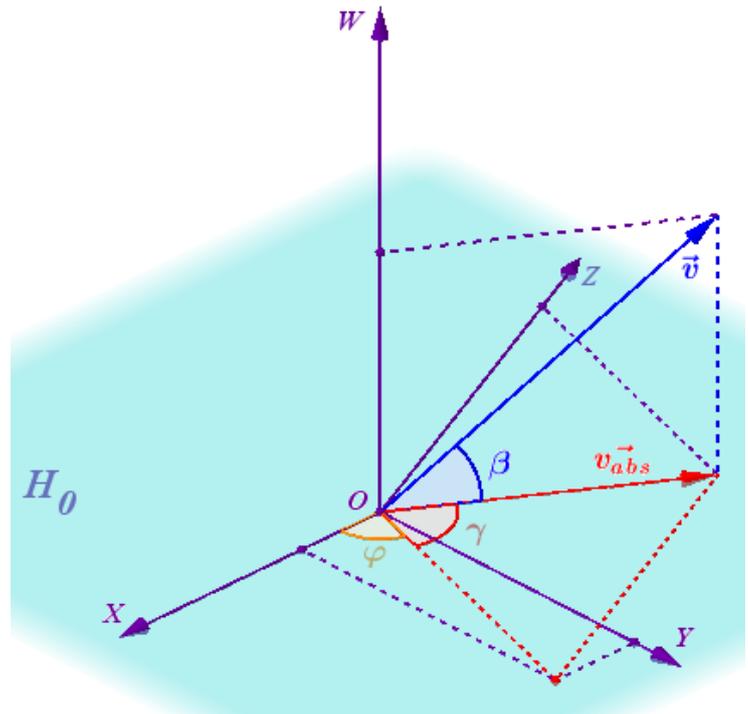
$$\gamma \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right] \text{ et } \beta \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right].$$

Sa **vitesse absolue** est donnée par:

$$\vec{v}_{abs} = \begin{pmatrix} \cos \beta \cos \gamma \cos \varphi \\ \cos \beta \cos \gamma \sin \varphi \\ \cos \beta \sin \gamma \\ 0 \end{pmatrix},$$

de **norme égale à $\cos \beta$** .

Pour le vecteur \vec{v}_1 de ce paragraphe, on a $\gamma = 0$ et $\varphi = \theta + \pi - \psi$.



8.2. Équivalence entre le second postulat de déclinaison quantifiée et la conservation du moment cinétique absolu du système

Pour conduire cette preuve, nous ferons appel aux relations suivantes :

$$[G3] : \frac{d\theta}{dT} = \frac{\cos \beta_1 + \cos \beta_2}{\rho} \sin \psi$$

$$[G3^{\text{bis}}] : \rho_i = \rho \frac{\cos \beta_i}{\cos \beta_1 + \cos \beta_2}$$

$$[G5] : \frac{d\psi}{dT} = \frac{d\varepsilon}{dT} - \frac{d\theta}{dT}$$

$$[G6] : \frac{d\rho_i}{dT} = \cos \beta_i \cos \psi$$

$$[8] : \Delta w_{01} \tan \beta_1 = \Delta w_{02} \tan \beta_2$$

$$[2^{\text{ter}}] : \Delta \beta_{i,j} = \frac{\cos \psi}{\sin \psi} \sin \beta_j (\cos \beta_1 + \cos \beta_2) \Delta \varepsilon_{i,j} \quad (\text{établie à partir de [1] et [2]}).$$

Preuve :

La relation [5] : $\frac{d\varepsilon}{dT} = f_{1,2} \Delta \varepsilon_{1,2} + f_{2,1} \Delta \varepsilon_{2,1}$ entraîne :

$$\rho \frac{\cos \psi \cos \beta_1}{\Delta w_{01} \sin \beta_1} \frac{d\varepsilon}{dT} = \rho \frac{\cos \psi \cos \beta_1}{\Delta w_{01} \sin \beta_1} (f_{1,2} \Delta \varepsilon_{1,2} + f_{2,1} \Delta \varepsilon_{2,1}) ; \text{ d'où, avec [G5] :}$$

$$\frac{\cos \psi \cos \beta_1}{\Delta w_{01} \sin \beta_1} \left(\rho \frac{d\psi}{dT} + \rho \frac{d\theta}{dT} \right) = \frac{\cos \psi \cos \beta_1 (\cos \beta_1 + \cos \beta_2)}{\Delta w_{01} \sin \beta_1} \frac{\rho}{\cos \beta_1 + \cos \beta_2} (f_{1,2} \Delta \varepsilon_{1,2} + f_{2,1} \Delta \varepsilon_{2,1})$$

Avec $\rho = \rho_1 + \rho_2$, [8], [G3] et [G3^{bis}], il vient:

$$\begin{aligned} (\rho_1 + \rho_2) \frac{\cos \psi \cos \beta_1}{\Delta w_{01} \sin \beta_1} \frac{d\psi}{dT} + \cos \psi \sin \psi \sum_{i=1}^{i=2} \frac{\cos^2 \beta_i}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i} \\ = \frac{\cos \psi \cos \beta_1 (\cos \beta_1 + \cos \beta_2)}{\Delta w_{01} \sin \beta_1} \left(\frac{\rho_2}{\cos \beta_2} f_{1,2} \Delta \varepsilon_{1,2} + \frac{\rho_1}{\cos \beta_1} f_{2,1} \Delta \varepsilon_{2,1} \right). \end{aligned}$$

Puis, avec [G6] :

$$\sum_{i=1}^{i=2} \left(\rho_i \frac{\cos \psi \cos \beta_i}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i} \frac{d\psi}{dT} + \frac{\sin \psi \cos \beta_i}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i} \frac{d\rho_i}{dT} \right)$$

$$= \cos \psi (\cos \beta_1 + \cos \beta_2) \left(\frac{\rho_2}{\Delta w_{02} \sin \beta_2} f_{1,2} \Delta \varepsilon_{1,2} + \frac{\rho_1}{\Delta w_{01} \sin \beta_1} f_{2,1} \Delta \varepsilon_{2,1} \right)$$

Le membre de droite R de cette égalité peut ensuite s'écrire successivement :

$$R = \frac{\rho_2}{\Delta w_{02} \sin \beta_2} f_{1,2} \Delta \varepsilon_{1,2} \cos \psi (\cos \beta_1 + \cos \beta_2) + \frac{\rho_1}{\Delta w_{01} \sin \beta_1} f_{2,1} \Delta \varepsilon_{2,1} \cos \psi (\cos \beta_1 + \cos \beta_2) ;$$

i.e., avec [2^{ter}] :

$$R = \frac{\rho_2 \sin \psi}{\Delta w_{02} \sin^2 \beta_2} f_{1,2} \Delta \beta_{1,2} + \frac{\rho_1 \sin \psi}{\Delta w_{01} \sin^2 \beta_1} f_{2,1} \Delta \beta_{2,1}.$$

Nous arrivons ainsi :

$$\sum_{i=1}^{i=2} \left(\rho_i \frac{\cos \psi \cos \beta_i}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i} \frac{d\psi}{dT} + \frac{\sin \psi \cos \beta_i}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i} \frac{d\rho_i}{dT} - \frac{\rho_i \sin \psi}{\Delta w_{0i} \sin^2 \beta_i} \frac{d\beta_i}{dT} \right) = 0 ;$$

et finalement, par intégration :

$$\rho_1 \frac{h}{c \Delta w_{01} \tan \beta_1} \sin \psi + \rho_2 \frac{h}{c \Delta w_{02} \tan \beta_2} \sin \psi = k .$$

Relation qui correspond bien à la relation [7], traduisant la conservation du moment cinétique absolu du système.

La réciproque, aisée à établir à partir des éléments de calcul précédents, montre ainsi ***l'équivalence entre le second postulat de déclinaison quantifiée et la conservation du moment cinétique absolu du système.*** ■

8.3. Formules utilisées pour l'obtention des données théoriques de référence dans les simulations

Les résultats des simulations quantifiées sont comparés aux trajectoires elliptiques théoriques des deux corps C'_1 et C'_2 en interaction gravitationnelle. Compte-tenu des vitesses considérées, faibles par rapport à celle de la lumière, les calculs sont effectués à partir des lois de la mécanique classique. Les cellules du fichier Excel contenant ces formules sont indiquées ci-après, entre parenthèses).

Les données utilisées sont : la distance au périastre d_p , l'excentricité commune e , les masses au repos m_1 et m_2 .

À partir de ces éléments, on obtient :

- les vitesses des deux corps (colonnes AP et AQ):

$$v_1 = m_2 \sqrt{\frac{G(1+2e \cos \theta + e^2)}{d_p (m_1 + m_2)(1+e)}}, \quad v_2 = m_1 \sqrt{\frac{G(1+2e \cos \theta + e^2)}{d_p (m_1 + m_2)(1+e)}};$$

- les vitesses des deux corps au périastre (C6 et E6):

$$v_{1p} = m_2 \sqrt{\frac{G(1+e)}{d_p (m_1 + m_2)}}, \quad v_{2p} = m_1 \sqrt{\frac{G(1+e)}{d_p (m_1 + m_2)}};$$

- les vitesses des deux corps à l'apoastre (C7 et E7):

$$v_{1a} = m_2 (1-e) \sqrt{\frac{G}{d_p (m_1 + m_2)(1+e)}}, \quad v_{2a} = m_1 (1-e) \sqrt{\frac{G}{d_p (m_1 + m_2)(1+e)}};$$

- les distances $\rho_1 = \Omega C'_1$ et $\rho_2 = \Omega C'_2$ (colonnes AN et AO):

$$\rho_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} d_p \frac{1+e}{1+e \cos \theta}, \quad \rho_2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} d_p \frac{1+e}{1+e \cos \theta};$$

- la distance à l'apoastre (G6): $d_a = d_p \frac{1+e}{1-e}$;

- la période de révolution (en secondes) (X6): $p_r = 2\pi \sqrt{\frac{d_p^3}{G(m_1 + m_2)(1-e)^3}}$;

- les demi-axes des ellipses parcourues par C'_1 et C'_2 (AD10 à AD13):

$$a_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{d_p}{1-e} \quad \text{et} \quad b_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} d_p \sqrt{\frac{1+e}{1-e}},$$

$$a_2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \frac{d_p}{1-e} \quad \text{et} \quad b_2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} d_p \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}.$$

Les résultats des simulations et les comparaisons entre les résultats de référence et les résultats des simulations sont effectuées dans le paragraphe suivant.

8.4.2. Système Soleil-Mercure

Données et calculs théoriques										
Corps C'1			Corps C'2			Système		Constantes		Temps abs dT ("dT _a ")
Masse (kg) ("m ₁ ") :	1,9884E+30	Masse (kg) ("m ₂ ") :	3,3011E+23	Excentricité ("e") :	0,20563069	G ("G") :	c ("c") :			1,13926E+11
Δw01 (m) ("w ₁ ") :	1,11156E-72	Δw02 (m) ("w ₂ ") :	6,6954E-66	Périastre (m) ("dp") :	46001272000	6,67428E-11	299792458			
v1 périastre (m/s) ("v1p") :	0,009791094	v2 périastre (m/s) ("v2p") :	58976,13115	Apoastre (m) ("da") :	69817079542	h ("h") :	6,62607E-34			
v1 apoastre (m/s) ("v1a") :	0,006451183	v2 apoastre (m/s) ("v2a") :	38858,3577	Période rév. (j) ("pr") :	87,96969311	Observateur				
v1p/c :	3,26596E-11	v2p/c :	0,000196723			α ("alp") :	dt (j) ("dt") :			
						1,570796327	0,004398327			
						θ max (6,28318531)				
						6,28318531				
Nombre de pas	Nbre de jours	β1	β2	ρ	ρ1	ρ2	θ			ψ
0	0	1,570796327	1,570599604	46001272000	7637,033484	46001264363	0			1,570796327
1	0,004398327	1,570796327	1,570599604	46001272000	7637,033484	46001264363	0,000487201			1,570713231

Vérifications des résultats de la simulation											
Système											
Excent. Simul.	Distances théoriques (m)			Distances simulées (m)			Erreurs (Δ%)				
0,205799455	Périastre (m)	46001272000	ρ min =	45987701885			-0,029499435				
Erreur (Δ%)	Apoastre (m)	69817079542	ρ max =	69821087617			0,005740823				
0,082071761											
[3]	[3]	[1 ^{bis}]	[1 ^{bis}]	[2]	[2]	[5]	[1]	[1]	[4]	[4]	[6 ^{bis}]
f1,2	f2,1	(d1,2) ²	(d2,1) ²	Δe1,2	Δe2,1	d _e	Δβ1,2	Δβ2,1	d β1	d β2	dρ
8,99639E+71	1,49356E+65	2,11612E+21	2,11612E+21	3,94278E-87	3,94278E-87	0,000404104	4,7514E-107	4,7514E-107	8,08468E-31	4,86976E-24	1,37289E-09
8,99639E+71	1,49356E+65	2,11612E+21	2,11612E+21	3,94278E-87	3,94278E-87	0,000404104	6,44525E-95	6,44525E-95	1,09669E-18	6,60588E-12	1862,339892

Vérifications des résultats de la simulation											
Corps C'1 & C'2											
Période de révolution (j)			Vitesse théoriques (m/s)			Vitesse simulées (m/s)			Erreurs (Δ%)		
Théorique (j)	Simulée (j)	Erreur (Δ%)	v1 périastre(m/s) =	0,009791094	v1 max =	0,009793333	0,02286766				
87,9696931052	87,9665331489	-0,003592097	v1 apoastre(m/s) =	0,006451183	v1 min =	0,006450589	-0,009205435				
Erreur en secondes	-273,020225		v2 périastre(m/s) =	58976,13115	v2 max =	58989,63158	0,022891349				
			v2 apoastre(m/s) =	38858,3577	v2 min =	38854,84307	-0,009044723				
			Demi axes théoriques (m)			Demi axes simulés (m)			Erreurs (Δ%)		
a1 =	9613,958379	a1 =	9613,164644	-0,008256067							
b1 =	9408,504858	b1 =	9407,387047	-0,011880859							
a2 =	57909166157	a2 =	57904385138	-0,008256067							
b2 =	56671627821	b2 =	56664894745	-0,011880859							
						Durées propres					
						Durée propre Δt1 écoulée pour C1 (j):		87,966533148891			
						Durée propre Δt2 écoulée pour C2 (j):		87,966532027345			
[G6]	[G6]	[G3]	[G5]	v1 (m/s)	v2 (m/s)	X1	Y1	W1	X2	Y2	W2
dp1	dp2	dθ	dψ	7637,033484	58976,13115	7637,033484	0	0	-46001264363	5,63584E-06	0
0,000309181	1862,339582	0,000487201	-8,30962E-05	0,009791069	58976,13115	7637,032577	3,720766457	1,13926E+11	-46001258903	-22411838,55	1,13926E+11

Vérifications des résultats de la simulation											
Mesures théoriques en fonction de θ (selon les lois de la mécanique classique)											
						Moyennes des erreurs (Δ%)					
						ρ1	ρ2	v1	v2		
						-0,001314966	-0,003448816	0,001219751	0,001220645		
						Erreurs (Δ%)					
m1 (kg)	m2 (kg)	dW1	dW2	ρ1	ρ2	v1 (m/s)	v2 (m/s)	ρ1	ρ2	v1	v2
1,9884E+30	3,3011E+23	1,13926E+11	1,13926E+11	7637,033484	46001264363	0,009791094	58976,13115	-1,1909E-14	0	0,000431751	-1,17943E-11
1,9884E+30	3,3011E+23	1,13926E+11	1,13926E+11	7637,033638	46001265294	0,009791094	58976,13016	-2,02423E-06	-2,02423E-06	-0,000246446	1,67897E-06

8.4.4. Système Terre-Lune

Données et calculs théoriques										
Corps C'1			Corps C'2			Système		Constantes		Temps abs dT ("dT _a ")
Masse (kg) ("m ₁ "):	5,9736E+24	Masse (kg) ("m ₂ "):	7,3477E+22	Excentricité ("e"):	0,0549	G ("G"):	c ("c"):			
Δw01 (m) ("w1"):	3,69998E-67	Δw02 (m) ("w2"):	3,00804E-65	Périastre (m) ("dp"):	363104000	6,67428E-11	299792458	35304051050		
v1 périastre (m/s) ("v1p"):	13,15742816	v2 périastre (m/s) ("v2p"):	1069,684566	Apoastre (m) ("da"):	405288762,7	h ("h"):	6,62607E-34			
v1 apoastre (m/s) ("v1a"):	11,7879281	v2 apoastre (m/s) ("v2a"):	958,3457043	Période rév. (j) ("pr"):	27,2596999	Observateur				
v1p/c:	4,38885E-08	v2p/c:	3,56808E-06			α ("alp"):	dt (j) ("dt"):			
							1,570796327	0,001362982		
							θ max (6,28318531)			
							6,28318531			
Nombre de pas	Nbre de jours	β1	β2	ρ	ρ1	ρ2	0	ψ		
0	0	1,570796283	1,570792759	363104000	4412014,699	358691985,3	0	1,570796327		
1	0,001362982	1,570796283	1,570792759	363104000	4412014,699	358691985,3	0,000351187	1,57077805		

Vérifications des résultats de la simulation										
Système										
Excent. Simul.	Distances théoriques (m)			Distances simulées (m)			Erreurs (Δ%)			
0,054942048	Périastre (m)	363104000	ρ min =	363082131,7	-0,006022591	Apoastre (m)	405288762,7	ρ max =	405298539,6	0,002412324
0,076590388										
[3]	[3]	[1 th]	[1 th]	[2]	[2]	[5]	[1]	[1]	[4]	[4]
f1,2	f2,1	(d1,2) ²	(d2,1) ²	Δw1,2	Δw2,1	dθ	Δβ1,2	Δβ2,1	dβ1	dβ2
2,70272E+66	3,32442E+64	1,31845E+17	1,31845E+17	3,44661E-81	3,44661E-81	0,00033291	7,626E-103	7,626E-103	8,95026E-28	7,27646E-26
2,70272E+66	3,32442E+64	1,31845E+17	1,31845E+17	3,44661E-81	3,44661E-81	0,00033291	2,27528E-91	2,27528E-91	2,6704E-16	2,171E-14
										dρ
										2,330600731

Vérifications des résultats de la simulation										
Corps C'1 & C'2										
Période de révolution (j)			Vitesses théoriques (m/s)			Vitesses simulées (m/s)			Erreurs (Δ%)	
Théorique (j)	Simulée (j)	Erreur (Δ%)	v1 périastre (m/s)	v1 max =	v1 min =	v2 périastre (m/s)	v2 max =	v2 min =		
27,2596999009	27,2596385308	-0,000225131	13,15742816	13,15816348	0,005588642	1069,684566	1069,744198	0,005574676		
Erreur en secondes		-5,302377397	v2 apoastre (m/s)	v2 min =	958,3204405	-0,002636191				
			Demi axes théoriques (m)		Demi axes simulés (m)		Erreurs (Δ%)			
			a1 =	4668304,622	a1 =	4668231,162	-0,001573595			
			b1 =	4661264,155	b1 =	4661180,009	-0,001805222			
			a2 =	379528076,7	a2 =	379522104,5	-0,001573595			
			b2 =	378955694,4	b2 =	378948853,4	-0,001805222			
Durées propres										
Durée propre Δt1 écoulée pour C1 (j):							27,259638530839			
Durée propre Δt2 écoulée pour C2 (j):							27,259638530679			
[G6]	[G6]	[G3]	[G5]	v1 (m/s)	v2 (m/s)	X1	Y1	W1	X2	Y2
dp1	dp2	dθ	dψ	13,15742816	1069,684566	4412014,699	0	0	-358691985,3	4,39451E-08
9,49147E-14	7,71646E-12	0,000351187	-1,82767E-05	13,15742816	1069,684566	4412014,427	1549,440266	35304051050	-358691963,2	-125967,8046
0,028318732	2,302281999	0,000351187	-1,82767E-05	13,15742816	1069,684566	4412014,427	1549,440266	35304051050	-358691963,2	-125967,8046

Vérifications des résultats de la simulation										
Mesures théoriques en fonction de θ (selon les lois de la mécanique classique)										
Moyennes des erreurs (Δ%)										
			ρ1	ρ2	v1	v2				
			-0,000225189	-0,000224796	7,6312E-05	7,53621E-05				
Erreurs (Δ%)										
m1 (kg)	m2 (kg)	dW1	dW2	ρ1	ρ2	v1 (m/s)	v2 (m/s)	ρ1	ρ2	v1
5,9736E+24	7,3477E+22	35304051050	35304051050	4412014,699	358691985,3	13,15742816	1069,684566	2,11088E-14	0	1,46192E-07
5,9736E+24	7,3477E+22	35304051050	35304051050	4412014,713	358691986,5	13,15742812	1069,684563	-3,20927E-07	-3,20927E-07	4,50417E-07

8.4.5. Pulsar PSR B1913+16

Ce dernier système a été simulé dans le but de montrer que la modélisation quantifiée proposée reste cohérente avec les lois classiques de la gravitation pour des **vitesse**s au périastre **importantes** (proche de $0,0015c$ pour le corps C_2). Compte-tenu de la **forte excentricité** de ce système (proche de $0,627$) et pour minimiser le cumul des erreurs d'arrondi, son étude a été conduite sur une **demi-période de révolution**.

Données et calculs théoriques										
Corps C'1			Corps C'2			Système		Constantes		Temps abs dT ("dT _a ")
Masse (kg) ("m ₁ "):	2,86608E+30	Masse (kg) ("m ₂ "):	2,75731E+30	Excentricité ("e"):	0,62712	G ("G"):	c ("c"):			215908650
Δw01 (m) ("w ₁ "):	7,71165E-73	Δw02 (m) ("w ₂ "):	8,01585E-73	Périastre (m) ("dp"):	765270000	6,67428E-11	299792458			
v1 périastre (m/s) ("v1p"):	438017,7101	v2 périastre (m/s) ("v2p"):	455295,8299	Apoastre (m) ("da"):	3339374926	h ("h"):	6,62607E-34			
v1 apoastre (m/s) ("v1a"):	100378,6099	v2 apoastre (m/s) ("v2a"):	104338,1613	Période rév. (j) ("pr"):	0,34900613	Observateur				
v1p/c:	0,00146107	v2p/c:	0,001518703			α ("alp"):	dt (j) ("dt"):			
							1,570796327	8,72165E-06		
							θ max (3,14159265)			
							3,14159265			
Nombre de pas	Nbre de jours	β1	β2	ρ	ρ1	ρ2	θ			ψ
0	0	1,569335256	1,569277623	765270000	375234224	390035776	0			1,570796327
1	8,72165E-06	1,569335256	1,569277623	765270000	375234224	390035776	0,000879633			1,570457302

Vérifications des résultats de la simulation											
Système											
Excent. Simul.	Distances théoriques (m)			Distances simulées (m)			Erreurs (Δ%)				
0,627003869	Périastre (m)	765270000	ρ min =	765270000				0			
Erreur (Δ%)	Apoastre (m)	3339374926	ρ max =	3338096965				-0,03826947			
-0,018518069											
[3]	[3]	[1 ^{hh}]	[1 ^{hh}]	[2]	[2]	[5]	[1]	[1]	[4]	[4]	[6 ^{hh}]
f1,2	f2,1	(d1,2) ²	(d2,1) ²	Δε1,2	Δε2,1	dε	Δβ1,2	Δβ2,1	dβ1	dβ2	dp
1,29674E+72	1,24753E+72	5,85638E+17	5,85638E+17	9,40558E-85	9,40558E-85	0,000540608	1,7168E-103	1,7168E-103	4,83851E-23	5,02937E-23	4,12358E-11
1,29674E+72	1,24753E+72	5,85638E+17	5,85638E+17	9,40558E-85	9,40558E-85	0,000540608	9,50166E-91	9,50166E-91	2,67784E-10	2,78347E-10	228,2164696

Vérifications des résultats de la simulation											
Corps C'1 & C'2											
Demi-période de révolution (j)			Vitesses théoriques (m/s)			Vitesses simulées (m/s)			Erreurs (Δ%)		
Théorique (j)	Simulée (j)	Erreur (Δ%)	v1 périastre(m/s) =	438017,7101	v1 max =	438017,7101	2,47173E-12				
0,1745030648	0,1744329038	-0,040206169	v1 apoastre(m/s) =	100378,6099	v1 min =	100389,262	0,010611953				
Erreur en secondes		-6,061910192	v2 périastre(m/s) =	455295,8299	v2 max =	455295,8299	2,33958E-12				
			v2 apoastre(m/s) =	104338,1613	v2 min =	104349,2366	0,010614825				
Demi axes théoriques (m)			Demi axes simulés (m)			Erreurs (Δ%)					
a1 =	1006313624	a1 =	1006000313	-0,03113451							
b1 =	783840481,6	b1 =	783690481,5	-0,019136566							
a2 =	1046008839	a2 =	1045683169	-0,03113451							
b2 =	814759984,3	b2 =	814604067,2	-0,019136566							
Durées propres			Durée propre Δt1 écoulée pour C1 (j):			0,174432861108					
			Durée propre Δt2 écoulée pour C2 (j):			0,174432857675					
[G6]	[G6]	[G3]	[G5]	v1 (m/s)	v2 (m/s)	X1	Y1	W1	X2	Y2	W2
dp1	dp2	dθ	dψ	438017,7101	455295,8299	375234224	0	-390035776	4,77852E-08	-343088,1941	225908389,5
111,9011981	116,3152715	0,000879633	-0,000339024	438017,7101	455295,8299	375234078,9	330068,2661	225908408,9	-390035625,1	-343088,1941	225908389,5

Vérifications des résultats de la simulation											
Mesures théoriques en fonction de θ (selon les lois de la mécanique classique)											
				Moyennes des erreurs (Δ%)							
				ρ1	ρ2	v1	v2				
				-0,027372565	-0,027376986	0,002677742	0,002674622				
				Erreurs (Δ%)							
ρ1	ρ2	v1	v2								
2,86608E+30	2,75731E+30	225908408,9	225908389,5	375234224	390035776	438017,7101	455295,8299	0	1,52818E-14	2,48502E-12	2,35236E-12
2,86608E+30	2,75731E+30	225908408,9	225908389,5	375234280	390035834,1	438017,67	455295,7882	-1,49109E-05	-1,49109E-05	9,16399E-06	9,16399E-06

8.4.6. Système Soleil-Terre (version B, basée sur le concept d'énergie potentielle absolue du système développé dans l'article hal-01577669)

Données et calculs théoriques										
Corps C'1			Corps C'2			Système		Constantes		Temps abs dT ("dT _a ")
Masse (kg) ("m ₁ "):	1,9884E+30	Masse (kg) ("m ₂ "):	5,9722E+24	Excentricité ("e"):	0,01671022	G ("G"):	6,67428E-11	c ("c"):	299792458	4,73047E+11
Δw01 (m) ("w1"):	1,11156E-72	Δw02 (m) ("w2"):	3,70085E-67	Périastre (m) ("dp"):	1,47098E+11	Apoastre (m) ("da"):	1,52098E+11	h ("h"):	6,62607E-34	
v1 périastre (m/s) ("v1p"):	0,090966006	v2 périastre (m/s) ("v2p"):	30286,46162	Période rév. (j) ("pr"):	365,2578657	Observateur				
v1 apoastre (m/s) ("v1a"):	0,087975848	v2 apoastre (m/s) ("v2a"):	29290,91062							
v1p/c:	3,0343E-10	v2p/c:	0,000101025							
									α ("alp")	dt (j) ("dt")
									1,570796327	0,01826289
									θ max (6,28318531)	
									6,28318531	
Nombre de pas	Nbre de jours	β1	β2	ρ	ρ1	ρ2			ψ	
0	0	1,570796326	1,570695302	1,47098E+11	441810,7418	1,47098E+11			1,570796327	
1	0,01826289	1,570796326	1,570695302	1,47098E+11	441810,7418	1,47098E+11	0,000324882		1,570790987	

Vérifications des résultats de la simulation										
Système										
Excent. Simul.	Distances théoriques (m)			Distances simulées (m)			Erreurs (Δ%)			
0,01672273	Périastre (m)	1,47098E+11	ρ min =	1,47096E+11	-0,001705356					
0,074862968	Apoastre (m)	1,52098E+11	ρ max =	1,52099E+11	0,000797285					
[3]	[3]	[1 ^{bits}]	[1 ^{bits}]	[2]	[2]	[5]	[1]	[1]	[4]	[4]
f1,2	f2,1	(d1,2) ²	(d2,1) ²	Δε1,2	Δε2,1	ds	Δβ1,2	Δβ2,1	dβ1	dβ2
8,99639E+71	2,70209E+66	2,16378E+22	2,16378E+22	7,50854E-88	7,50854E-88	0,000319543	4,6467E-108	4,6467E-108	5,93945E-30	1,9775E-24
8,99639E+71	2,70209E+66	2,16378E+22	2,16378E+22	7,50854E-88	7,50854E-88	0,000319543	4,05038E-97	4,05038E-97	5,17724E-19	1,72372E-13
										À partir de l'éne
										dp
										255,1785358

Vérifications des résultats de la simulation											
Corps C'1 & C'2											
Période de révolution (j)			Vitesses théoriques (m/s)			Vitesses simulées (m/s)			Erreurs (Δ%)		
Théorique (j)	Simulée (j)	Erreur (Δ%)	v1 périastre(m/s) =	0,090966006	v1 max =	0,090967226	0,001341804				
365,257865626	365,2577907068	-2,05186E-05	v1 apoastre(m/s) =	0,087975848	v1 min =	0,087968436	-0,008424891				
Erreur en secondes		-6,475316384	v2 périastre(m/s) =	30286,46162	v2 max =	30286,96558	0,001663989				
			v2 apoastre(m/s) =	29290,91062	v2 min =	29290,67104	-0,000817964				
			Demi axes théoriques (m)			Demi axes simulés (m)			Erreurs (Δ%)		
			a1 =	449318,9605	a1 =	449317,0143	-0,000433126				
			b1 =	449256,2241	b1 =	449254,1843	-0,000454044				
			a2 =	1,49597E+11	a2 =	1,49597E+11	-0,000433126				
			b2 =	1,49577E+11	b2 =	1,49576E+11	-0,000454044				
			Durées propres								
			Durée propre Δt1 écoulée pour C1 (j):			365,257790706762					
			Durée propre Δt2 écoulée pour C2 (j):			365,257788904117					
rgie potentielle, relations [P1] et [P2]		[G3]	[G5]								
dp1	dp2	dθ	dψ	v1 (m/s)	v2 (m/s)	X1	Y1	W1	X2	Y2	W2
8,79268E-15	2,92746E-09	0,000324882	-5,33963E-06	0,090966028	30286,46162	441810,7418	0	0	-1,47098E+11	1,80216E-05	0
0,000766432	255,1777694	0,000324882	-5,33963E-06	0,090966028	30286,46162	441810,7185	143,5365004	4,73047E+11	-1,47098E+11	-47789420,54	4,73047E+11

Vérifications des résultats de la simulation											
Mesures théoriques en fonction de θ (selon les lois de la mécanique classique)											
Moyennes des erreurs (Δ%)											
p1		p2		v1		v2					
-2,07274E-05		-2,07274E-05		-0,004092521		6,93887E-06					
Erreurs (Δ%)											
p1		p2		v1		v2					
1,9884E+30		5,9722E+24		4,73047E+11		4,73047E+11		441810,7418		1,47098E+11	
1,9884E+30		5,9722E+24		4,73047E+11		4,73047E+11		441810,7422		1,47098E+11	

9. Conclusion

En complément à l'article hal-01577669, cet article offre une quantification des angles ε_i mesurant l'orientation des vitesses absolues des corps observés.

Dans l'espace relativiste platonicien, *ces quanta ont un caractère absolu* (ils ne dépendent pas des référentiels d'observation) et sont *indépendants des masses au repos des corps considérés*.

Par ailleurs, il est à souligner qu'ils sont intimement liés à la *longueur de Planck* (par la présence de la quantité $\frac{Gh}{c^3}$ présente dans leur expression).

Cette quantification est *équivalente* à la conservation du *moment cinétique absolu* du système et est *cohérente* avec le concept d'*énergie potentielle absolue* du système proposé précédemment, dans l'article hal-01577669.

Les deux postulats proposés sur lesquels repose cette étude, associés à la conservation de la quantité de mouvement absolue du système, offrent, dans le cadre du modèle platonicien, une *approche quantifiée* étonnamment correcte des lois classiques de la gravitation appliquées aux *orbites képlériennes* elliptiques.

Comme dans l'article hal-01577669, ces résultats et leur examen peuvent certainement être rapidement affinés à l'aide d'outils informatiques plus performants et plus élaborés que ceux utilisés ici. Et les principes retenus méritent, bien sûr, d'être enrichis et approfondis pour proposer, dans un cadre plus général, une approche bien plus aboutie et plus complète d'une théorie quantique de la gravitation (référentiels d'observation quelconques, prise en compte des fluctuations barycentriques dans le cas de vitesses absolues plus élevées des corps en interaction, recherche d'un couplage avec le modèle standard de la physique des particules, ...).

Quoi qu'il en soit, la voie originale proposée dans cet article semble, à tout le moins, pouvoir favoriser l'émergence de nouvelles et nombreuses interrogations, prometteuses, dans des directions encore inexploitées, notamment au sujet des liens profonds qu'elle laisse entrevoir entre les effets quantiques de l'onde de phase de De Broglie, les lois de la gravitation et les concepts d'énergie potentielle et de moments cinétiques absolus des systèmes considérés.

10. Références

Einstein Albert (1916), Relativity: The Special and General Theory, New York: H. Holt and Company.

L.D. Landau & E.M. Lifshitz Mechanics (Volume 1 of A Course of Theoretical Physics) Pergamon Press 1969.

Le cours de physique de Feynman - Mécanique 1, Dunod, ISBN-13: 978-2100597437.

Isaac Newton, Andrew Motte : Philosophiae Naturalis Principia Mathematica; CreateSpace Independent Publishing Platform, ISBN-10: 1536887056, ISBN-13: 978-1536887051.

De l'Allégorie de la Caverne à la Relativité Restreinte, Jégat Alain (2014) Les Éditions du Net, ISBN: 978-2-312-02454-7.

Physique quantique et représentation du monde, Erwin Schrödinger ; Seuil ISBN-10: 2020133199, ISBN-13: 978-2020133197.

Richard Feynman, The Character of Physical Law (Modern Library) ISBN-13: 978-0679601272, ISBN-10: 0679601279.

Relativité : Fondements et applications ; José-Philippe Pérez ; Dunod ISBN-13: 978-2100043736.

Le dualisme des ondes et corpuscules dans l'œuvre d'Albert Einstein. L. de Broglie, 1955.

La Mesure du temps, Henri Poincaré dans La Valeur de la Science.

Space and Time: Minkowski's papers on relativity - Hermann Minkowski, Vesselin Petkov. Minkowski Institute Press. ISBN-10: 0987987143; ISBN-13: 978-0987987143.

Staley, Richard (2009), "Albert Michelson, the Velocity of Light, and the Ether Drift", Einstein's generation. The origins of the relativity revolution, Chicago: University of Chicago Press, ISBN0-226-77057-5.

Feynman, R.P. (1970), "The Michelson–Morley experiment (15-3)", The Feynman Lectures on Physics 1, Reading: Addison Wesley Longman, ISBN 0-201-02115-3.

Théorie des cordes et gravité quantique, C. Bachas, Laboratoire de Physique Théorique, UMR 8549, CNRS/ENS, Paris.

Le problème à deux corps. Mouvements à force centrale. Joël Sornette. Site joelsornette.fr

Une brève histoire du temps: du big bang aux trous noirs - Stephen William Hawking, Isabelle Naddeo-Souriau, Flammarion, 2008 ISBN 2081214849, 9782081214842.

Documentaire de vulgarisation sur le pulsar binaire PSR B1913+16 et sur la relativité générale, 1995.

Any-Chantal Levasseur-Regourd, André Brahic, Thérèse Encrenaz, François Forget, Marc Ollivier et Sylvie Vauclair, Système solaire et planètes, Ellipses, 2009 (ISBN 978-2-7298-4084-6).