



Dynamique des grains cométaires

Rapport de Stage

DE GELIS Pierre-Marie
M1 Physique Fondamentale et Applications

Juin 2024

Responsables de stage :

Dr. Pierre HENRI / Chargé de recherche CNRS
Dr. Kristina RACKOVIC / Post-doctorante CNRS
M. Pietro DAZZI / Doctorant CNRS

Tuteur universitaire :

Dr. Sébastien CELESTIN / Enseignant-chercheur CNRS

En collaboration avec :

M. Anderson GONNET / Étudiant Master 1. Physique fondamentale et applications

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Vers Comet Interceptor	1
1.2	Présentation du laboratoire	2
1.3	Objectifs du stage	2
1.4	Remerciements	3
2	Matériel & Méthodes	3
2.1	Évolution de la charge	4
2.1.1	Théorie associée aux courants de charge	5
2.1.2	Expressions des courants	5
2.1.3	Expression de la charge du grain	7
2.1.4	Méthode numérique d'intégration	7
2.2	Équation du mouvement	8
2.2.1	État de l'art des forces	8
2.2.2	Implémentation de l'algorithme Boris push	10
3	Résultats & Discussions	11
3.1	Étude annexe sur la convergence	11
3.1.1	Présentation de l'étude	11
3.1.2	Résultats principaux	12
3.2	Étapes de vérifications avec comparaison à la littérature	13
3.3	Première représentation 3D	15
4	Conclusion & Perspectives	16
5	Annexes	20
5.1	Annexe I : Schéma Test-Particule	20
5.2	Annexe II : Conditions initiales Boris Push (ordre de convergence)	20
5.3	Annexe III : Paramètres de la Figure 7 (Comparaison de la magnitude des forces)	21
5.4	Annexe IV : Paramètres des Figures 5 (Évolution des courants de charge), 6 (Potentiel électrostatique de surface) et 8 (Première représentation 3D)	21

Résumé

Les comètes, objets glacés du système solaire, libèrent des grains de poussière lorsqu’elles se rapprochent du Soleil, formant des queues visibles. L’étude de la dynamique de ces grains est essentielle pour comprendre les processus cométaires et les interactions Soleil-comète.

L’objectif principal est de développer un programme Python capable de simuler la trajectoire des grains cométaires en utilisant des modèles de forces et des méthodes numériques d’intégration tels que Runge-Kutta 4 et Boris Push. Après un état de l’art, un modèle mathématique des courants de charge ainsi que des forces ont été sélectionnés. Une implémentation a succédé suivie de tests de vérification. Une attention particulière a été portée à l’étude de l’ordre de convergence des algorithmes utilisés, par la rédaction d’une étude annexe.

Les résultats obtenus à ce jour comprennent les premières simulations de grains cométaires. Après avoir implémenté toutes les forces, nous pouvons tester nos forces pour étudier quelles sont les forces qui dominent compte tenu de la distance du grain à la comète, de la distance du grain au Soleil, et de la taille du grain.

Mots clés : Particule de poussière, Dynamique cométaire, Convergence, modélisation, Runge-Kutta 4, Boris Push, Test particule

1 Introduction

1.1 Vers Comet Interceptor

Dans le cadre de l’exploration spatiale, la mission Comet Interceptor, dont le lancement est prévu pour 2029, représente une avancée significative dans notre compréhension des environnements cométaires. Dirigée par l’Agence spatiale européenne (ESA), en collaboration avec l’agence spatiale japonaise (JAXA), cette mission a pour objectif de placer une sonde au point Lagrange L2 du système Soleil-Terre pour attendre puis rencontrer une comète primitive. La mission se distingue par sa période d’attente de 2 à 3 ans pour trouver une comète adéquate. Une particularité de cette mission est l’utilisation d’outils de mesure de plasma et de poussières cométaires (figure 1), essentiels pour étudier l’environnement de la comète. Le but est de simuler la dynamique des grains cométaires à partir des données collectées, permettant ainsi de mieux comprendre la composition et les interactions avec le plasma solaire.

Le laboratoire LPC2E à Orléans est responsable de la conception de COMPLIMENT (COMetary Plasma Light InstruMENT), un outil de mesure embarqué sur la sonde. L’objectif précis de cet outil est de mesurer les caractéristiques du plasma environnant la comète, ainsi que les propriétés des grains de poussière. COMPLIMENT combinera des mesures de plasma (densité et température des ions et électrons) et de poussière cométaire pour fournir une vue complète des interactions entre le vent solaire et la coma de la comète. Ces données permettront de modéliser précisément la dynamique des grains cométaires et d’enrichir notre compréhension des processus physiques régissant les comètes.

Comet Interceptor vise à explorer une comète encore inconnue. Si aucune comète à longue période n’est trouvée, une comète à courte période, telle que 73P/Schwassmann-Wachmann, serait ciblée. La mission pourrait également intercepter un objet interstellaire traversant le système solaire. Ce projet vise à enrichir notre compréhension des comètes, des origines du système solaire et des processus dynamiques des corps célestes. Grâce aux données recueillies par Comet Interceptor, nous visons à modéliser avec précision la dynamique des grains cométaires et à enrichir la recherche scientifique sur les comètes et leur rôle dans le système solaire. [JONES et al. 2020]

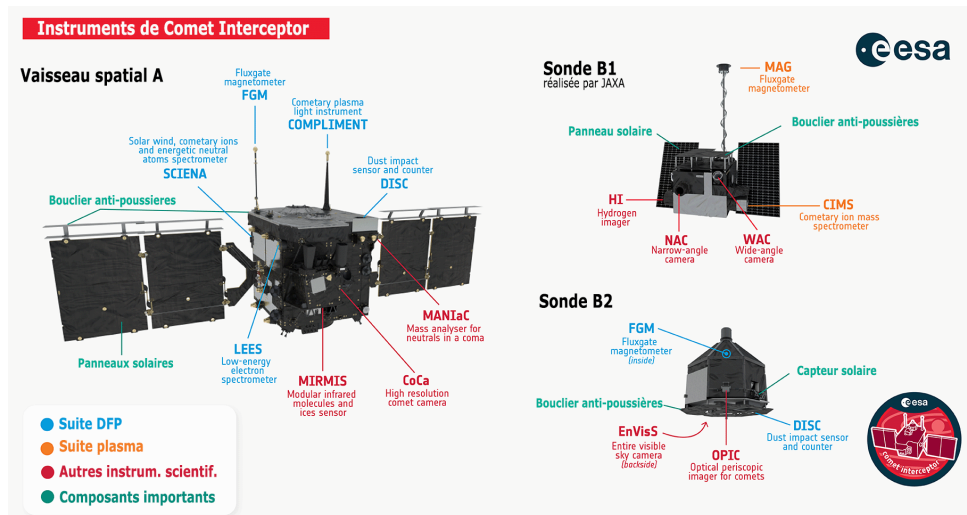


FIGURE 1 – Schéma de la sonde spatiale Comet-I et emplacement de ses instruments scientifiques [EUROPEAN SPACE AGENCY 2024]

1.2 Présentation du laboratoire

Ce rapport fait suite à un stage de plus de 3,5 mois au LPC2E à Orléans. Le stage s'est déroulé sous la direction de Pierre Henri, au sein de l'équipe plasmas spatiaux, une équipe constituée de chercheurs, ingénieurs, enseignants-chercheurs, doctorants et stagiaires. Le laboratoire LPC2E (Laboratoire de physique et chimie de l'environnement et de l'espace) est une UMR (Unité Mixte de Recherche 7328) ayant pour tutelles le CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique), l'Université d'Orléans et le CNES (Centre National d'Études Spatiales). La délégation CNRS sur lequel ce laboratoire est implanté constitue le plus grand complexe de recherche de France CNRS.[CNRS-ORLÉANS 2024]

Le laboratoire se divise en trois champs de recherche :

L'Astrophysique : L'équipe se concentre sur l'observation et l'étude des pulsars, des Fast Radio Bursts, et des magnétosphères planétaires en utilisant des télescopes comme ceux de l'Observatoire Radio-astronomique de Nançay. Ils participent à des projets internationaux et développent des instruments pour ces observations. Leur travail inclut l'utilisation de pulsars pour des études de physique fondamentale.

L'environnement atmosphérique et la planétologie : L'équipe mène des recherches sur cinq axes principaux : la pollution atmosphérique, les tourbières à sphaignes, les émissions des feux et volcans, les validations satellites pour les gaz à effet de serre et les aérosols, et l'étude des petits corps du système solaire. Leur expertise instrumentale est appliquée dans divers environnements, y compris les ballons, avions, laboratoires et au sol, ainsi que dans le développement de la spectrométrie de masse spatiale de nouvelle génération (CosmOrbitrap).

Les Plasmas spatiaux : L'équipe se concentre sur trois thématiques principales : les relations Soleil-Terre, les couplages Atmosphère-Ionosphère-Magnétosphère, et les plasmas planétaires. Leur savoir-faire en capteurs électriques et magnétiques est sollicité par des missions spatiales internationales (ESA, NASA, ESA-JAXA). Ils développent des outils d'analyse pour interpréter les données et participent à des missions spatiales (Solar Orbiter, CLUSTER, JUICE, Rosetta, Comet Interceptor) et des campagnes ballons internationales (Strateole-2, OREO).

1.3 Objectifs du stage

Les objectifs et attentes de ce stage sont multiples et bien définis, le principal étant la création d'un programme Python modélisant la trajectoire des grains cométaires dans différents environnements spatiaux. Cela inclut plusieurs phases distinctes de conceptualisation et de recherche. Le programme final regroupera deux environnements

différents, deux cas de dynamique micrométrique, l'un faisant état des grains de poussières aux abords d'une comète, l'autre concernera les débris spatiaux. Dans un premier temps, un travail bibliographique sur l'état de l'art des processus de chargement des objets a été effectué. Puisque nous avons affaire à des particules micrométriques, la force électromagnétique est non négligeable et même centrale dans la dynamique des grains. Pour ce faire, il a fallu déterminer les courants de charges contribuant à sa fluctuation, en établissant précisément le modèle choisi et ses limites.

Par la suite, le travail s'est organisé autour de la définition du modèle de forces en essayant au maximum, sans trop complexifier, d'intégrer les avancées récentes. Une grande partie de la difficulté de la tâche a été de tendre vers une généralisation la plus globale possible. En effet, un des objectifs était de ne pas faire trop d'approximations initiales afin de garder le modèle le plus adaptable, flexible et modulaire possible dans les environnements potentiels. Il en découle que plus le modèle évite les approximations, plus il a de chances d'être utilisé et de contribuer activement à une meilleure compréhension des phénomènes de transport des particules. Enfin, des méthodes d'intégration, adaptées à nos caractéristiques de simulation, ont été sélectionnées afin d'implémenter la variation temporelle de la charge (algorithme Runge-Kutta) dans la résolution de l'équation du mouvement (algorithme Boris Push).

L'objectif global de ce stage est donc de résoudre numériquement l'équation du mouvement associée à une particule de poussière chargée dans un plasma magnétisé. Une fois cela fait, d'autres étapes sont à prévoir comme la validation unitaire du code, la rigueur logicielle, la rédaction d'un manuel d'utilisation ainsi que d'une documentation du modèle et du code. Enfin, une dernière partie consistera en l'exploitation du modèle avec une étape d'analyse des résultats. Une grande partie du travail s'axe autour de la vérification de l'implémentation. En effet, pour pouvoir imbriquer et utiliser simultanément plusieurs outils numériques, il faut avant tout valider chaque partie du code, en essayant de retrouver des résultats de la littérature. Ce travail s'effectue en collaboration avec M. Gonnet Anderson, qui travaille sur la dynamique des débris spatiaux. Le programme final regroupe nos deux axes de travail, en essayant de tendre au maximum vers la polyvalence du code. Elle se matérialise en développant des algorithmes applicables dans les deux cas.

Le stage se terminant début août, ce rapport fait état de mes avancées actuelles.

1.4 Remerciements

Je tenais à remercier mon tuteur de stage, Pierre Henri, pour ses conseils, sa disponibilité, ainsi que les co-encadrants, Kristina et Pietro, pour leur investissement dans le projet et les conseils qu'ils ont pu nous donner au fur et à mesure de notre progression. Je tiens également à remercier l'intégralité de l'équipe des Plasmas Spatiaux : les professeurs, les chercheurs, les doctorants et les ingénieurs, pour toutes les discussions que nous avons eues, tant sur la physique que sur la philosophie de la science. Ces échanges ont été de riches sources d'inspiration et de remise en question. De plus, je remercie l'Université d'Orléans ainsi que le CNRS pour l'opportunité de faire un stage dans un domaine aussi passionnant. Je n'ai aucun doute que ce stage me sera bénéfique dans la poursuite de mon cursus ainsi que dans le développement de ma rigueur scientifique, de ma méthode d'investigation, de rédaction et de compréhension.

2 Matériel & Méthodes

Après une étude bibliographique dont l'objectif était de questionner l'état de l'art des connaissances sur la dynamique des grains aux abords des environnements cométaires, un modèle complet a été sélectionné. Celui-ci a permis de définir les paramètres clés (inputs du programme) ainsi que les équations gouvernant les interactions des grains avec le plasma environnant ainsi que les forces qui dictent sa dynamique.

2.1 Évolution de la charge

Le processus de chargement d'un grain immergé dans un plasma peut être adapté à de nombreux cas et est utilisé dans un grand nombre d'applications. Lorsque l'on parle de plasma, on fait finalement référence à environ 99% de la matière visible de l'univers connu. Ce pourcentage élevé est dû au fait que les étoiles, y compris notre soleil, ainsi que la matière interstellaire et intergalactique, sont principalement constituées de plasma.

Considérons une comète de glace dont le noyau sublime à cause de sa trajectoire proche du Soleil. Les particules arrachées à la comète se dispersent dans l'espace. Un grain de poussière immergé dans le plasma va recevoir différents flux de particules chargées (électrons, ions...) qui vont venir charger le grain. Les deux cas de chargement principaux dans le système solaire sont présentés en figure 2.

Fig 2 (a) Lorsque les photons ionisants sont négligeables (grain très éloigné du soleil). Le courant qui va dominer le chargement du grain est le courant électronique dû à la grande mobilité des électrons. Le chargement se poursuit jusqu'à ce que la charge du grain repousse le flux électronique entrant.

Fig 2 (b) À proximité du soleil ou même dans le vent solaire, les photons ionisants doivent être considérés. Cette ionisation va arracher des électrons à la poussière, ce qui va créer un nouveau flux sortant, la photoémission. Lorsque le flux de photoélectrons dépasse celui des électrons du plasma ambiant, le grain se charge positivement.

Les grains de poussière, en émettant et en collectant les espèces chargées, vont voir leur charge ainsi que leur potentiel électrostatique changer [GRARD, KNOTT et PEDERSEN 1983]. Ce changement dans la charge du grain va avoir un effet rétroactif par rapport aux flux entrants et sortants. Cet état va durer jusqu'à ce qu'un équilibre soit atteint, ce qui se produit quand les différents courants se compensent. La charge d'un grain immergé dans un plasma va donc fluctuer autour de sa valeur d'équilibre [LAI 2012]. Pour déterminer le potentiel de surface à l'équilibre, l'équation d'équilibre des courants est utilisée :

$$\sum_k J_k(\phi) = 0 \quad (1)$$

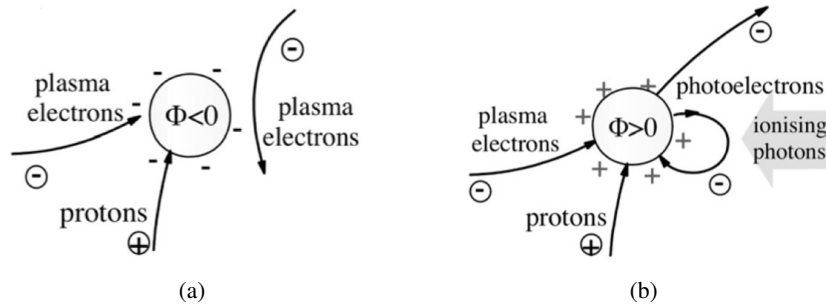


FIGURE 2 – Processus de chargements du grain [MANN, MEYER-VERNET et CZECHOWSKI 2014]

La taille de l'objet considéré joue un rôle capital dans son chargement. Le temps de charge, τ , est inversement proportionnel au rayon de l'objet considéré. Selon LAI 2012, le temps de charge est donné par :

$$\tau \propto \frac{\phi}{RJ} \quad (2)$$

Avec : ϕ (potentiel électrique); R (résistance électrique); J (flux électrique ambiant) tel que :

$$J = \frac{I}{\pi r_s^2} \quad (3)$$

Avec I (courant ambiant); r_s (rayon du grain). Pour un satellite d'environ 2 mètres, le temps de charge est de l'ordre de la microseconde (μs) [HENRI et al. 2011]. En revanche, pour un grain en orbite autour du Soleil à 1 UA, on est plutôt de l'ordre de la centaine de secondes [HORANYI 1996].

Les processus de chargement d'une particule micrométrique dans un plasma peuvent être étudiés dans le cadre des débris spatiaux, comme le fait mon collaborateur, ou, par exemple, dans le cadre de la fusion nucléaire avec les tokamaks dans lesquels le plasma généré détache de fines particules de matière des parois [BRAY 2014]. Les modèles de courants de charge qui contribuent à l'évolution de la charge sont bien établis et utilisés dans de nombreuses situations.

2.1.1 Théorie associée aux courants de charge

L'étude de la gaine de plasma est cruciale, car elle détermine la manière dont les particules chargées interagissent avec un objet immergé dans un plasma. La formation de la gaine de plasma modifie la distribution des particules autour de l'objet, influençant ainsi les courants de charge et son potentiel de surface.

La longueur de Debye est une mesure caractéristique de la distance sur laquelle les effets électrostatiques sont atténués dans un plasma. Elle est définie comme :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (4)$$

Avec : ϵ_0 (permittivité du vide); k_B (constante de Boltzmann); T_e (température électronique); n_e (densité électronique); e (charge élémentaire). Dans le cadre de cette étude, les valeurs typiques de la longueur de Debye sont de l'ordre de quelques millimètres à quelques centimètres.[MANN, MEYER-VERNET et CZECHOWSKI 2014]

Dans le contexte des modèles de gaine de plasma, l'approximation de la gaine épaisse est utilisée lorsque la longueur de Debye (λ_D) du plasma est significativement plus grande que la longueur caractéristique de l'objet (r_s), c'est-à-dire $\lambda_D \gg r_s$. Cette condition est particulièrement pertinente pour notre grain micrométrique, car λ_D est bien plus grand, menant ainsi à une gaine de plasma "épaisse", où le blindage électrostatique s'étend loin de la surface de l'objet [LAI 2012]. Les principales implications de cette approximation sont :

- Une influence électrostatique accrue sur les particules chargées dans le plasma.
- Une dynamique de collecte de charges modifiée à la surface de l'objet.

Cette approximation simplifie l'analyse des interactions plasma-objet en supposant un rôle dominant des forces électrostatiques étendues. Les courants collectés dans le régime de la gaine épaisse sont calculés en utilisant la théorie de la Limite de Mouvement Orbitale (OML), introduite par Mott-Smith et Langmuir en 1926. La théorie OML considère typiquement des corps de formes géométriques simples, tels que sphériques ou cylindriques, et repose sur la conservation du moment angulaire et de l'énergie dans la gaine de plasma [MOTT-SMITH et LANGMUIR 1926]. En comparaison, l'approximation de la gaine mince ($\lambda_D \ll r_s$) considère que le blindage électrostatique est confiné près de la surface de l'objet, influençant fortement les courants collectés par les conditions aux bords de la gaine.

2.1.2 Expressions des courants

La particule de poussière micrométrique est supposée sphérique, les expressions des courants impliqués dans la fluctuation de la charge sont considérés comme étant adapté aux deux environnements étudiés (comète, terre).

Courants électroniques :

$$\begin{aligned} I_e &= -4\pi r_s^2 n_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e|\phi|}{k_B T_e}\right) & \text{si } \phi < 0 \\ I_{e0} &= -4\pi r_s^2 n_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} & \text{si } \phi = 0 \\ I_e &= -4\pi r_s^2 n_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \left(1 + \frac{e\phi}{k_B T_e}\right) & \text{si } \phi > 0 \end{aligned} \quad (5)$$

Avec : e (charge élémentaire); n_e (densité des électrons); k_B (constante de Boltzmann); T_e (température des électrons); m_e (masse des électrons); ϕ (potentiel de surface). Ce courant est calculé à partir du flux de particules

et de la fonction de distribution des vitesses. Il représente le flux d'électrons incidents, responsable du chargement négatif du grain [HORANYI 1996].

Courants ioniques :

$$\begin{aligned} I_i &= 4\pi r_s^2 e n_i \sqrt{\frac{k_B T_i}{2\pi m_i}} \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_i}\right) & \text{si } \phi > 0 \\ I_{i0} &= 4\pi r_s^2 e n_i \sqrt{\frac{k_B T_i}{2\pi m_i}} & \text{si } \phi = 0 \\ I_i &= 4\pi r_s^2 e n_i \sqrt{\frac{k_B T_i}{2\pi m_i}} \left(1 - \frac{e\phi}{k_B T_i}\right) & \text{si } \phi < 0 \end{aligned} \quad (6)$$

Avec : n_i (densité des ions); T_i (température des ions); et m_i (masse des ions). Ce courant est calculé à partir du flux de particules et de la fonction de distribution des vitesses. Étant plus massifs que les électrons, les ions ont une contribution au chargement qui dépend fortement du potentiel de surface du grain [HORANYI 1996].

Courants de photo-émission :

$$\begin{aligned} I_{ph} &= \pi r_s^2 e \left(\frac{y \times 10^{14} \times \gamma}{d_{AU}^2} \right) & \text{si } \phi < 0 \\ I_{ph} &= \pi r_s^2 e \left(\frac{y \times 10^{14} \times \gamma}{d_{AU}^2} \right) \exp\left(\frac{-e\phi}{k_B T_{ph}}\right) \left(1 + \frac{e\phi}{k_B T_{ph}}\right) & \text{si } \phi > 0 \\ I_{ph} &= \pi r_s^2 e \left(\frac{y \times 10^{14} \times \gamma}{d_{AU}^2} \right) & \text{si } \phi = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

Avec : y (coefficient); γ (efficacité d'émission dépendante du matériau, proche de 1 pour les conducteurs, 0.1 pour les diélectriques); d_{AU} (distance au Soleil en unités astronomiques); T_{ph} (température des photoélectrons). Ce courant est induit par l'absorption de photons par le grain de poussière, entraînant l'émission d'électrons. Les particules de poussière dans l'espace sont souvent exposées au rayonnement ultraviolet, suffisant pour générer des photoélectrons. Pour qu'un électron soit arraché, son énergie doit être suffisante pour surmonter le potentiel de surface du grain [HORANYI 1996].

Courants d'émission électronique secondaire :

$$\begin{aligned} I_{sec} &= 3.7\delta_M I_{0e} \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) F_5\left(\frac{E_M}{4kT_e}\right) & \text{si } \phi < 0 \\ I_{sec} &= 3.7\delta_M I_{0e} \left(1 + \frac{e\phi}{k_B T_s}\right) \exp\left(\frac{-e\phi}{k_B T_s}\right) F_{5,B}\left(\frac{E_M}{4kT_e}\right) & \text{si } \phi > 0 \\ F_5(x) &= x^2 \int_0^\infty u^5 e^{-(xu^2+u)} du \\ F_{5,B}(x) &= x^2 \int_B^\infty u^5 \exp[-(xu^2+u)] du \\ B &= \left(\frac{\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right)}{\frac{E_M}{4kT_e}} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (8)$$

Avec : δ_M (rendement d'émission secondaire); T_s (température des électrons secondaires); E_M (énergie moyenne des électrons secondaires). Ce courant est généré par les électrons secondaires émis lorsqu'un électron incident frappe la surface du grain avec une énergie suffisante. [HORANYI 1996].

Courants d'émission thermoïonique :

$$I_{th} = -4\pi r_s^2 A_r T_d^2 \exp\left(-\frac{eW_f}{k_B T_d}\right) \quad (9)$$

Avec : A_r (constante de Richardson : $A_r = 1,20173 \times 10^6 \text{ A m}^{-2} \text{ K}^{-2}$); W_f (travail de sortie du matériau); T_d (température de la surface du grain). Ce courant émet des électrons lorsque le grain est chauffé à une température suffisamment élevée pour surmonter le travail de sortie [Z. LIU, WANG et MILOSHEVSKY 2017].

Courant d'émission électronique rétro-diffusé :

$$\begin{aligned} I_{bs} &= 0 & \text{si } E_{bs} < E_{\min} \\ I_{bs} &= 0.3 I_e & \text{si } E_{bs} \geq E_{\min} \\ E_{bs} &= (0.45 + 2 \times 10^{-3} \cdot Z) \cdot (k_B T_e + (e \cdot \phi)) \end{aligned} \quad (10)$$

Avec : E_{bs} (énergie résultante des électrons rétro-diffusés); Z (numéro atomique du matériau); E_{\min} (énergie minimale pour que les électrons soient rétro-diffusés) Ce courant est généré par les électrons qui sont rétro-diffusés après avoir été partiellement absorbés par la surface du grain. La rétrodiffusion dépend de l'énergie des électrons incidents et des propriétés du matériau cible. La probabilité de rétrodiffusion des électrons est bien plus faible que celle de l'émission d'électrons secondaires, mais devient importante à des énergies très faibles, approchant l'unité lorsque l'énergie approche zéro [LAI et CAHOY 2016], [HORANYI 1989].

2.1.3 Expression de la charge du grain

La charge du grain $Q(t)$ est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{dQ}{dt} = \sum I \approx I_{ph} + I_e + I_i + I_{sec} + I_{th} + I_{bs}, \quad (11)$$

Avec : $Q = \phi C$ où $C = 4\pi\epsilon_0 r_s$ (Capacité du grain) À mesure qu'un grain de poussière collecte des charges, il modifie la distribution du potentiel électrostatique dans son environnement, équilibrant les flux d'électrons et d'ions pour atteindre une charge d'équilibre [MANN, MEYER-VERNET et CZECHOWSKI 2014], [HORANYI 1996].

2.1.4 Méthode numérique d'intégration

La charge du grain dépend des courants collectés par l'objet sphérique, cependant, ces courants dépendent eux-mêmes du potentiel de surface du grain et donc de sa charge. Pour intégrer l'équation de bilan des courants, nous utilisons la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4). C'est une méthode numérique qui résout les équations différentielles ordinaires, largement utilisée pour sa précision satisfaisante (puisque l'erreur totale accumulée est de l'ordre de $O(h^4)$) et sa mise en œuvre relativement simple. Une version simplifiée de l'algorithme RK4 est présentée ci-dessous [E. BLUM 1962].

Considérons un problème de valeur initiale spécifié comme suit :

$$\frac{dy}{dt} = f(t, y), \quad y(t_0) = y_0 \quad (12)$$

où y est une fonction du temps que nous souhaitons approximer. $\frac{dy}{dt}$ est le taux de changement de y , fonction de t et de y lui-même. Les valeurs initiales sont données par (t_0, y_0) . L'objectif est de calculer quatre pentes intermédiaires k_1, k_2, k_3 et k_4 , qui sont des moyennes pondérées des pentes à différents points de l'intervalle, pour estimer la valeur suivante de y .

Pour un pas de temps $h > 0$, les expressions des pentes sont écrites comme suit :

$$\begin{aligned}
k_1 &= f(t_n, y_n) \\
k_2 &= f(t_n + \frac{h}{2}, y_n + h \frac{k_1}{2}) \\
k_3 &= f(t_n + \frac{h}{2}, y_n + h \frac{k_2}{2}) \\
k_4 &= f(t_n + h, y_n + h k_3)
\end{aligned}$$

Enfin :

$$\begin{aligned}
y_{n+1} &= y_n + \frac{h}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \\
t_{n+1} &= t_n + h
\end{aligned}$$

Dans notre cas, y représente la charge du grain et $f(t, y)$ est la somme des courants. Généralement, en partant d'une surface non chargée (y_0), nous intégrons l'équation pour suivre l'évolution de la charge du grain jusqu'à atteindre l'équilibre. [VERNER 1978]

2.2 Équation du mouvement

Un référentiel cométocentrique est défini selon les directions suivantes :

Axe X : Aligné avec la direction du Soleil à un moment donné. Cela signifie que l'axe X pointe du centre de la comète vers le Soleil.

Axe Y : Perpendiculaire à l'axe X dans le plan formé par l'orbite de la comète.

Axe Z : Perpendiculaire au plan formé par les axes X et Y. Cet axe est aligné avec le moment angulaire orbital de la comète, c'est-à-dire qu'il pointe dans la direction de l'axe de rotation de l'orbite.

[JUHÁSZ et HORÁNYI 2013], [ISHIHARA 2007]

2.2.1 État de l'art des forces

Dans ce cadre, nous devons considérer sept forces : la force électromagnétique, la pression de radiation solaire, la gravité solaire, la gravité de la comète, la force de marée, la traînée de gaz ainsi que la traînée de Poynting-Robertson. Dans un environnement cométaire, nous avons trois zones définies par le rayon du noyau R_N et la sphère de Hill, sphère d'influence gravitationnelle.

$$R_{Hill} = d \left(\frac{1}{3} \frac{M_{comet}}{M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (13)$$

Avec : d (distance héliocentrique de la comète); M_{comet} (masse de la comète); M_{\odot} (masse du Soleil)

La coma couplée : ($0 - 10R_N$) La dynamique d'un grain dans cette région est dominée par la traînée de gaz (car $D_{inter-grain} \ll \lambda_D$), la gravité du noyau et les forces électromagnétiques.

La coma transitionnelle : ($10R_N - 1R_{Hill}$) La dynamique ici est dominée par la radiation solaire, les forces électromagnétiques et également la gravité du noyau.

La traînée : ($1R_{Hill} - \dots$) Enfin, dans cette région, la force dominante est la force solaire.

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_{\text{Électromagnétique}} + \vec{F}_{\text{Radiation}} + \vec{F}_{\text{Traînée de gaz}} + \vec{F}_{\text{Gravité de la comète}} + \vec{F}_{\text{Gravité solaire}} + \vec{F}_{\text{Traînée de Poynting-Robertson}} + \vec{F}_{\text{Marée}} \quad (14)$$

Force électromagnétique :

La charge $Q(t)$ présente dans la force électromagnétique varie temporellement. C'est ici que nous allons utiliser la méthode de Runge-Kutta pour mettre à jour la valeur de la charge du grain, elle-même déterminée par les flux

de particules.

$$\vec{F}_{\text{Électromagnétique}} = Q(t) \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_{\text{drift}} \times \vec{B}}{c} \right) \quad (15)$$

$$\vec{E} = - \frac{\vec{v}_p \times \vec{B}}{c} \quad (16)$$

Avec : \vec{v}_{drift} (vitesse de dérive de la particule); \vec{v}_p (vitesse du plasma); \vec{B} (champ magnétique); c (vitesse de la lumière).

La force électromagnétique est due à l'interaction d'une particule chargée avec les champs électrique et magnétique. Le champ électrique est induit par le mouvement du plasma dans un champ magnétique.

Il est crucial de prendre en compte la vitesse de dérive de la particule \vec{v}_{drift} plutôt que la vitesse du plasma \vec{v}_p . La vitesse de dérive représente le mouvement relatif de la particule chargée par rapport au plasma environnant, influençant directement la force de Lorentz ressentie par la particule. En effet, la dérive de la particule dans le champ magnétique, combinée avec le champ électrique induit, détermine les trajectoires et les dynamiques des particules chargées dans le plasma.[DELCROIX et BERS 1994]

Force de pression de radiation solaire :

$$\vec{F}_r = \frac{Q_{pr} L_{\odot} r_s^2}{cd^2} \left(\frac{r_{\text{grain}} - r_{\odot}}{|r_{\text{grain}} - r_{\odot}|} \right) \quad (17)$$

Avec : Q_{pr} (efficacité de diffusion pour la pression de radiation); L_{\odot} (luminosité du Soleil); d (distance héliocentrique); r_{grain} (position du grain); r_{\odot} (position du Soleil).

La force de pression de radiation solaire résulte de l'impact de la lumière solaire sur une particule, exerçant une pression dans la direction du Soleil vers le grain.

Forces gravitationnelles :

$$\vec{F}_{\text{solaire}} = \frac{GM_{\odot}m}{d^2} \left(\frac{r_{\odot} - r_{\text{grain}}}{|r_{\odot} - r_{\text{grain}}|} \right) \quad \text{gravité solaire} \quad (18)$$

$$\vec{F}_{\text{comète}} = \frac{GM_{\text{comète}}m}{r^2} \left(\frac{r_{\text{comète}} - r_{\text{grain}}}{|r_{\text{comète}} - r_{\text{grain}}|} \right) \quad \text{gravité cométaire} \quad (19)$$

$$\vec{F}_{\text{marée}} = - \left(\frac{2GM_{\odot}}{d^3} \right) mr \left(\frac{r_{\odot} - r_{\text{grain}}}{|r_{\odot} - r_{\text{grain}}|} \right) \quad \text{force de marée radiale} \quad (20)$$

Avec : G (constante gravitationnelle); m (masse du grain); $r_{\text{comète}}$ (position de la comète); r_{grain} (position du grain); d (distance héliocentrique); r (distance au centre de la comète).

La force de gravité solaire est dirigée du grain vers le Soleil, tandis que la force de gravité cométaire est dirigée du grain vers la comète. Ces directions sont calculées en normalisant le vecteur de position du grain par rapport à la source de la force (Soleil ou comète). La force de marée radiale, quant à elle, résulte des effets différentiels de la gravité solaire sur les grains, créant une force additionnelle proportionnelle à la distance au centre de la comète.

Force de traînée de gaz :

$$\vec{F}_D = -\frac{1}{2} C_D m_g n_g \pi r_s^2 v_{\text{rel}}^2 \vec{v}_{\text{rel}} \quad \text{Pour une particule sphérique} \quad (21)$$

Avec : m_g (masse d'une molécule de gaz); n_g (densité du gaz); \vec{v}_g (vitesse macroscopique); \vec{v}_{Dust} (vitesse du grain par rapport au gaz); $\vec{v}_{\text{rel}} = \vec{v}_g - \vec{v}_p$ (vecteur unitaire). La force de traînée de gaz est due à la résistance qu'une particule rencontre lorsqu'elle se déplace à travers un gaz.

Le coefficient de traînée C_D est défini, pour un écoulement de gaz à l'équilibre et un libre parcours moyen des molécules bien plus grand que la taille du grain, par :

$$C_D = \frac{2\xi^2 + 1}{\sqrt{\pi\xi^3}} e^{-\xi^2} + \frac{4\xi^4 + 4\xi^2 - 1}{2\xi^4} \text{erf}(\xi) + \frac{2(1 - \epsilon)\sqrt{\frac{\pi T_d}{T_g}}}{3\xi} \quad (22)$$

Le coefficient de traînée C_D dépend de la vitesse relative et des propriétés thermiques des molécules de gaz et de la particule de poussière.

Avec : T_g (température du gaz); T_d (température de la particule de poussière); ϵ (fraction de réflexion spéculaire); ξ (ratio de vitesse moléculaire).

$$\xi = \frac{|\vec{v}_g - \vec{v}_d|}{\sqrt{\frac{2k_b T_g}{m_g}}} \quad (23)$$

Traînée de Poynting-Robertson :

$$\vec{F}_{PR} = \frac{r_s^2 L_\odot}{4c^2} \sqrt{\frac{GM_\odot}{d^5}} (-\vec{v}_{unit}) \quad (24)$$

Avec vecteur vitesse unitaire :

$$\vec{v}_{unit} = \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|} \quad (25)$$

La traînée de Poynting-Robertson est une force qui agit sur les petites particules en orbite autour du Soleil, résultant de la pression de radiation tangentielle à leur mouvement.

Basé sur [HORÁNYI et MENDIS 1985] et [ZHOU et al. 2021].

2.2.2 Implémentation de l'algorithme Boris push

L'algorithme de Boris est utilisé pour calculer les positions et les vitesses des particules dans un ou plusieurs champs. Cet algorithme est particulièrement utile pour la dynamique des grains en présence de forces électromagnétiques. Il se divise en trois étapes principales : l'ajout de la moitié de l'impulsion due au champ électrique, la rotation de la vitesse de la particule autour de la direction du champ magnétique et l'ajout de la seconde moitié de l'impulsion due au champ électrique. Ce qui distingue l'algorithme de Boris est sa capacité à conserver le volume de l'espace des phases, garantissant ainsi une erreur énergétique globalement bornée, même pour des simulations à long terme [QIN et al. 2013][BORIS 1970].

Étape 1 : Ajout de la moitié de l'impulsion du champ électrique

$$\vec{v}_{moins} = \vec{v}_i + \left(0.5 \cdot dt \cdot \frac{q}{m}\right) \cdot \vec{E} \quad (26)$$

Étape 2 : Rotation de la vitesse de la particule autour de la direction du champ magnétique

$$\vec{t} = \vec{B} \cdot \left(0.5 \cdot dt \cdot \frac{q}{m}\right) \quad (27)$$

$$\vec{s} = \frac{2 \cdot \vec{t}}{1 + \|\vec{t}\|^2} \quad (28)$$

$$\vec{v}_{prime} = \vec{v}_{moins} + \vec{v}_{moins} \cdot \vec{t} \quad (29)$$

$$\vec{v}_{plus} = \vec{v}_{moins} + \vec{v}_{prime} \cdot \vec{s} \quad (30)$$

Étape 3 : Ajout de la seconde moitié de l'impulsion du champ électrique

$$\vec{v} = \vec{v}_{plus} + \left(0.5 \cdot dt \cdot \frac{q}{m}\right) \cdot \vec{E} \quad (31)$$

Mise à jour de la position finale

$$\vec{x} = \vec{x}_i + \vec{v} \cdot dt \quad (32)$$

Avec : \vec{x}_i (position initiale); \vec{v}_i (vitesse initiale); dt (pas de temps)

D'après [FENG, KIM et VERBONCOEUR 2008].

3 Résultats & Discussions

Cette section présente les résultats obtenus lors des simulations et les analyses associées. Les différentes sous-sections détaillent les étapes de vérification et de validation des modèles, ainsi que les résultats numériques et leur comparaison avec les données de la littérature. L'annexe I fait état du schéma de l'implémentation globale. Ce test particule, inspiré de [STEPHENSON et al. 2022], permet de bien visualiser les différentes parties ainsi que les relations entre les modules.

3.1 Étude annexe sur la convergence

L'objet final du stage est d'analyser le comportement des grains s'échappant de la comète. Puisque c'est avant tout une étude statistique, il est intéressant d'examiner la précision, la stabilité et la performance des algorithmes utilisés. Pour pouvoir espérer observer des effets dans les trajectoires des grains, il est essentiel que le modèle soit optimisé en termes de temps de calcul. C'est pourquoi, afin de mieux comprendre les limites de chacune des deux méthodes d'intégration, une étude annexe sur l'ordre de convergence a eu lieu pendant ce stage. Cette étude vise à analyser l'ordre de convergence des méthodes d'intégration numérique Runge-Kutta et Boris Push, utilisées respectivement pour calculer la charge d'un objet micrométrique dans un plasma magnétisé et pour résoudre l'équation du mouvement.

3.1.1 Présentation de l'étude

L'objectif principal est d'évaluer et de comparer à la fois les ordres de convergence théorique et numérique de ces méthodes. L'ordre de convergence théorique fournit une compréhension analytique de la façon dont l'erreur diminue à mesure que le pas de temps est affiné, souvent par le biais de l'analyse de l'erreur de troncature locale. Cette analyse aide à comprendre la précision d'un seul pas d'intégration et comment il s'accumule sur plusieurs étapes.

L'ordre de convergence numérique est obtenu en réalisant des simulations avec différentes tailles de pas de temps et en comparant les résultats avec des solutions analytiques connues. Cette approche de "boîte noire" consiste à traiter les méthodes d'intégration comme des entités autonomes, sans se préoccuper des détails internes de leur implémentation. De plus, l'étude examine les variations et la stabilité des erreurs en fonction des différents pas de temps, permettant ainsi une évaluation plus robuste de la fiabilité des méthodes.

Modèle théorique pour l'algorithme Runge-Kutta 4

Le modèle théorique utilisé pour évaluer l'algorithme RK4 est basé sur l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dy}{dt} = -2ty^2 \quad (33)$$

La solution analytique de cette équation, obtenue par séparation des variables, est :

$$y(t) = \frac{1}{1+t^2} \quad (34)$$

Cette solution exacte est utilisée pour valider les méthodes numériques implémentées pour résoudre l'équation différentielle.

Modèle théorique pour l'algorithme Boris Push

Le modèle théorique pour l'algorithme Boris Push considère les équations de mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique constant le long de l'axe z . En résolvant ces équations, on obtient les expressions analytiques suivantes pour les composantes de la vitesse et de la position :

Après résolution des équations de mouvement, on obtient les vitesses suivante :

$$v_x(t) = v_{x_0} \cos(\omega t) + v_{y_0} \sin(\omega t)$$

$$v_y(t) = v_{y_0} \cos(\omega t) - v_{x_0} \sin(\omega t)$$

$$v_z(t) = v_z$$

Pour les positions, on intègre les vitesses :

$$\vec{r}(t) = \begin{pmatrix} x_0 + \frac{v_{x_0}}{\omega} \sin(\omega t) - \frac{v_{y_0}}{\omega} (\cos(\omega t) - 1) \\ y_0 + \frac{v_{y_0}}{\omega} \sin(\omega t) + \frac{v_{x_0}}{\omega} (\cos(\omega t) - 1) \\ z_0 + v_z t \end{pmatrix} \quad (35)$$

Ces solutions analytiques pour la vitesse et la position sont utilisées pour valider les résultats des simulations numériques dont les conditions initiales sont données en annexe II.

3.1.2 Résultats principaux

Cette étude a confirmé les résultats de la littérature tout en nous fournissant des informations supplémentaires sur les performances des méthodes d'intégration.

Résultats numériques pour RK4 La table ci-dessous présente les résultats de l'estimation numérique pour la méthode RK4. Les résultats montrent un ordre de convergence autour de 4, comme attendu pour la méthode RK4, jusqu'à une taille de pas de 10^{-3} .

Taille du pas	Erreur	Ordre de convergence
1.0000×10^{-7}	1.0247×10^{-13}	-0.35
4.6416×10^{-7}	5.9841×10^{-14}	-0.40
2.1544×10^{-6}	3.2196×10^{-14}	-0.53
1.0000×10^{-5}	1.4322×10^{-14}	-0.57
4.6416×10^{-5}	5.9952×10^{-15}	-1.10
2.1544×10^{-4}	1.1102×10^{-15}	1.17
1.0000×10^{-3}	6.6613×10^{-15}	4.03
4.6416×10^{-3}	3.2296×10^{-12}	4.01
2.1544×10^{-2}	1.5112×10^{-9}	4.08

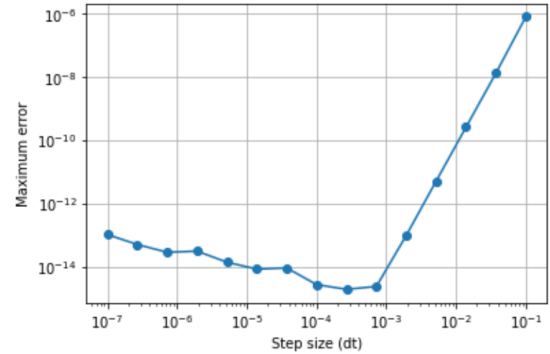


FIGURE 3 – De gauche à droite : Tableau représentant les résultats de l'estimation numérique et graphique représentant l'erreur en fonction de la taille du pas pour la méthode RK4

La figure 3 montre que l'ordre de convergence est conforme aux attentes théoriques jusqu'à une taille de pas de 10^{-3} . Cela s'explique par plusieurs facteurs :

Précision théorique : La méthode RK4 a une erreur de troncature locale de $O(\Delta t^5)$ et une erreur globale de $O(\Delta t^4)$, ce qui conduit à une haute précision pour des tailles de pas raisonnablement petites.

Erreurs d'arrondi : Pour des tailles de pas très petites, l'accumulation d'erreurs d'arrondi due à l'arithmétique en précision finie devient significative, affectant la précision globale.

Dominance des erreurs numériques : À des tailles de pas extrêmement petites, les erreurs numériques peuvent dominer l'erreur de troncature, entraînant une réduction de l'ordre de convergence apparent.

Ces facteurs expliquent la réduction observée de l'ordre de convergence pour des tailles de pas inférieures à 10^{-3} .

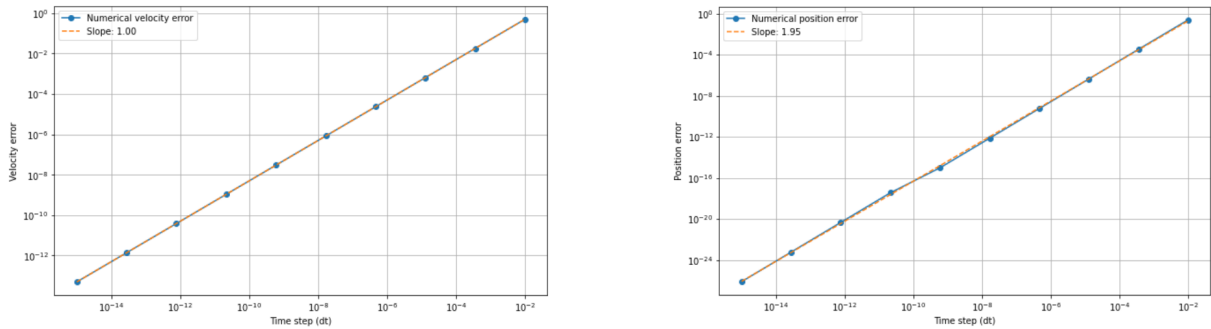


FIGURE 4 – De gauche à droite : erreurs de vitesse et de position en fonction du pas de temps pour l'algorithme Boris Push.

Résultats numériques pour Boris Les ordres de convergence observés en figure 4 (pente de la droite) sont en accord avec l'analyse théorique, où la vitesse est censée avoir une convergence de premier ordre et la position une convergence de second ordre. Cela confirme les prédictions théoriques et valide la précision de l'algorithme Boris Push pour résoudre les équations du mouvement dans le contexte donné.

En outre, nous pouvons noter que, contrairement à la méthode de Runge-Kutta, l'algorithme Boris Push ne semble pas montrer de diminution de la vitesse de convergence à mesure que le pas de temps tend vers $10^{-\infty}$. Cependant, pour la position, avec un Δt très petit, la convergence tend vers 1, indiquant que les erreurs d'arrondi et autres effets numériques deviennent prédominants, limitant ainsi l'amélioration de la précision malgré la réduction du pas de temps.

3.2 Étapes de vérifications avec comparaison à la littérature

Pour garantir la validité de notre implémentation, nous avons effectué une série de vérifications en comparant nos résultats aux données disponibles dans la littérature scientifique. Les trois principales étapes de cette vérification sont : l'évolution des courants de charge, le potentiel électrostatique des surfaces et la magnitude des forces agissant sur les particules de poussière. Cette étape n'est pas triviale, car une grande partie des articles omet certaines informations relatives aux paramètres utilisés. Les deux premières vérifications concernent une particule de poussière interplanétaire située à 1 UA du Soleil, exposée à la radiation UV solaire ainsi qu'au plasma du vent solaire avec une densité $n \approx 5 \text{ cm}^{-3}$ et une énergie thermique $kT \approx 10 \text{ eV}$. La vitesse moyenne du vent solaire est de $w = 400 \text{ km/s}$, ce qui est supersonique par rapport à la vitesse thermique des protons ($M \sim 10$).

La figure 5 montre l'évolution des courants pour une particule de poussière diélectrique de taille micrométrique ($a_\mu = 1$) initialement non chargée, avec un rendement photoélectronique $\gamma = 0.1$ et des coefficients de production d'électrons secondaires $\delta = 1$, $E = 300 \text{ eV}$, et $kT_s = 2.5 \text{ eV}$. Dans cet environnement, la production de photoélectrons domine la charge. À mesure que la particule se charge positivement, le courant de photoélectrons diminue, car de moins en moins d'électrons produits s'échappent. Simultanément, le courant électronique augmente. En environ 200 secondes (Figure 6), la somme de tous les courants approche zéro et la particule de poussière atteint un équilibre de charge.

Vérification de l'évolution des courants de charge

Afin de vérifier la pertinence de notre modèle, une phase de vérification s'impose. Nous avons comparé l'évolution des courants de charge obtenue avec notre implémentation à celle décrite dans les travaux de [HORANYI 1996]. Les courants de charge incluent les courants électroniques, ioniques, de photo-émission, et d'émission électronique secondaire. Les résultats montrent une très bonne concordance entre nos simulations et les courbes de référence, confirmant ainsi la précision de notre modèle pour la dynamique des courants de charge.

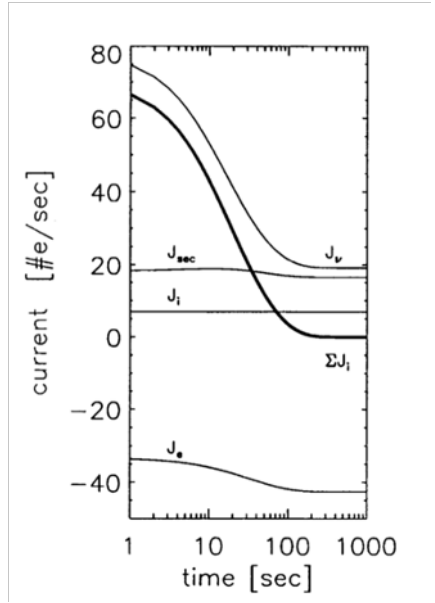
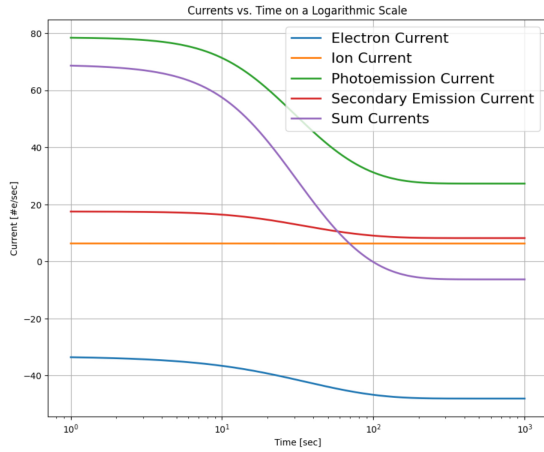


FIGURE 5 – Comparaison de l'évolution des courants de charge. À gauche : résultats de notre simulation. À droite : résultats de [HORANYI 1996].

Vérification du potentiel électrostatique de surface

Ensuite, nous avons vérifié le potentiel électrostatique de surface des grains de poussière en fonction du temps. Nos résultats ont été comparés aux données de [HORANYI 1996], et nous avons observé une correspondance étroite entre les deux ensembles de données. Cela confirme que notre implémentation capture correctement l'évolution du potentiel électrostatique sous l'influence des différents courants de charge.

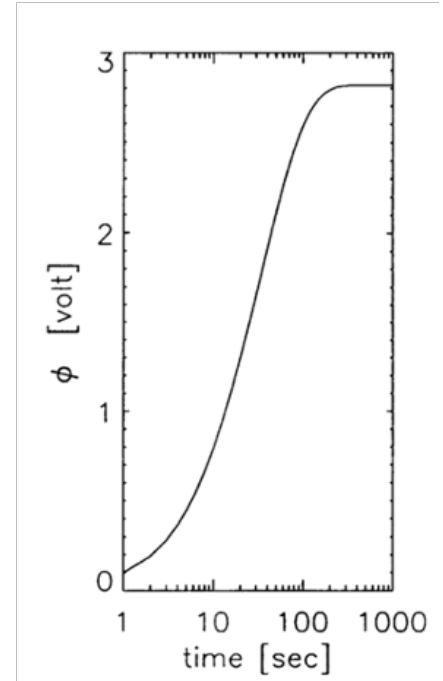
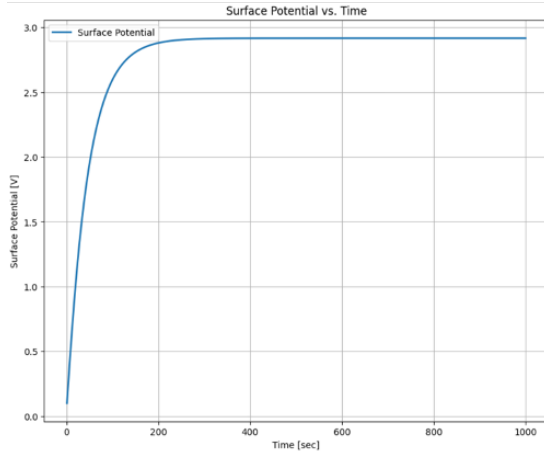


FIGURE 6 – Comparaison du potentiel électrostatique de surface. À gauche : résultats de notre simulation. À droite : résultats de [HORANYI 1996].

Vérification de la magnitude des forces

Enfin, nous avons comparé la magnitude des forces agissant sur les particules de poussière à celles rapportées par [AGARWAL et al. 2023]. Les forces considérées incluent la gravité solaire, la pression de radiation solaire,

la traînée de Poynting-Robertson, la traînée de gaz et la gravité cométaire. Les résultats de nos simulations (figure 7) concordent avec ceux de la littérature, montrant que notre implémentation est capable de reproduire pour l'instant approximativement la dynamique des forces dans un environnement cométaire. Cette étape est encore en progression et va être améliorée par la suite. En annexe III sont donnés les paramètres de simulation.

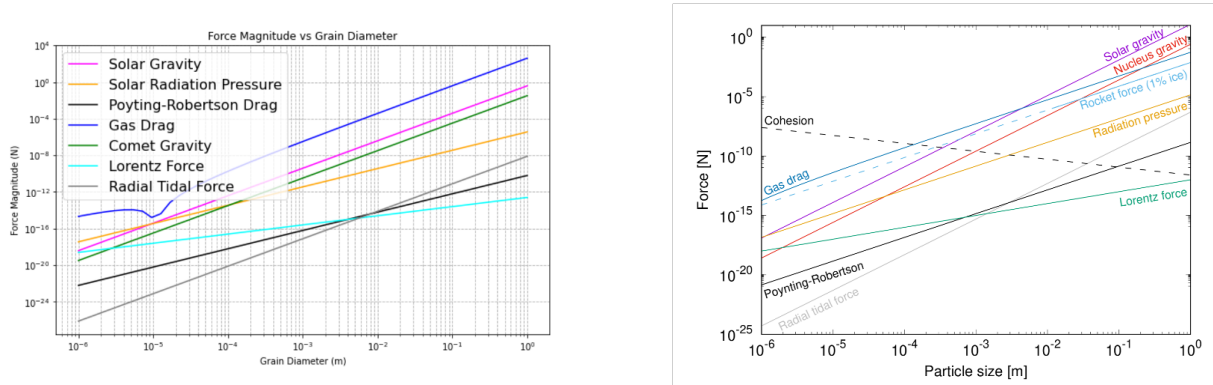


FIGURE 7 – Comparaison de la magnitude des forces. À gauche : résultats de notre simulation. À droite : résultats de [AGARWAL et al. 2023]

Ces comparaisons montrent que notre implémentation est robuste et fiable pour simuler la dynamique des grains de poussière dans un plasma magnétisé. Elles confirment également la validité de nos résultats et la pertinence de notre approche méthodologique. Par la suite, il est prévu de forcer le modèle à avoir des résultats analytiques simples (indépendamment de la réalité physique) afin de tester les différentes forces.

3.3 Première représentation 3D

Avec l'utilisation des sous-bibliothèques `plotly.graph_objects` et `plotly.offline` de Plotly [INC. 2023 ; PARMER et JOHNSON 2015], ainsi que les paramètres et conditions initiales définies en annexe IV, nous obtenons une représentation détaillée de la dynamique des grains cométaires (Figure 8). Cette simulation prend en compte différents inputs du modèle et les deux algorithmes d'intégration. Toutes les forces pertinentes sont implémentées, néanmoins, il existe encore des possibilités d'amélioration. En fonction de la taille du grain, de la distance à la comète et de la distance au Soleil, les forces dominantes varient.

Pour les grains micrométriques, les forces principales qui influencent leur dynamique sont, dans l'ordre : la traînée gazeuse, la gravité solaire, la pression de radiation et la gravité du noyau cométaire. À une distance de 1 km du noyau de la comète, la traînée des gaz est de l'ordre de 10^{-4} N, la gravité solaire est de 10^{-14} N, la pression de radiation est de 10^{-14} N, et la gravité du noyau cométaire est de 10^{-16} N. À une distance de 10 km, la traînée des gaz diminue à 10^{-5} N, tandis que les autres forces restent approximativement les mêmes. À 100 km, la traînée des gaz est de 10^{-6} N, la gravité solaire reste à 10^{-14} N, la pression de radiation à 10^{-14} N, et la gravité du noyau cométaire diminue à 10^{-18} N [AGARWAL et al. 2023].

Le champ électromagnétique implémenté est défini par un champ électrique nul ($\vec{E} = (0, 0, 0)$) et un champ magnétique constant dirigé selon l'axe z ($\vec{B} = (0, 0, 1)$).

Deux pistes sont à considérer :

Représentation des fluctuations de la trajectoire Pouvoir voir avec précision la trajectoire que suit un seul grain est fondamental si l'on veut vérifier la bonne implémentation des forces qui s'exercent proche de la comète. Il est prévu de travailler sur cette visualisation dans la suite du stage.

Traînée et vitesse radiale des grains

Afin d'observer distinctement la traînée de la comète (induite par la pression de radiation et la gravitation), un travail complémentaire sur l'implémentation d'une vitesse initiale pour la comète a été envisagé ainsi que l'implémentation de la force de marée. De plus, en introduisant une accélération initiale, la force de traînée devrait

permettre d’observer une composante radiale dans la dynamique des grains proches de la comète. Pour rendre cette composante plus visible, il pourrait être intéressant de donner aux grains une vitesse initiale radiale de l’ordre du km/s afin d’analyser leur évolution.

Par ailleurs, un modèle de vitesse de densité des neutres (tels que H_2O et CO_2) sera utilisé, avec une densité qui décroît en $1/r^2$. Cette approche permettra de simuler de manière plus réaliste l’effet de la traînée gazeuse sur les grains, en prenant en compte la variation de la densité des gaz en fonction de la distance par rapport à la comète. La génération de nouveaux grains au fur et à mesure du déplacement de la comète permettra également de modéliser plus précisément la formation de la queue cométaire et d’étudier l’évolution dynamique des grains dans ce contexte.

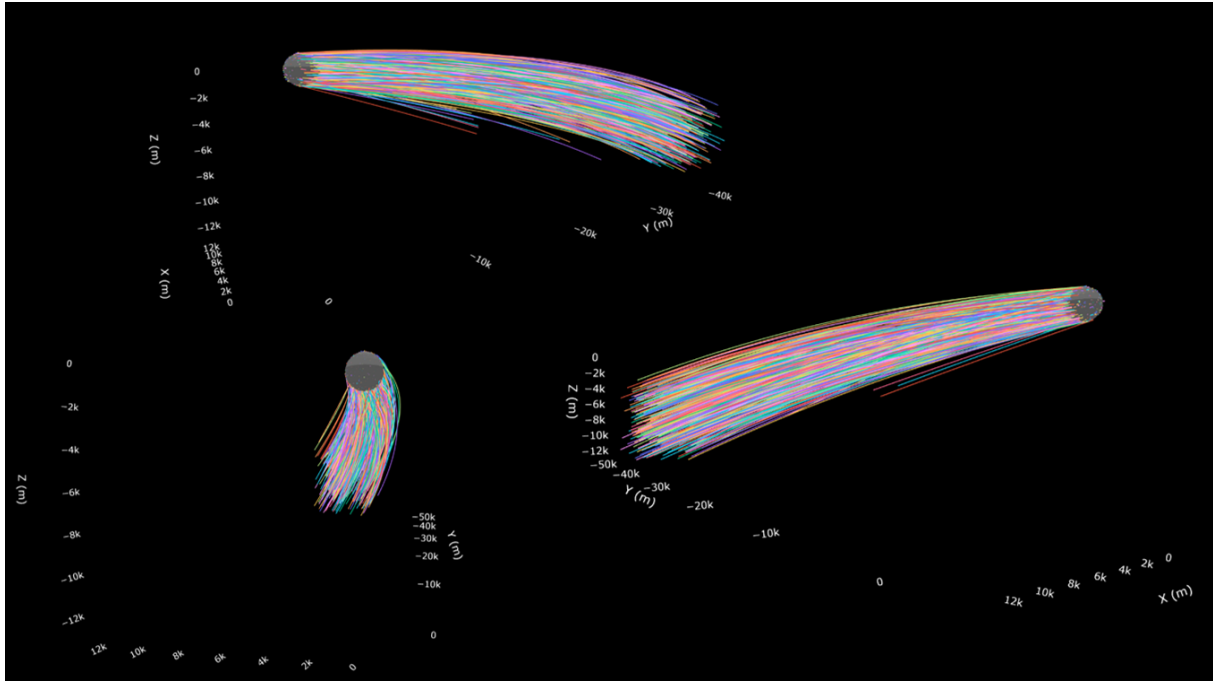


FIGURE 8 – Première simulation 3D de la dynamique des grains cométaires

4 Conclusion & Perspectives

Ce travail a permis de mettre en œuvre et de valider deux algorithmes d’intégration numérique, la méthode de Runge-Kutta (RK4) et l’algorithme Boris Push, pour simuler la dynamique des grains de poussière cométaires dans un plasma magnétisé (en interaction avec le vent solaire). Les vérifications effectuées montrent que les résultats obtenus sont en accord avec les données de référence de la littérature, notamment en ce qui concerne l’évolution des courants de charge, le potentiel électrostatique des surfaces et la magnitude des forces agissant sur les particules de poussière.

Pour la suite, plusieurs étapes sont nécessaires pour améliorer et finaliser ce projet :

Poursuite des vérifications : Continuer à vérifier le code pour s’assurer de son exactitude et de sa fiabilité.

Optimisation de l’intégration des algorithmes : Interfacer les algorithmes RK4 et Boris Push ensemble de manière optimale (pas de temps, convergence).

Validation unitaire du code : Effectuer une validation complète du code, de bout en bout, pour garantir la cohérence et la précision des simulations.

Documentation et manuel d’utilisateur : Compléter la documentation détaillée et rédiger un manuel d’utilisateur complet pour faciliter la compréhension et l’utilisation du programme par d’autres chercheurs et étudiants.

Analyse et interprétation des résultats : Se concentrer sur l'analyse et l'interprétation des résultats de la dynamique des grains pour mieux comprendre les phénomènes observés.

Enfin, pour aller plus loin, le programme pourrait être complexifié en tenant compte de la variation des champs électriques (E) et magnétiques (B) en fonction de la position spatiale. La caractérisation des fluctuations des champs aux abords d'une comète est difficile à établir, néanmoins, des simulations d'environnement magnétique (Champ magnétique du vent solaire non perturbé) établies peuvent servir d'inputs [DECA et al. 2017 et [STEPHENSON et al. 2022]]. Ce serait un sujet intéressant à explorer dans le cadre d'un Master 2 ou dans un projet de recherche ultérieur, afin d'obtenir un code le plus fidèle possible à la réalité physique.

Finalement, lors de la phase d'interprétation des résultats de simulations, nous espérons observer des dynamiques de grains particulières afin de progresser dans la compréhension de la formation des agrégats de matière. C'est un domaine dans lequel il existe encore une discontinuité dans la théorie entre la formation des poussières et celle des agrégats plus gros [J. BLUM et al. 2000 et [WURM et J. BLUM 2005]].

Références

- AGARWAL, Jessica et al. (2023). “Dust Emission and Dynamics”. In : *arXiv preprint arXiv :2309.12759*. URL : <https://arxiv.org/abs/2309.12759>.
- BLUM, E.K. (1962). “A modification of the Runge-Kutta fourth-order method”. In : *Mathematics of Computation* 16.78, p. 176-187. URL : <https://doi.org/10.1090/S0025-5718-1962-0146821-7>.
- BLUM, Jürgen et al. (2000). “Growth and Form of Planetary Seedlings : Results from a Microgravity Aggregation Experiment”. In : *Physical Review Letters* 85.12, p. 2426-2429.
- BORIS, J.P. (mars 1970). *The acceleration calculation from a scalar potential*. Rapp. tech. MATT-152. Plasma Physics Laboratory, Princeton University.
- BRAY, C. M. (2014). “Dust Grain Charging In Tokamak Plasmas”. Thèse de doct. Department of Physics, Imperial College London. URL : <https://www.imperial.ac.uk/media/imperial-college/research-centres-and-groups/theoretical-physics/msc/dissertations/2014/Chris-Bray-Dissertation.pdf>.
- CNRS-ORLÉANS (2024). *Campus CNRS Orléans*. Consulté le 4 juillet 2024. URL : <https://www.cnrs-orleans.fr/>.
- DECA, J. et al. (2017). “Electron and ion dynamics of the solar wind interaction with a weakly outgassing comet”. In : *Physical Review Letters* 118.20, p. 205101.
- DELCROIX, J.-L. et A. BERS (1994). *Physique des plasmas, volume 1*. 1^{re} éd. Broché. Paris : Grand livre.
- EUROPEAN SPACE AGENCY (2024). *Comet Interceptor's spacecraft and instruments*. Accessed : 2024-07-03. URL : https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Comet_Interceptor/Comet_Interceptor_s_spacecraft_and_instruments.
- FENG, Y., H.C. KIM et J.P. VERBONCOEUR (2008). “Algorithms for accurate relativistic particle injection”. In : *Journal of Computational Physics* 227, p. 1663-1675. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S002199910700438X>.
- GRARD, R., K. KNOTT et PEDERSEN (1983). *Spacecraft Charging Effects*. Space Science Department of ESA, ESTEC, Noordwijk, the Netherlands.
- HENRI, P. et al. (2011). “Observations of Langmuir ponderomotive effects using the Solar TERrestrial RELations Observatory spacecraft as a density probe”. In : *Phys. Plasmas* 18, p. 082308. URL : <https://doi.org/10.1063/1.3623747>.
- HORANYI, Mihaly (1989). “Charged Dust in the Earth's Magnetosphere”. In : *Solar System Plasma Physics*. Sous la dir. de J.L. Burch J.H. WAITE et R.L. MOORE. URL : <https://doi.org/10.1029/RG027i001p00051>.
- (1996). “Charged dust dynamics in the Solar System”. In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 34, p. 383-418. URL : <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.34.1.383>.
- HORÁNYI, M. et D. A. MENDIS (1985). “Trajectories of Charged Dust Grains in the Cometary Environment”. In : *The Astrophysical Journal* 294, p. 357-368. URL : <https://doi.org/10.1086/163300>.
- INC., Plotly Technologies (2023). *Plotly Python Graphing Library*. URL : <https://plotly.com/python/> (visité le 04/07/2023).
- ISHIHARA, Osamu (2007). “Complex plasma : dusts in plasma”. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 40, R121-R147. URL : <https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/8/R01>.
- JONES, Geraint et al. (2020). “Comet Interceptor : A Mission to a Dynamically New Solar System Object”. In : *Mullard Space Science Laboratory, University College London, UK*. URL : <https://doi.org/10.1007/s10686-020-09651-1>.
- JUHÁSZ, A. et M. HORÁNYI (2013). “Dynamics and distribution of nano-dust particles in the inner solar system”. In : *Geophysical Research Letters* 40, p. 2500-2504. URL : <https://doi.org/10.1002/grl.50535>.
- LAI, Shu T. (2012). *Fundamentals of Spacecraft Charging : Spacecraft Interactions with Space Plasmas*. Princeton University Press. URL : <https://doi.org/10.1515/9781400841864>.
- LAI, Shu T. et Kerri CAHOY (2016). *Spacecraft Charging*. Sous la dir. de J.L. SHOHET. Encyclopedia of Plasma Technology. ISBN : 9781466500594. URL : <https://doi.org/10.1081/E-EPLT-120052863>.

- LIU, Zhuang, Dezhen WANG et Gennady MILOSHEVSKY (2017). “Simulation of dust grain charging under tokamak plasma conditions”. In : *Nuclear Materials and Energy* 12, p. 530-535. URL : <https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.02.005>.
- MANN, I., N. MEYER-VERNET et A. CZECHOWSKI (2014). “Dust in the Planetary System : Dust Interactions in Space Plasmas of the Solar System”. In : *Physics Reports* 536.1, p. 1-39. URL : <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2013.11.002>.
- MOTT-SMITH, H. M. et I. LANGMUIR (1926). “The Theory of Collectors in Gaseous Discharges”. In : *Physical Review* 28.4, p. 727-763. DOI : 10.1103/PhysRev.28.727. URL : <https://doi.org/10.1103/PhysRev.28.727>.
- PARMER, Chris et Alex JOHNSON (2015). “Plotly : Collaborative data science”. In : *Plotly Technologies Inc.* URL : <https://plotly.com> (visité le 04/07/2023).
- QIN, H. et al. (2013). “Why is Boris algorithm so good?” In : *Phys. Plasmas* 20.8, p. 084503. URL : <http://dx.doi.org/10.1063/1.4818428>.
- STEPHENSON, P. et al. (2022). “A collisional test-particle model of electrons at a comet”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 511.1, p. 4090-4108. URL : <https://doi.org/10.1093/mnras/stac055>.
- VERNER, J.H. (1978). “Explicit Runge-Kutta Methods with Estimates of the Local Truncation Error”. In : *SIAM Journal on Numerical Analysis* 15.4, p. 772-790. URL : <https://www.jstor.org/stable/2156853>.
- WURM, Gerhard et Jürgen BLUM (2005). “Experiments on preplanetary dust aggregation at low rolling velocities : The formation of dust rims”. In : *The Astrophysical Journal* 623.1, p. 33.
- ZHOU, Lei et al. (2021). “Dynamics of charged dust in the orbit of Venus”. In : *Astronomy & Astrophysics* 645, A63. URL : <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039617>.

5 Annexes

5.1 Annexe I : Schéma Test-Particule

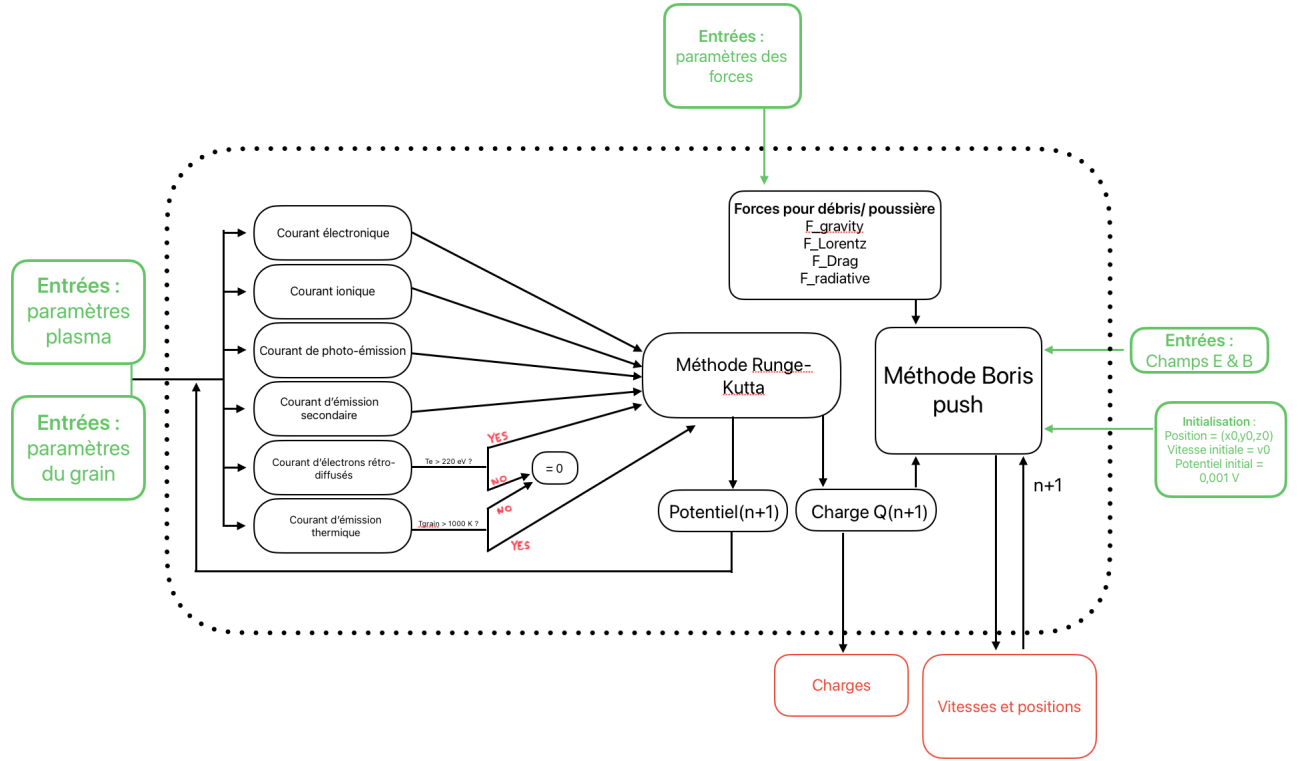


FIGURE 9 – Les paramètres d'entrée incluent les caractéristiques du plasma et des grains, ainsi que les champs électriques et magnétiques. Les courants de charge calculés (électronique, ionique, photo-émission, émission secondaire, rétrodiffusion électronique et émission thermique) sont utilisés pour déterminer le potentiel électrique et la charge du grain via la méthode de Runge-Kutta. Cette charge est réinjectée pour recalculer les contributions des courants de charge. La méthode Boris push met à jour les positions et les vitesses des grains en prenant en compte les forces de gravité, de Lorentz, de traînée et radiative. Les nouvelles positions et vitesses sont réintroduites dans l'algorithme Boris, permettant ainsi une trajectoire précise des grains.

5.2 Annexe II : Conditions initiales Boris Push (ordre de convergence)

TABLE 1 – Conditions initiales de l'implémentation de l'algorithme Boris Push

Paramètre	Symbole	Valeur
Charge de la particule	q	1.0
Masse de la particule	m	1.0
Pas de temps	dt	10^{-15} à 10^{-2}
Nombre de pas de temps		100
Position initiale	\vec{r}_0	(0.0, 0.0, 0.0)
Vitesse initiale	\vec{v}_0	(1.0, 0.0, 0.0)
Champ électrique	\vec{E}	(0.0, 0.0, 0.0)
Champ magnétique	\vec{B}	(0.0, 0.0, 1.0)
Gyrofréquence	ω	$\frac{qB_z}{m}$

5.3 Annexe III : Paramètres de la Figure 7 (Comparaison de la magnitude des forces)

TABLE 2 – Paramètres et valeurs utilisés de la Figure 7 [AGARWAL et al. 2023]

Quantité	Symbole	Valeur
Rayon du noyau	R_n	2 km
Densité du noyau	ρ_n	500 kg m ⁻³
Densité volumique de la poussière	ρ_d	500 kg m ⁻³
Coefficient de traînée	C_D	2
Taux de production global d'eau ^a	$Q_{\text{H}_2\text{O}}(r_h < 4\text{ua})$	3×10^{28} molécules s ⁻¹ $(r_h/1\text{ua})^{-4.5}$
	$Q_{\text{H}_2\text{O}}(r_h > 4\text{ua})$	4×10^{34} molécules s ⁻¹ $(r_h/1\text{ua})^{-15}$
Taux de production global de CO ₂ ^b	$Q_{\text{CO}_2}(r_h)$	4×10^{25} molécules s ⁻¹ $(r_h/1\text{ua})^{-2}$
Vitesse du gaz dans la chevelure	v_g	700 m s ⁻¹
Vitesse du gaz (à partir de morceaux de glace)	v_{th}	500 m s ⁻¹
Vitesse de la poussière en fonction du rayon, a	$v_d(a)$	300 m s ⁻¹ $\sqrt{a/1\mu\text{m}}$
Fraction de glace dans la poussière	f_{ice}	0.01
Coefficient de pression de radiation	Q_{pr}	1
Potentiel de la poussière	U	5 V
Vitesse du vent solaire	v_{sw}	600 km s ⁻¹
Intensité azimutale du champ magnétique interplanétaire à 1 ua	$B_{\phi,0}$	3 nT
Latitude héliographique	β_{hg}	0°
Facteur de remplissage volumique	ϕ	0.5

5.4 Annexe IV : Paramètres des Figures 5 (Évolution des courants de charge), 6 (Potentiel électrostatique de surface) et 8 (Première représentation 3D)

TABLE 3 – Paramètres de simulation des figures 5, 6 et 8 [HORANYI 1996]

Paramètre	Symbole	Valeur
Distance au Soleil		2×10^8 m
Température des électrons	T_e	10×11604 K
Température des ions	T_i	10×11604 K
Température des photoélectrons	T_{ph}	2×11604 K
Température des électrons secondaires	T_{sec}	2.5×11604 K
Densité des électrons	n_e	5×10^6 m ⁻³
Densité des ions	n_i	5×10^6 m ⁻³
Potentiel de surface		2 V
Rayon du grain		1×10^{-6} m
Température du grain		200 K
Masse du grain		1×10^{-3} kg
Charge du grain		1×10^{-16} C
Masse de la comète		1×10^{12} kg
Rayon de la comète		1000 m

TABLE 4 – Conditions initiales de la représentation 3D : À chaque pas de temps, de nouveaux grains sont ajoutés pour simuler la queue de la comète. Toutes les 100 étapes, 10 nouveaux grains sont générés avec des conditions initiales aléatoires et ajoutés aux positions et vitesses existantes des grains.

Paramètre	Symbole	Valeur
Nombre de grains		400
Conditions initiales des grains		Positions et vitesses aléatoires autour de la comète dans une coquille sphérique Rayon : uniforme entre 1000 m et 2000 m Angles : uniformes entre 0 et π (theta), 0 et 2π (phi) Vitesses : uniformes entre -1000 m/s et 1000 m/s
Position initiale de la comète		[0.0, 100.0, 0.0] m
Vitesse initiale de la comète		[-10, 10, 10.0] m/s