



Contributions à la modélisation des plasmas spatiaux

Génot Vincent

► To cite this version:

Génot Vincent. Contributions à la modélisation des plasmas spatiaux. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2013. tel-00923605

HAL Id: tel-00923605

<https://theses.hal.science/tel-00923605>

Submitted on 3 Jan 2014

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.

UNIVERSITÉ PAUL SABATIER – TOULOUSE III
ÉCOLE DOCTORALE SDU2E

Habilitation à Diriger des Recherches

Présentée par
Vincent GÉNOT

Contributions à la modélisation des plasmas spatiaux

soutenue le 3 décembre 2013

Jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Dominique FONTAINE	-	Directrice de recherche, LPP
	Nicole VILMER	-	Directrice de recherche, LESIA
	Sébastien GALTIER	-	Professeur des Universités, Paris 11
<i>Directeur :</i>	Philippe LOUARN	-	Directeur de recherche, IRAP
<i>Président :</i>	Dominique TOUBLANC	-	Professeur des Universités, Toulouse 3

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury qui ont su se rendre disponibles pour le bon déroulement de cette habilitation. Je remercie ensuite l'ensemble de mes professeurs, collègues, étudiants qui, depuis une petite vingtaine d'années, m'ont accompagné dans mes recherches. Et je remercie enfin la pluie du mois de juin 2013.

Table des matières

1	Curriculum Vitae	1
1.1	Cursus universitaire	2
1.2	Parcours professionnel	2
1.3	Formation professionnelle	2
1.4	Bibliométrie	2
1.5	Publications dans des revues à comité de lecture	2
1.6	Chapitres d'ouvrages	6
1.7	Autres publications	6
1.8	Conférences	7
1.9	Responsabilités scientifiques	8
1.9.1	Centre de Données de la Physique des Plasmas : CDDP	8
1.9.2	Projets sur contrat	8
1.9.3	Groupes de travail	8
1.9.4	Conseils	8
1.9.5	Invitations de chercheurs étrangers	9
1.9.6	Animation scientifique	9
1.9.7	Responsabilités instrumentales et logicielles	9
1.9.8	Autres	10
1.10	Enseignement	10
1.10.1	Niveau Master 2	10
1.10.2	Niveau Master 1	10
1.10.3	Autre niveau	10
1.11	Encadrement	10
2	Synthèse des travaux scientifiques	13
2.1	Introduction	13
2.2	Accélération dans les plasmas non-homogènes	14
2.2.1	Accélération dans les plasmas astrophysiques	14
2.2.2	Le modèle ondes d'Alfvén + cavité	15
2.3	Physique de l'instabilité miroir	21
2.3.1	Contexte observationnel et théorique	21
2.3.2	Approche statistique des données	24
2.3.3	Relation skewness- C_M : l'apport des simulations numériques et de la théorie	27
2.3.4	Dater les structures : un modèle de magnétogaine	32
2.3.5	Instabilité miroir dans l'héliogaine : développements analy- tiques des relations de R.-H.	37
2.3.6	Ouverture : rôle de l'orientation de l'IMF	40
2.4	Interactions plasma-satellites	45

2.4.1	Introduction	45
2.4.2	Méthodes correctives pour le calcul des moments des fonctions de distribution	47
2.4.3	Potentiels non monotones	53
2.4.4	Simulations numériques auto-cohérentes	55
3	Projet scientifique	67
3.1	Introduction	67
3.2	Plasmas auroraux	67
3.2.1	Modélisation 3D	67
3.2.2	Participation aux futures missions aurorales : Alfvén, Ohmic .	68
3.2.3	Analyse de données Juno	70
3.3	Magnétogaines planétaires	70
3.3.1	Asymétrie : analyse conjuguée Cluster-Themis	70
3.3.2	Analyse de données haute résolution MMS	71
3.3.3	Modèles d'écoulement pour les planètes géantes	71
3.4	Interactions plasma-satellites	74
3.4.1	Evolution de SPIS	74
3.4.2	Cadre générique pour les prochaines missions	74
3.5	Activités scientifiques au CDP	75
3.5.1	Les outils et services scientifiques	75
3.5.2	Le projet IMPEx	75
3.5.3	L'Observatoire Virtuel	77
3.6	Conclusion	79
A	"5 publications jugées essentielles"	81
A.1	Alfvén wave interaction with inhomogeneous plasmas : acceleration and energy cascade towards small-scales	81
A.2	Ionospheric erosion by Alfvén waves	81
A.3	Mirror structures above and below the linear instability threshold : Cluster observations, fluid model and hybrid simulations	81
A.4	Timing mirror structures observed by Cluster with a magnetosheath flow model	81
A.5	Solar wind plasma interaction with solar probe plus spacecraft	82
	Bibliographie	83

Curriculum Vitae

Sommaire

1.1	Cursus universitaire	2
1.2	Parcours professionnel	2
1.3	Formation professionnelle	2
1.4	Bibliométrie	2
1.5	Publications dans des revues à comité de lecture	2
1.6	Chapitres d'ouvrages	6
1.7	Autres publications	6
1.8	Conférences	7
1.9	Responsabilités scientifiques	8
1.9.1	Centre de Données de la Physique des Plasmas : CDPP . . .	8
1.9.2	Projets sur contrat	8
1.9.3	Groupes de travail	8
1.9.4	Conseils	8
1.9.5	Invitations de chercheurs étrangers	9
1.9.6	Animation scientifique	9
1.9.7	Responsabilités instrumentales et logicielles	9
1.9.8	Autres	10
1.10	Enseignement	10
1.10.1	Niveau Master 2	10
1.10.2	Niveau Master 1	10
1.10.3	Autre niveau	10
1.11	Encadrement	10

1.1 Cursus universitaire

1991	Bac C, Meudon
1992-1993	CPGE Lycée Hoche, Versailles ; parallèlement DEUG A, Université de Versailles Saint-Quentin
1994-1995	Licence & Maîtrise de physique, Université de Versailles Saint-Quentin
1996	DEA M2SA ϕ "Modélisation mathématique, simulations et applications à la physique", Université de Versailles Saint-Quentin / Ecole Polytechnique
1999	Thèse de l'Université de Versailles Saint-Quentin, lieu : LATT puis CESR, "Étude des phénomènes d'accélération de particules dans les régions aurorales des magnétosphères" (Directeurs : D. LeQuéau et P. Louarn)

1.2 Parcours professionnel

1999-2002	Post-doctorat à Queen Mary, University of London, Astronomy Unit
2003	Prise de fonction à l'Observatoire Midi-Pyrénées / CESR comme Astronome-Adjoint (tâche de service : exploitation scientifique du CDPP)

1.3 Formation professionnelle

Formation pour les encadrants de thèse (cabinet Progress, mai 2006)

1.4 Bibliométrie

A la date du 26/05/2013, le nombre d'entrées dans ADS/ABS (journaux à comités de lecture) est de 34. Les graphiques des Figures 1.1 et 1.2 sont extraits du même site¹.

Une liste mise à jour de mes publications est disponible à l'adresse <http://tinyurl.com/3tjwacc> (référence bibliographique et texte intégral en libre accès sur HAL).

1.5 Publications dans des revues à comité de lecture

Les noms en [bleu](#) dans la liste ci-dessous sont ceux d'étudiants que j'ai encadrés.

1. Simulation Study of Spacecraft Electrostatic Sheath Changes With the Helio-centric Distances from 0.044 to 1 AU, [Guillemant, S.](#), [Génot, V.](#); Matéo-Vélez, J.-C.; Sarrailh, P.; Hilgers, A.; Louarn, P., IEEE Transactions on Plasma Science, Volume :PP, Issue : 99, 2013.

1. <http://adsabs.harvard.edu/tools/metrics/>

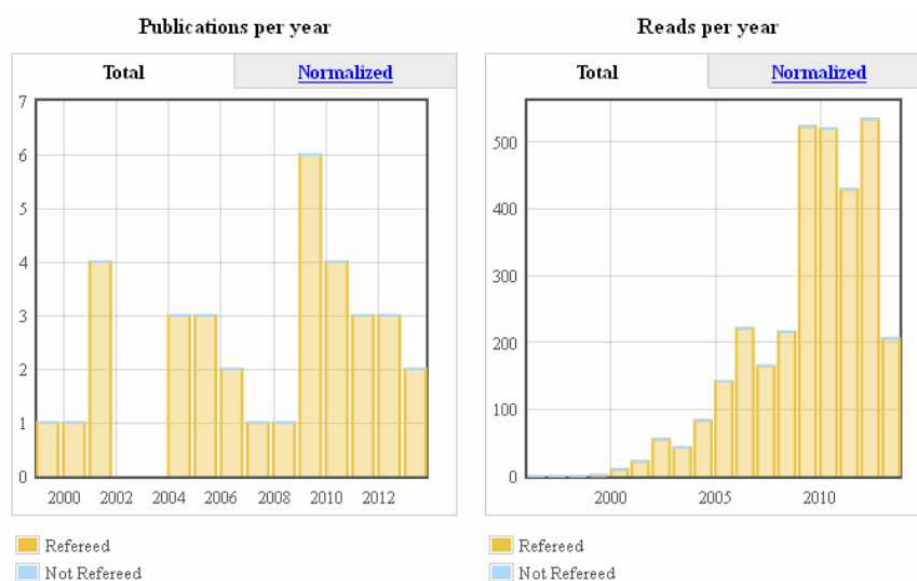


FIGURE 1.1 – Bibliométrie (1/2) du site ADS/ABS à la date du 26/05/2013

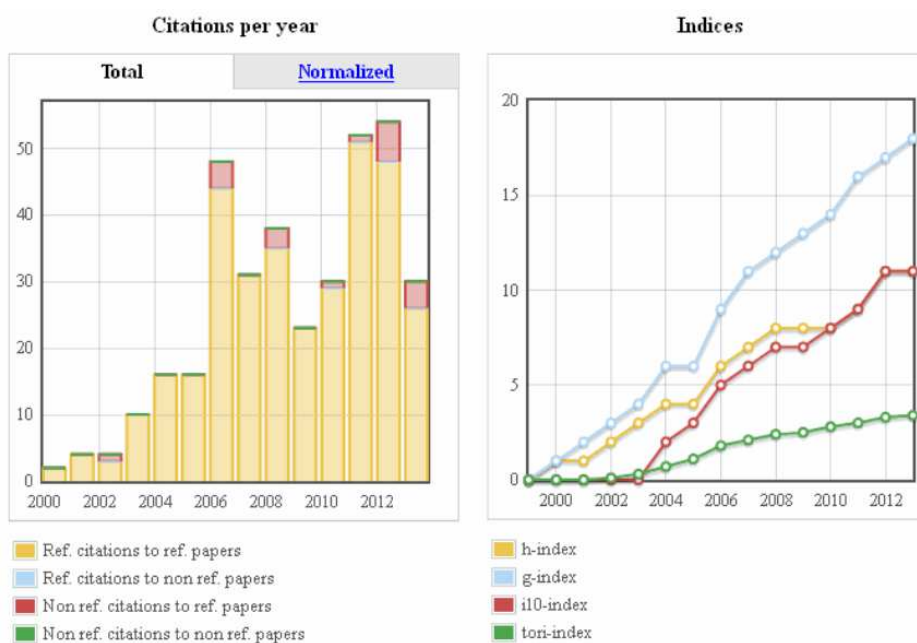


FIGURE 1.2 – Bibliométrie (2/2) du site ADS/ABS à la date du 26/05/2013

2. Asymmetry of magnetosheath flows and magnetopause shape during low Alfvén Mach number solar wind, Lavraud, B. ; [Larroque, E.](#) ; Budnik, E. ; **Génot, V.** ; Borovsky, J. E. ; Dunlop, M. W. ; Foullon, C. ; Hasegawa, H. ; Jacquey, C. ; Nykyri, K. ; Ruffenach, A. ; Taylor, M. G. G. T. ; Dandouras, I. ; Rème, H., Journal of Geophysical Research : Space Physics, Volume 118, Issue 3, pp. 1089-1100, 2013.
3. Multispacecraft observation of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection during propagation, Ruffenach, A. ; Lavraud, B. ; Owens, M. J. ; Sauvaud, J.-A. ; Savani, N. P. ; Rouillard, A. P. ; Démoulin, P. ; Foullon, C. ; Opitz, A. ; Fedorov, A. ; Jacquey, C. J. ; **Génot, V.** ; Louarn, P. ; Luhmann, J. G. ; Russell, C. T. ; Farrugia, C. J. ; Galvin, A. B., Journal of Geophysical Research, Volume 117, Issue A9, A09101, 2012.
4. Solar wind plasma interaction with solar probe plus spacecraft, [Guillemant, S.](#) ; **Génot, V.** ; Matéo-Vélez, J.-C. ; Ergun, R. ; Louarn, P., Annales Geophysicae, Volume 30, Issue 7, 2012, pp.1075-1092, 2012.
5. Alfvén : magnetosphere-ionosphere connection explorers, Berthomier, M., et al., Experimental Astronomy, [http ://dx.doi.org/10.1007/s10686-011-9273-y](http://dx.doi.org/10.1007/s10686-011-9273-y), 2012.
6. Timing mirror structures observed by Cluster with a magnetosheath flow model, **Génot, V.** ; [Broussillou, L.](#) ; Budnik, E. ; Hellinger, P. ; Trávníček, P. M. ; Lucek, E. ; Dandouras, I., Annales Geophysicae, Volume 29, Issue 10, 2011, pp.1849-1860, 2011.
7. Electron acceleration by an Alfvénic pulse propagating in an auroral plasma cavity, Mottez, F. ; **Génot, V.**, Journal of Geophysical Research, Volume 116, A00K15, 2011.
8. Statistics of counter-streaming solar wind suprathermal electrons at solar minimum : STEREO observations, Lavraud, B. ; Opitz, A. ; Gosling, J. T. ; Rouillard, A. P. ; Meziane, K. ; Sauvaud, J.-A. ; Fedorov, A. ; Dandouras, I. ; **V. Génot** ; Jacquey, C. ; Louarn, P. ; Mazelle, C. ; Penou, E. ; Larson, D. E. ; Luhmann, J. G. ; Schroeder, P. ; Jian, L. ; Russell, C. T. ; Foullon, C. ; Skoug, R. M. ; Steinberg, J. T. ; Simunac, K. D., and A. Galvin, A. B., Annales Geophysicae, Volume 28, Issue 1, 2010, pp.233-246, 2010.
9. Space weather applications with CDPP/AMDA, **V. Génot**, C. Jacquey, E. Budnik, R. Hitier, M. Bouchemit, M. Gangloff, A. Fedorov, B. Cecconi, N. André, B. Lavraud, C. Harvey, F. Dériot, D. Heulet, E. Pallier, E. Penou and J.L. Pinçon, Adv. Space Res., Volume 45, Issue 9, p. 1145-1155, 2010.
10. Tracing solar wind plasma entry into the magnetosphere using ion-to-electron temperature ratio, B. Lavraud, J. E. Borovsky, **V. Génot**, S. J. Schwartz, J. Birn, A. N. Fazakerley, M. W. Dunlop, M.G.G.T. Taylor et al., GRL, Volume 36, Issue 18, L18109, 2009.
11. On the temporal variability of the "Strahl" and its relationship with solar wind characteristics : STEREO SWEA observations, P. Louarn, [C. Diéval](#),

- V. Génot**, B. Lavraud, A. Opitz, A. Fedorov, J.-A. Sauvaud, D. Larson, A. Galvin, M. Acuna et al., Solar Physics, Volume 259, Issue 1-2, pp. 311-321, 2009.
12. Observation of a complex solar wind reconnection exhaust from spacecraft separated by over $1800R_E$, B. Lavraud, J.T. Gosling, A.P. Rouillard, A. Fedorov, A. Opitz, J.-A. Sauvaud, C. Foulon, I. Dandouras, **V. Génot**, C. Jacquiey et al., Solar Physics, Volume 256, Issue 1-2, pp. 379-392, 2009.
 13. Mirror structures above and below the linear instability threshold : Cluster observations, fluid model and hybrid simulations, **V. Génot**, E. Budnik, P. Hellinger, T. Passot, G. Belmont, P. Trávníček, P.-L. Sulem, E. Lucek, and I. Dandouras, Ann. Geophys., 27, 601-615, 2009.
 14. Analytical solutions for anisotropic MHD shocks, **V. Génot**, Astrophysics and Space Sciences Transactions, Volume 5, Issue 1, pp.31-34, 2009.
 15. Mirror and Firehose Instabilities in the Heliosheath, **V. Génot**, The Astrophysical Journal, Volume 687, Issue 2, pp. L119-L122, 2008.
 16. Comment on "PIC simulations of circularly polarised Alfvén wave phase mixing : A new mechanism for electron acceleration in collisionless plasmas" by Tsiklauri et al, F. Mottez, **V. Génot**, and P. Louarn, A&A, vol. 49, issue 2, 2006.
 17. Ionospheric erosion by Alfvén waves, C. C. Chaston, **V. Génot**, J. W. Bonnell, C. W. Carlson, J. P. McFadden, R. E. Ergun, R. J. Strangeway, E. J. Lund, and K. J. Hwang, J. Geophys. Res., vol. 111, issue A3, 2006.
 18. Comment on "A class of exact two-dimensional kinetic current sheet equilibria" by Peter H. Yoon and Anthony T. Y. Lui, **V. Génot**, Journal of Geophysical Research, Volume 110, Issue A9, A09214, 2005.
 19. A corrector for spacecraft calculated electron moments, Geach, J. ; Schwartz, S. J. ; **Génot, V.** ; Moullard, O. ; Lahiff, A. ; Fazakerley, A. N., Annales Geophysicae, vol. 23, Issue 3, pp.931-943, 2005.
 20. Bifurcated current sheet : model and Cluster observations, **Génot, V.** ; Mottez, F. ; Fruit, G. ; Louarn, P. ; Sauvaud, J.-A. ; Balogh, A., Planetary and Space Science, Volume 53, Issue 1-3, p. 229-235, 2005.
 21. Potential barrier in the electrostatic sheath around a magnetospheric spacecraft, Thiébault, B. ; Hilgers, A. ; Sasot, E. ; Laakso, H. ; Escoubet, P. ; **Génot, V.** ; Forest, J., Journal of Geophysical Research, Volume 109, Issue A12, A12207, 2004.
 22. Alfvén wave interaction with inhomogeneous plasmas : acceleration and energy cascade towards small-scales, **Génot, V.** ; Louarn, P. ; Mottez, F., Annales Geophysicae, vol. 22, Issue 6, pp.2081-2096, 2004.
 23. Spacecraft potential effects on electron moments derived from a perfect plasma detector, **Génot, V.** ; Schwartz, S., Annales Geophysicae, vol. 22, Issue 6, pp.2073-2080, 2004.

24. Fast evolving spatial structure of auroral parallel electric fields, **Génot, V.** ; Louarn, P. ; Mottez, F., Journal of Geophysical Research, Volume 106, Issue A12, p. 29633-29644, 2001.
25. Kinetic study of the mirror mode, **Génot, V.** ; Schwartz, S. J. ; Mazelle, C. ; Balikhin, M. ; Dunlop, M. ; Bauer, T. M., Journal of Geophysical Research, Volume 106, Issue A10, p. 21611-21622, 2001.
26. On the asymptotic theory of localized structures in a thin two-dimensional Harris current sheet : plasmoids, multiplasmoids and X points, Tur, A. ; Louarn, P. ; Yanovsky, V. ; Le Queau, D. ; **Génot, V.**, Journal of Plasma Physics, vol. 66, Issue 01, p.97-117, 2001.
27. Particle Acceleration Linked to Alfvén Wave Propagation on Small Scale Density Gradients, **Génot, V.** ; Mottez, F. ; Louarn, P., Physics and Chemistry of the Earth Part C, v. 26, iss. 1-3, p. 219-222, 2001.
28. Electron acceleration by Alfvén waves in density cavities, **Génot, V.** ; Louarn, P. ; Mottez, F., Journal of Geophysical Research, Volume 105, Issue A12, p. 27611-27620, 2000.
29. A study of the propagation of Alfvén waves in the auroral density cavities, **Génot, V.** ; Louarn, P. ; Le Quéau, D., Journal of Geophysical Research, Volume 104, Issue A10, p. 22649-22656, 1999.

1.6 Chapitres d'ouvrages

- AMDA, Automated Multi-Dataset Analysis : A Web-Based Service Provided by the CDPP, C. Jacquey, **V. Génot**, Budnik, E. ; Hitier, R. ; Bouchemit, M. ; Gangloff, M. ; Fedorov, A. ; Cecconi, B. ; André, N. ; Lavraud, B. ; Harvey, C. ; Dériot, F. ; Heulet, D. ; Pallier, E. ; Penou, E. ; Pinçon, J. L., The Cluster Active Archive, Studying the Earth's Space Plasma Environment. Edited by H. Laakso, M.G.T.T. Taylor, and C. P. Escoubet. Astrophysics and Space Science Proceedings, Berlin : Springer, p.239-247, 2010.
- Mirror modes observed with Cluster in the Earth's magnetosheath : statistical study and IMF/solar wind dependence, **V. Génot**, E. Budnik, C. Jacquey, I. Dandouras and E. Lucek, Advances in Geosciences, vol. 14, 2009.

1.7 Autres publications

- Science outputs of the CDPP on-line analysis tool AMDA, **V. Génot**, C. Jacquey ; Budnik, E. ; Bouchemit, M. ; Gangloff, M. ; Fedorov, A. ; Lavraud, B. ; André, N. ; Fruit, G. ; Louarn, P. ; Harvey, C. ; Pallier, E. ; Penou, E. ; Hitier, R. ; Cecconi, B. ; Dériot, F. ; Heulet, D. ; Pinçon, J.-L. ; Besson, B., SF2A-2010 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics. Eds. : S. Boissier, M. Heydari-Malayeri, R. Samadi and D. Valls-Gabaud, p.301, 2010.

- Self-Reformation of the Quasi-Perpendicular Shock : CLUSTER Observations, Mazelle, C. ; Lembège, B. ; Morgenthaler, A. ; Meziane, K. ; Horbury, T. S. ; **V. Génot** ; Lucek, E. A. ; Dandouras, I., 12th international solar wind conference, AIP Conference Proceedings, Volume 1216, pp. 471-474, 2010.
- Connecting the CDDP/AMDA service to planetary plasma data : Venus, Earth, Mars, Saturn (Jupiter and comets), N. André, B. Cecconi, E. Budnik, C. Jacquey, **V. Génot**, A. Fedorov, M. Gangloff, E. Pallier, M. Bouchemit, R. Hitier, F. Dériot, D. Heulet, F. Topf, SF2A-2009 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, held 29 June - 4 July 2009 in Besançon, France. Eds. : M. Heydari-Malayeri, C. Reylé and R. Samadi, p.231, 2009.
- The active plasma sheet : definition of 'events' and statistical analysis, P. Louarn, C. Jacquey, E. Budnik, and **V. Génot**, the CDDP, FGM, CIS and STAFF teams, Int. Conf. Substorms-8 : 159-164, 2006.

1.8 Conférences

- European Geophysical Union, Avril 2006, Vienne, Autriche
- 12th Cluster Workshop, Septembre 2006, Saariselka, Finlande
- 3rd Space Weather week, Novembre 2006, Bruxelles, Belgique
- American Geophysical Union, Décembre 2006, San Fransisco, E.-U.
- Participation à un groupe de travail de l'ISSI (International Space Science Institute) dirigé par G. Belmont "Effects of ULF turbulence and flow chaotization on plasma energy and mass transfer at the magnetopause", réunions en Octobre 2005, Octobre 2006 et Juin 2007, Berne, Suisse
- **invitation** : URSI, Juillet 2007, Ottawa, Canada
- **invitation** : AOGS, Aout 2007, Bangkok, Thaïlande
- 15th Cluster Workshop, Mars 2008, Tenerife, Espagne
- invitation : 2nd International Heliophysical Year Conference, Novembre 2008, Berne, Suisse
- American Geophysical Union, Décembre 2008, San Fransisco, E.-U.
- 6th Space Weather week, Novembre 2009, Bruges, Belgique
- **invitation** : American Geophysical Union, Décembre 2009, San Fransisco, E-U
- International Workshop on Advances and Perspectives in Auroral Plasma Physics, Avril 2010, Beaulieu-sur-mer, France
- Journées de la SF2A, Juin 2010, Marseille, France
- AGU Chapman Conference - Relationship Between Auroral Phenomenology and Magnetospheric Processes, Février 2011, Fairbanks, Alaska, E.-U.
- EPSC, Octobre 2011, Nantes, France
- American Geophysical Union, Décembre 2011, San Fransisco, E.-U.
- Participation à un groupe de travail de l'ISSI (International Space Science Institute) dirigé par R. Marchand "Interaction of satellites with their space

- environnement", réunion en Décembre 2011, Berne, Suisse
- CCMC Workshop, Janvier 2012, Key Largo, E.-U.
- **invitation** : 5th Isradynamics, Avril-Mai 2012, Jerusalem, Israël
- EPSC, Septembre 2012, Madrid, Espagne
- European Geophysical Union, Avril 2013, Vienne, Autriche

1.9 Responsabilités scientifiques

1.9.1 Centre de Données de la Physique des Plasmas : CDP

Directeur scientifique du CDP² depuis le 14 juin 2012 (~20 pers., ~10 ETP).

1.9.2 Projets sur contrat

- Vispanet³ - contrat ESA n° 22539/09/NL/AT : participation au work-package concernant la définition des besoins utilisateurs
- SPIS-Science⁴ - contrat ESA n° 4000102091/10/NL/AS : responsabilité scientifique (définition des besoins utilisateurs, définition et suivi de la procédure de validation des nouvelles fonctionnalités)
- IMPEX⁵ - E.C. Grant agreement n° 262863 : responsable scientifique du projet

1.9.3 Groupes de travail

Membre des équipes de recherche suivantes à l'ISSI (International Space Science Institute), Berne, Suisse :

- "Preparing Cluster data analysis", dirigé par G. Paschmann, réunion en Mars 2000,
- "Effects of ULF turbulence and flow chaotization on plasma energy and mass transfer at the magnetopause", dirigé par G. Belmont, réunions en Octobre 2005, Octobre 2006 et Juin 2007,
- "Interaction of satellites with their space environment"⁶, dirigé par R. Marchand, réunion en Décembre 2011 et Juin 2013.

Réunions annuelles (depuis 2008) de l'Observatoire Virtuel-Grand Sud-Ouest (OV-GSO)⁷, centre régional d'expertise sur l'Observatoire Virtuel labellisé par l'INSU en janvier 2013.

1.9.4 Conseils

- 2010-... : membre du conseil scientifique du Programme National Soleil-Terre (INSU/PNST)

2. <http://cdpp.cesr.fr/>

3. <http://www.vispanet.eu>

4. <http://dev.spis.org/projects/spine/home/spis>

5. <http://impex-fp7.oeaw.ac.at/>

6. <http://www.issibern.ch/teams/satspacenv/>

7. <http://ov-gso.irap.omp.eu/>

- 2012-... : membre du conseil scientifique de l'Action Spécifique "Observatoire Virtuel France" (ASOV) en tant que représentant du PNST
- 2011-... : membre du groupe thématique CNES Soleil-Héliosphère-Magnétosphère (SHM)
- 2012-... : membre du groupe de revue du Cluster Active Archive et Cluster Final Archive de l'ESA (CAA/CFA review board)

1.9.5 Invitations de chercheurs étrangers

Postes rouges "Observatoire" : P. Trávníček : 2007 (2 mois), P. Hellinger : 2009 (2 semaines) et 2010 (1 mois)

1.9.6 Animation scientifique

1.9.6.1 Ateliers

- Atelier "Turbulence et accélération", 8-10 juin 2005, CESR, 10 participants
- Atelier THEMIS, 14-16 novembre 2007, CESR, 20 participants
- Workshop on magnetosheath processes, 8-10 octobre 2008, CESR, 20 participants
- Workshop on magnetopause processes, 8-10 juin 2010, CESR, 20 participants
- Training workshop on Automated Multi-Dataset Analysis (AMDA), 19-21 septembre 2011, IRAP, 20 participants
- IMPEx Team meeting (architectural design), 6-9 février 2012, IRAP, 10 participants
- Workshop on heliospheric processes, 21-25 mai 2012, IRAP, 30 participants

1.9.6.2 Divers

- Membre de l'équipe d'organisation (coordination : J.-F. Donati & S. Etcheverry) de l'exposition "Nature Magnétique : des atomes aux étoiles" (exposition tout public dans le cadre de l'Année Mondiale de l'Astronomie en 2009)
- Referee pour JGR, GRL, Annales Geophysicae, Physics of Plasmas, ApJ, ...

1.9.7 Responsabilités instrumentales et logicielles

- Participation au design de l'instrument de mesures électroniques JADE (Jovian Auroral Distribution Experiment) à bord de la sonde JUNO en partenariat avec le Southwest Research Institute. Simulation de blindage magnétique sur l'instrument (logiciel SIMION) pour contrer les effets du fort champ proche de Jupiter. Juno a été lancée le 5 août 2011 et arrivera dans l'environnement jovien en juillet 2016.
- AMDA⁸ : coordinateur scientifique des développements depuis le début du projet (2006). Participation à la phase de design, de test et de lancement de la nouvelle version de AMDA (AND-NG).

8. <http://cdpp-amda.cesr.fr>

- 3DView⁹ : participation à la phase de design et de test de fonctionnalités récentes (accès aux données observationnelles par WebServices, interface multi-fenêtres, modèles, ...). Dans le cadre du projet FP7 IMPEX, rédacteur du cahier des charges et suivi de l'appel d'offre pour le développement de la nouvelle version de 3DView (marché CNRS).
- SPIS¹⁰ : participation à la phase de design et de validation des fonctionnalités développées dans le cadre du contrat SPIS-Science.

1.9.8 Autres

- 2005-... : membre de la commission bibliothèque de l'Observatoire Midi-Pyrénées en tant que représentant du CESR puis de l'IRAP
- 2011-2012 : membre du conseil de la documentation de l'UPS en tant que représentant des chercheurs de l'OMP

1.10 Enseignement

1.10.1 Niveau Master 2

- 2006-2011 : Option du Master ASEP "les relations Soleil-Terre"
- 2006-2011 : Option du Master ASEP "Atmosphère planétaires"
- 2006-... : TP de l'UE33 "Simulations numériques et traitement de données expérimentales" du Master 2 ASEP (Etude de l'effet Landau avec un code PIC)
- 2011-... : Option du Master ASEP "Les planètes et leur environnement"

Membre du jury du Master 2 Recherche

1.10.2 Niveau Master 1

2004-2006 : TP du module "Planétologie" du Master ASEP

1.10.3 Autre niveau

Interventions dans le cadre d'animations scientifiques organisées par la Ligue de l'Enseignement 31 "Rencontre avec un chercheur" (classes de 4ème).

1.11 Encadrement

- Directeur de thèse : S. Guillemant (financement CNES/Région Midi-Pyrénées), co-direction (50/50) avec J.-C. Matéo-Vélez (ONERA/DESP, Toulouse) "Optimisation de la conception d'instruments plasma grâce à la simulation multi-échelles des interactions satellite/plasma". Soutenance fin 2013.

9. <http://3dview.cesr.fr>

10. <http://dev.spis.org/projects/spine/home/spis>

- Responsable scientifique d'une post-doctorante : Olga Gutynska (financement FP7 Europlanet, du 01/02/2012 au 31/01/2013) sur l'analyse des données Cassini dans la magnétogaine de Saturne.
- Encadrement d'une visite d'un doctorant étranger (A. Anuar, Lancaster University, 3 semaines, 2011) : Evolution de SPIS pour les plasmas poussiéreux (encadrement doctoral : F. Honary)
- Encadrement d'une dizaine (entre 1 et 3 chaque année) de TIPE (Travail d'Initiative Personnelle Encadré, niveau classes préparatoires) et de TPE (Travail Personnel Encadré, niveau 1ère/Terminale)

Encadrement de stages

- Master 2 Recherche ASEP, L. Broussillou, 5 mois
- Master 2 Recherche ASEP, E. Larroque, 5 mois (encadrant principal : B. Lavraud)
- Master 2 Recherche ASEP, C. Diéval, 5 mois (encadrant principal : P. Louarn)
- Master 2 Pro, T. Rudolph, 5 mois (co-encadrement)
- Master 1 ASEP, C. Diéval, 4 mois
- Master 1 "base de données", B. Rochhi., 4 mois
- 2 Projets d'Initiation à la recherche (Master 1), un trinôme et un quadrinôme
- Licence 3, K. Alvarez, 4 mois (co-encadrement)

Synthèse des travaux scientifiques

Sommaire

2.1	Introduction	13
2.2	Accélération dans les plasmas non-homogènes	14
2.2.1	Accélération dans les plasmas astrophysiques	14
2.2.2	Le modèle ondes d'Alfvén + cavité	15
2.3	Physique de l'instabilité miroir	21
2.3.1	Contexte observationnel et théorique	21
2.3.2	Approche statistique des données	24
2.3.3	Relation skewness- C_M : l'apport des simulations numériques et de la théorie	27
2.3.4	Dater les structures : un modèle de magnétogaine	32
2.3.5	Instabilité miroir dans l'héliogaine : développements analytiques des relations de R.-H.	37
2.3.6	Ouverture : rôle de l'orientation de l'IMF	40
2.4	Interactions plasma-satellites	45
2.4.1	Introduction	45
2.4.2	Méthodes correctives pour le calcul des moments des fonctions de distribution	47
2.4.3	Potentiels non monotones	53
2.4.4	Simulations numériques auto-cohérentes	55

2.1 Introduction

Dans cette partie je décris mes travaux de recherche depuis ma thèse au sein du LATT (mais comme étudiant du département système solaire du CESR, les prémices de la fusion entre les deux laboratoires !) jusqu'à aujourd'hui au sein du groupe GPPS de l'IRAP. Mes travaux de thèse concernant l'accélération en région aurorale, et plus généralement en régime de plasmas non-homogènes, ont été poursuivis pendant mon post-doc à Queen Mary, University of London, jusqu'à aujourd'hui grâce à une collaboration ininterrompue avec Fabrice Mottez (anciennement au CETP, IPSL, puis aujourd'hui au LUTH, Observatoire de Paris-Meudon). Je les décris dans la première partie ci-dessous. La partie suivante concerne une activité débutée pendant mon post-doc : l'étude de l'instabilité miroir par des moyens d'abord théoriques, puis suite à la participation à un groupe ISSI dirigé par G. Belmont, par des moyens

observationnels et de simulation. L'étude de l'instabilité elle-même a été élargie en s'intéressant 1/ à la source de l'énergie libre de l'instabilité : l'anisotropie générée au choc (travail sur les relation de Rankine-Hugoniot), et 2/ au régime plasma le plus favorable à son déclenchement (grand β , favorisé par cette certaine orientation du champ magnétique interplanétaire). Enfin, je terminerai par une partie concernant les interactions entre l'instrumentation satellitaire (et en particulier les instruments plasma "froid") et le plasma ambiant. Cette dernière thématique est celle qui m'a mis le pied à l'étrier en physique des plasmas puisque c'est suite à mon stage de DEA à l'ESTEC sur ce sujet (supervision : A. Hilgers) que j'ai poursuivi en thèse dans un domaine connexe. J'ai poursuivi cette thématique pendant mon post-doc en travaillant à une méthode de correction des moments pour l'instrument électron de Cluster (PEACE), et aujourd'hui en co-encadrant une thèse sur le sujet au moyen de simulations numériques (avec logiciel SPIS). Enfin, d'autres travaux de modélisation concernent l'équilibre des couches de plasma, notamment les couches "bifurquées" observées par Cluster ; ils ne rentrent pas directement dans les trois thématiques présentées ci-dessus, et comme je n'envisage pas pour l'instant de perspectives de développement dans ces domaines, je ne les décrirai pas dans ce document.

2.2 Accélération dans les plasmas non-homogènes

2.2.1 Accélération dans les plasmas astrophysiques

Les manifestations de processus d'accélération de particules chargées se rencontrent dans une variété de contextes astrophysiques. Ces processus peuvent être liés à des chocs, des structures statiques ou à des ondes mais ils impliquent dans tous les cas l'existence d'un champ électrique à leur origine. C'est à cette origine que je me suis intéressé dans le contexte de la physique aurorale. Le modèle développé pendant ma thèse est appliqué à l'environnement terrestre, mais il est prévu de l'étendre, dans un futur proche, à l'environnement jovien, ceci dans le cadre de la mission Juno (cf Section "Projet scientifique").

La nature des champs électriques accélérateurs est une question cruciale. Si les premiers modèles considéraient des champs statiques [Block and Falthammar(1990)], les observations satellites ont permis de dégager l'importance des champs électriques variables [Hultqvist et al.(1988)], notamment ceux dus aux ondes d'Alfvén [Kletzing et al.(1994)]. Récemment, grâce au satellite FAST, [Chaston et al.(2007)] a montré que 25 à 39% de l'énergie totale électronique déposée dans l'ionosphère peut être attribuée à l'action des ondes d'Alfvén. Ces ondes ont en effet la caractéristique intéressante de posséder une composante de champ électrique parallèle au champ magnétique ambiant (et sont donc susceptibles d'accélérer les particules) lorsque leur longueur d'onde transverse est suffisamment petite (de l'ordre du rayon de Larmor ionique ou de la longueur d'inertie électronique, selon les conditions plasma locales), ceci donc en dehors du cadre théorique de la MHD [Goertz(1984), Lysak et al.(1996)].

Selon les plasmas considérés, ces conditions correspondent à $k_{\perp}c/\omega_{pe} \sim 1$ ou

$k_{\perp}\rho_i \sim 1$. Dans les régions aurorales terrestres, $\beta \ll m_e/m_i$ soit $\rho_i\omega_{pe}/c = (\beta m_i/m_e)^{1/2} < 1$; la condition $k_{\perp}c/\omega_{pe} \sim 1$ est donc atteinte avant $k_{\perp}\rho_i \sim 1$ et les ondes d'Alfvén correspondantes sont dénommées inertielles (cinétiques dans l'autre cas, voir par exemple [Louarn et al.(1994)]). Le champ électrique parallèle associé est alors donné par

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} = \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \frac{\left(\frac{k_{\perp}c}{\omega_{pe}}\right)^2}{1 + \left(\frac{k_{\perp}c}{\omega_{pe}}\right)^2} \quad (2.1)$$

La formation d'une composante parallèle du champ électrique nécessite donc la structuration de ce champ sur de petites échelles spatiales transverses. Dans l'environnement de la couronne solaire cette situation se trouve décrite par le concept de mélange de phase, ou "phase mixing" [Heyvaerts and Priest(1983), Tsiklauri and Haruki(2008), Bian and Kontar(2011)]. Les ondes d'Alfvén se propageant dans un tube de flux magnétique de densité variable spatialement (et donc de vitesse d'Alfvén variable) vont peu à peu se déphaser au cours du temps. Les fronts d'onde vont donc se tordre pour former les petites échelles perpendiculaires requises. Dans les régions aurorales, la présence d'inhomogénéité dans le profil de densité du plasma a été observée depuis les années 1980 par Viking puis Freja [Hilgers et al.(1992), Lundin et al.(1994)]; leur relation avec les ondes d'Alfvén cinétiques a aussi été établie [Louarn et al.(1994)]. Ces régions particulières ont été nommées cavités de plasma aurorale. Elles sont par ailleurs la région d'émission privilégiée du rayonnement kilométrique auroral, l'AKR [Roux et al.(1993)]. C'est dans ce cadre que j'ai développé pendant ma thèse et les années suivantes un modèle permettant de rendre compte de l'accélération par le champ électrique parallèle dans ces régions.

2.2.2 Le modèle ondes d'Alfvén + cavité

Ce modèle étant le principal sujet de mon travail de thèse, il y est abondamment développé (manuscript disponible sur HAL¹). Je rappelle ici brièvement le principe général du modèle que j'ai proposé à l'époque puis je synthétise ensuite les développements et résultats principaux obtenus et publiés depuis une dizaine d'années sur ce sujet.

2.2.2.1 Principe général

Le modèle considère que les électrons se déplacent essentiellement en direction parallèle quand les protons le font en direction perpendiculaire au champ magnétique. Lors du passage d'une onde d'Alfvén, la dérive de polarisation induit un déplacement des protons (cette dérive est négligeable pour les électrons); dans une zone de gradient de densité, ce déplacement génère une charge d'espace. Dans le

1. <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00010474/fr>

plasma auroral à faible β , l'écart à la quasi-neutralité est alors rattrapé par la formation de champ électrique en direction parallèle, sur de grandes distances spatiales (comparées aux échelles de gradient de la cavité). Les électrons réagissent directement à ce champ et sont accélérés. Ce modèle a été tout d'abord validé par une approche analytique non auto-cohérente, c'est-à-dire sans rétroaction des particules sur l'onde incidente, puis à l'aide de simulation particules grâce à un code 2.5D (deux dimensions d'espace, 3 dimensions de vitesse) EM2DCGE développé par F. Mottez et adapté, pendant ma thèse, à ce problème [Mottez et al.(1998), Mottez(2008)]. Ces simulations ont tourné sur les ordinateurs Cray du centre de calcul national IDRIS.

2.2.2.2 Synthèse des résultats

La validation du modèle, analytiquement puis numériquement, a été publiée dans [Génot et al.(1999), Génot et al.(2000), Génot et al.(2001a), Génot et al.(2001b)]. De façon simplifiée, la formation du champ électrique parallèle suite à la propagation d'une onde d'Alfvén sur un gradient de densité est donnée par :

$$\frac{E_z}{z} = -\frac{c^2}{v_A^2 \omega_{pe}^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{E_x}{x} + \frac{\partial \ln n}{\partial x} E_x \right) \quad (2.2)$$

où x et z sont les directions perpendiculaires et parallèles. On peut montrer, en première approximation, que la valeur du champ électrique parallèle est donnée par la même formule que celle pour une onde d'Alfvén inertielle, pour laquelle le gradient de densité ($\frac{\partial \ln n}{\partial x}$) remplace le nombre d'onde perpendiculaire.

Ces champs, d'une amplitude de l'ordre du centième de l'amplitude de l'onde incidente, s'établissent sur des longueurs de l'ordre de la longueur d'onde incidente. Pour des champs de 100 mV/m établis sur plusieurs milliers de km, la différence de potentiel est de l'ordre du keV, correspondant aux énergies typiques des particules accélérées en région aurorale. Nous avons aussi montré que les ondes incidentes peuvent être dissipées très vite par ce mécanisme ; la distance sur laquelle le flux de Poynting de l'onde est absorbé est donnée par

$$\Delta z \simeq \frac{\Delta P_{\parallel}}{|j_{\parallel} \cdot E_{\parallel}|} \quad (2.3)$$

et son évaluation dans la zone de gradient où le taux de dissipation est maximum conduit à une fraction de la longueur d'onde. Ces premières études ont montré que le modèle d'accélération dans les cavités aurorales était tout à fait pertinent. Il ne présupposait pas de l'existence d'ondes inertielles *ab initio* ; par ailleurs, la formation des petites échelles transverses est suffisamment rapide pour rendre compte des observations de champs électriques parallèles d'amplitudes significatives (quelques mV/m) installés sur plusieurs milliers de km.

Grâce aux simulations particules auto-cohérentes, nous avons cependant pu exploiter ce modèle de manière plus complète. Nous avons en effet montré que l'évolution du système sur quelques périodes d'Alfvén conduisait à la formation de structures électriques localisées, elles aussi observées en région aurorale. Dans le papier

[Génot et al.(2004)], la chaîne complète et la quantification du processus d'accélération/dissipation sont ainsi exposées.

Les premières phases correspondent à l'accélération linéaire des électrons, conformément au modèle analytique. Ces électrons s'échappent et forment un faisceau sous la région d'accélération. Ce faisceau est instable et une instabilité électrostatique se développe brutalement, menant à une complète réorganisation du champ électrique sous forme de structures fines (voir Figure 2.1). Ces structures sont de différentes natures : certaines sont de faibles amplitudes ($e\Delta\Phi/kT_{the} < 2$), d'une extension de quelques dizaines de longueurs de Debye et sans changement de polarité du champ électrique, et peuvent être assimilées à des doubles couches faibles; d'autres présentent un changement de polarité et ont des signatures (sur les fonctions de distribution notamment) les assimilant à des trous d'électrons. Peu à peu, ces structures se réorganisent en se dispersant et le champ électrique à grande échelle ré-émerge de nouveau. Pendant la phase d'existence des structures électrostatiques de petites échelles, le processus d'accélération des électrons / dissipation de l'onde incidente est stoppé, comme le montre la Figure 2.2.

En 2006, une collaboration avec C. Chaston (UC Berkeley) a permis de confronter directement les résultats du modèle avec des données observationnelles acquises par le satellite FAST [Chaston et al.(2006)]. À partir de techniques interférométriques, nous avons montré que les ondes d'Alfvén observées dans la partie haute de l'ionosphère satisfont aux relations de dispersion pour les ondes inertielles de petites échelles transverses. Les mesures de la densité du plasma montrent simultanément que le plasma froid ionosphérique a été complètement évacué formant ainsi une cavité d'une extension spatiale longitudinale de plus de 100 km. Ces cavités sont peuplées d'ions accélérés transversalement et d'électrons accélérés le long des lignes de champ. Enfin, les mesures du flux de Poynting sur les gradients de densité de la cavité montrent que les ondes sont focalisées vers l'intérieur de la cavité. Ces observations sont en parfait accord avec les résultats des simulations auto-cohérentes (si on omet la dynamique parallèle des ions qui n'a pas pu être modélisée sur les échelles de temps courtes de nos simulations). À partir de cette confrontation observations/modèle, le schéma de la Figure 2.3 synthétise l'action des ondes se propageant dans une cavité aurorale.

Malgré le bon accord entre le modèle et les observations, il subsistait une différence notable dans la nature de l'onde incidente : pour les simulations auto-cohérentes l'onde était purement sinusoidale, installée dans toute la boîte de simulation dès le début des calculs. En revanche, les observations plaident pour l'arrivée soudaine d'un pulse Alfvénique, suite à un sous-orage par exemple, c'est-à-dire une structure localisée. C'était aussi l'hypothèse faite dans le modèle analytique. Pour remédier à cela, une nouvelle étude récente [Mottez and Génot(2011)] a été menée en utilisant une plus grande boîte de simulation (permise par l'accroissement des moyens numériques à notre disposition) autorisant l'initialisation par un paquet d'ondes simulant la structure impulsive. Les résultats montrent que le processus d'accélération est toujours à l'œuvre, et une étude en fonction du rapport de masse électron/proton confirme que l'origine du champ électrique est bien inertielle. De

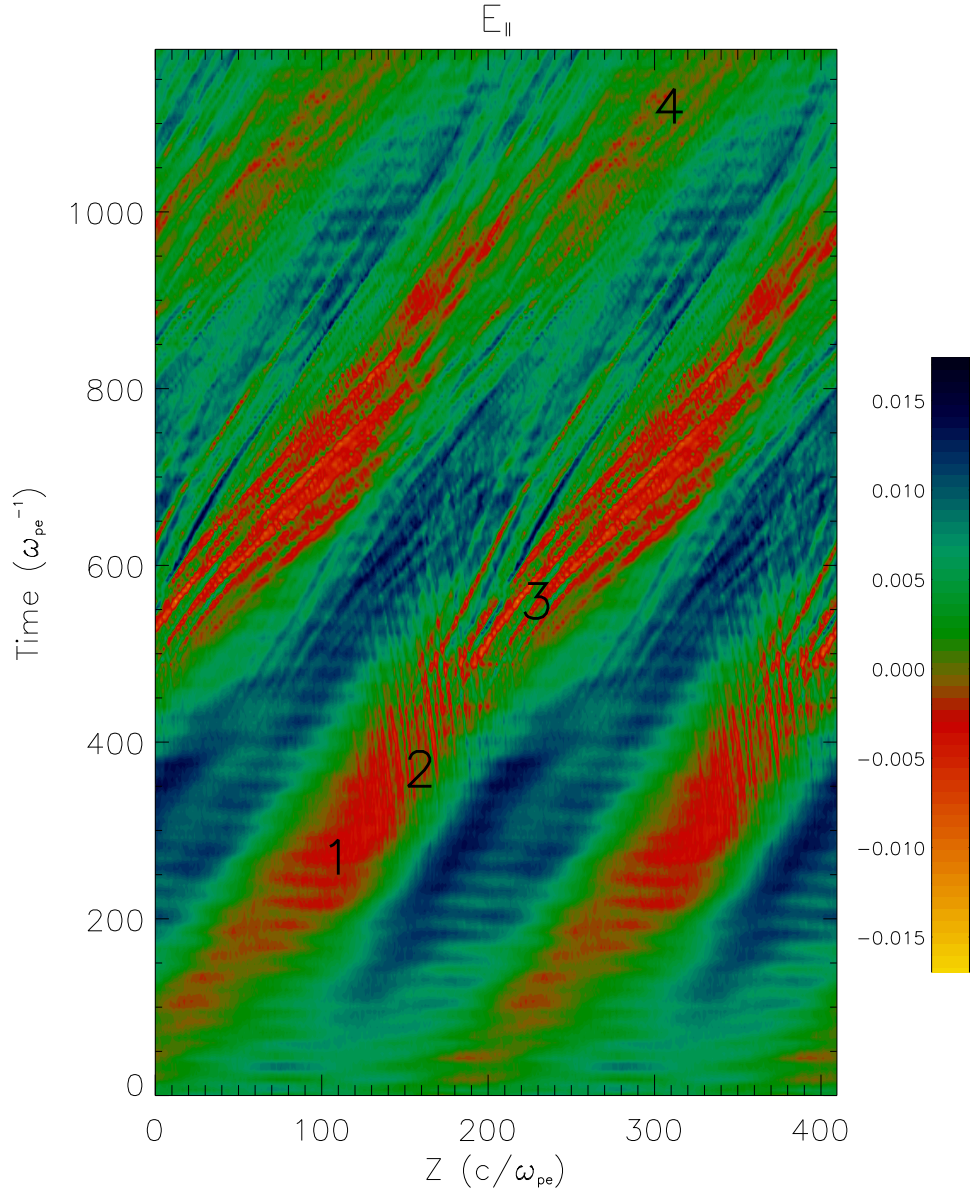


FIGURE 2.1 – Evolution du champ électrique parallèle moyenné sur le gradient de densité le long du champ magnétique ambiant. Les labels 1-4 correspondent au champ de grande échelle spatiale, et les labels 2-3 aux instabilités responsables des structures localisées (d'après [Génot et al.(2004)]).

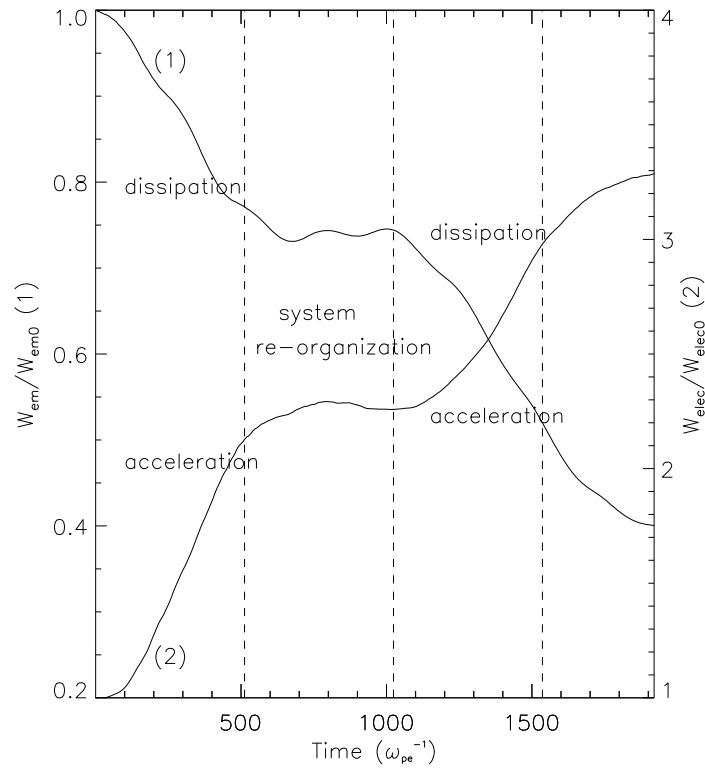


FIGURE 2.2 – Evolution de l'énergie cinétique électronique et de l'énergie électromagnétique sur 4 périodes d'Alfvén (d'après [Génot et al.(2004)]).

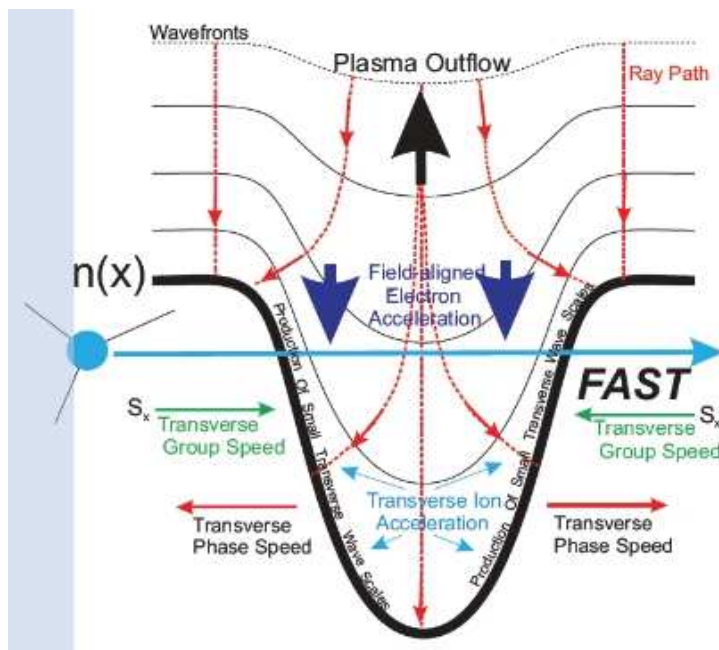


FIGURE 2.3 – Schéma des interactions ondes d’Alfvén / cavité de plasma dans les régions aurorales [Chaston et al.(2006)].

plus, nous avons montré que les plus petites longueurs d’onde accélèrent plus efficacement les électrons.

2.2.2.3 Conclusion

Les grandes cavités de densité (échelle de quelques 10 km à quelques 100 km en direction perpendiculaire au champ magnétique) sont observées au-dessus de l’ovale auroral. Il a été suggéré que les fronts d’ondes d’Alfvén se propageant sur le bord de ces cavités se tordent conduisant à la formation de petites échelles perpendiculaires. Les simulations numériques ont montré que le budget énergétique d’un tel processus entraîne l’accélération nette des électrons et la dissipation de l’énergie des ondes. Il est estimé qu’une onde d’Alfvén pourrait être dissipée en quelques secondes. Certains aspects de ce scénario ont été testés en utilisant les observations de Fast dans la partie supérieure de l’ionosphère.

Les développements envisagés autour de ce modèle sont de plusieurs niveaux. Tout d’abord la prochaine étape naturelle sera de prendre en compte la variation de la densité le long des lignes de champ, c’est-à-dire de simuler complètement la localisation de la cavité de plasma. Des simulations préliminaires ont déjà été faites dans ce cadre mais la taille restreinte de la boîte conduisait à des gradients parallèles irréalistes et des effets numériques indésirables. Prendre en compte cet effet nécessite donc des boîtes de grande taille afin de respecter le rapport d’échelles parallèle/perpendiculaire (de l’ordre de 1000). Deux autres difficultés apparaissent

alors : 1/ avec un code périodique tel que celui utilisé jusqu'à maintenant, il est nécessaire de considérer un profil de densité périodique également et donc de simuler la ligne de champ d'un pied / d'une hémisphère à l'autre, et 2/ sur ces distances la convergence des lignes de champ n'est plus négligeable et doit être prise en compte directement dans le codage des équations. Finalement, il s'avère que simuler avec un code cinétique un tube de flux magnétique (toujours en 2D), d'une hémisphère à l'autre en respectant des rapports d'échelles réalistes, est un projet ambitieux qui n'a pu être mené jusqu'à présent ; il mérite néanmoins d'être étudié notamment pour son application au système jovien (dans le cadre de la mission Juno). Ceci sera développé dans la partie "Projet de Recherche".

2.3 Physique de l'instabilité miroir

2.3.1 Contexte observationnel et théorique

L'instabilité miroir (mirror instability en anglais) est sans doute l'une des instabilités les plus étudiées en physique des plasmas naturels, et ce pour deux raisons principales : la première est que sa description théorique n'est pas encore finalisée. En effet si le principe physique peut être expliqué "avec les mains" et sa description générale être appréhendée par l'intermédiaire de quantités fluides, il faut appliquer un traitement cinétique rigoureux pour déterminer le critère de déclenchement et le taux de croissance. Par ailleurs sa dynamique non-linéaire fait encore l'objet de nombreux travaux. La deuxième raison est que cette instabilité et les oscillations amplifiées qui s'y rapportent ont été observées (principalement sur le champ magnétique) dans des contextes astrophysiques très variés ce qui illustre l'universalité de ce mécanisme :

- magnétogaines des planètes
 - Terre [Kaufmann et al.(1970), Fazakerley and Southwood(1994), Denton et al.(1995), Chisham et al.(1999), Lucek et al.(1999), Lucek et al.(2001)]
 - Jupiter [Erdős and Balogh(1996), Joy et al.(2006)]
 - Saturne [Bavassano Cattaneo et al.(1998), André et al.(2002), Gutynska et al.(2013)]
 - Vénus [Volwerk et al.(2008)]
 - Mercure [Herčík et al.(2013)]
- héliogaine [Burlaga et al.(2006), Burlaga et al.(2007)]
- fronts de chocs interplanétaires [Liu et al.(2006)]
- environnements de comètes [Russell et al.(1987)]
- cœurs des amas de galaxies [Schekochihin et al.(2010)]

Le principe de l'instabilité miroir est fondé sur la compétition entre la pression magnétique d'une part et la pression thermique des particules d'autres part en présence d'une anisotropie de température qui représente l'énergie libre du système. Une description fluide prédit que lorsque l'anisotropie de pression (ou de température) est suffisamment grande une augmentation du champ magnétique produit

une réduction locale de la pression totale ce qui en retour induit un rapprochement des lignes de champ. Cet effet augmente l'amplitude du champ magnétique ce qui conduit à l'instabilité. Ce comportement particulier provient du fait qu'aux très basses fréquences la pression perpendiculaire répond en anti-phase à une perturbation compressionnelle du champ magnétique [Thompson(1964), Hasegawa(1969)].

Cette description simple, fluide, si elle permet de rendre compte de la physique de l'instabilité miroir est cependant erronée pour deux raisons : 1/ elle conduit à une expression incorrecte du taux de croissance, 2/ elle prédit un mode oscillant (se propageant) lorsque le critère miroir n'est pas satisfait. Le traitement rigoureux (régime cinétique en plasma chaud) exposé par [Tajiri(1967)] et [Hasegawa(1969)] a mis en évidence cette contradiction : le taux de croissance correct est calculé et, sous le critère d'instabilité, le mode correspond à une oscillation amortie mais stationnaire. L'erreur de l'approche fluide est de considérer toutes les particules équivalentes, c.à.d. une réponse globale de l'ensemble du plasma à une perturbation de champ magnétique. L'approche cinétique différencie au contraire les particules : celles avec une faible vitesse parallèle (nommées particules résonantes [Southwood and Kivelson(1993), Kivelson and Southwood(1996)]) ont une perturbation de pression qui répond en effet en phase avec la perturbation de champ magnétique. Les autres particules ont une réponse en accord avec celle de la description fluide.

La description de la phase linéaire de l'instabilité est aujourd'hui relativement bien comprise. Récemment une étude [Soucek and Escoubet(2011)] a mis en évidence de façon observationnelle l'existence de ces différentes populations : dans un évènement miroir identifié, les fonctions de distribution ioniques mesurées par Cluster/CIS montrent en effet une réponse différenciée aux perturbations du champ magnétique selon leur angle d'attaque (ou leur rapport vitesse parallèle / vitesse perpendiculaire).

Les premières études sous l'angle cinétique ont formé la base des travaux ultérieurs qui ont considéré d'autres effets : existence de plusieurs populations (dont les alpha), prise en compte de l'anisotropie des électrons, ... [Hall(1979), Pokhotelov et al.(2000), Pokhotelov et al.(2002), Hellinger(2007)].

A ce stade il est intéressant de donner les éléments de théorie linéaire concernant l'instabilité miroir qui seront utiles par la suite. La forme générale pour la condition de seuil de l'instabilité dans un plasma composé de populations d'électrons, de protons et de particules alpha (He^{2+}) décrites par des fonctions de distribution bi-Maxwelliennes, et dans les limites basses fréquences, grandes longueurs d'onde des équations de Vlasov-Maxwell, s'écrit :

$$\sum_{s=p,\alpha,e} \beta_{s\perp} \left(\frac{T_{s\perp}}{T_{s\parallel}} - 1 \right) > 1 + \frac{\left(\sum_{s=p,\alpha,e} n_s q_s \frac{T_{s\perp}}{T_{s\parallel}} \right)^2}{2 \sum_{s=p,\alpha,e} \frac{(n_s q_s)^2}{\beta_{s\parallel}}} \quad (2.4)$$

où n , q et T sont la densité, la charge et la température respectivement et $\beta = 2\mu_0 nkT/B^2$. Les indices $\perp$ et $\parallel$ font référence à la direction du champ magnétique ambiant, et e , p et α aux électrons, protons et alphas respectivement. Dans le cas d'électrons froids la condition précédente se simplifie en :

$$\beta_{p\perp} \left(\frac{T_{p\perp}}{T_{p\parallel}} - 1 \right) + \beta_{\alpha\perp} \left(\frac{T_{\alpha\perp}}{T_{\alpha\parallel}} - 1 \right) > 1, \quad (2.5)$$

Dans le cas de détecteur de particules (comme CIS/HIA sur Cluster qui sera utilisé par la suite) les ions sont échantillonnés en fonction de leur rapport "énergie sur charge". Les protons et les alphas sont alors mélangés et les moments de fonctions de distributions sont des combinaisons de ces deux populations. On peut alors définir un paramètre de distance au seuil de l'instabilité, $C_M - 1$, où C_M est donné par :

$$C_M = \beta_{i\perp} \left(\frac{T_{i\perp}}{T_{i\parallel}} - 1 \right). \quad (2.6)$$

Les conditions plasma menant à l'instabilité sont donc caractérisées par $C_M > 1$.

Ma première contribution à la physique de ce mode a consisté à revisiter la description cinétique [Génot et al.(2001)]. A l'aide du programme WHAMP [Rönnmark(1982)] j'ai résolu l'équation de dispersion dans le but de mettre en évidence l'existence d'une composante torsionnelle de la perturbation de champ magnétique et de vitesse ionique. En MHD cette composante est nulle et la perturbation de champ magnétique, de polarisation linéaire, est perpendiculaire au vecteur d'onde $\vec{k}$ dans le plan de coplanarité $(\vec{k}, \vec{B}_0)$. J'ai ensuite confirmé observationnellement l'existence de cette composante grâce à des mesures des sondes AMPTE UKS et AMPTE IRM. L'utilisation de deux satellites était essentielle pour cette étude car la détermination du nombre d'onde avec la méthode habituelle (Minimum Variance Analysis) n'est pas possible pour un mode de polarisation linéaire (les directions intermédiaire et minimum sont alors dégénérées). Au delà de ce résultat théorique et expérimental cette étude a montré deux points importants :

- les modes miroir observés ne sont pas toujours strictement linéaires. En effet l'analyse des observations a révélé l'existence d'oscillations répondant tout à fait aux "conditions miroir" mais présentant une polarisation elliptique. Si l'on associe à cela le fait qu'un mode elliptique ne peut être à fréquence nulle, et doit donc se propager, on est en face de cas qui posent un problème d'interprétation.
- les modes miroir observés ne sont pas toujours strictement sinusoidaux. Dans cette première étude j'avais classé les modes en "sinusoidal", et deux autres catégories "non-linéaires", "spiky up" et "spiky down", en fonction de la forme prise par la perturbation de champ magnétique. Aucune corrélation entre ce facteur de forme et les paramètres plasma (pas toujours disponibles) ou la position entre le choc et la magnétopause n'avait été alors mise à jour. Une interprétation n'a en effet été proposée que quelques années plus tard (voir section suivante).

Ce premier travail avait débuté dans le cadre d'un groupe ISSI sur la préparation de la mission Cluster. La suite de mon travail sur cette instabilité a aussi été initiée par les réunions en 2005-2007 d'un autre groupe ISSI dirigé par G. Belmont (CETP à l'époque) sur le thème "Effects of ULF turbulence and flow chaotization on plasma energy and mass transfer at the magnetopause". Le but de ce groupe était d'aborder différents aspects de la physique des plasma relative aux transferts d'énergie à la magnétopause par des moyens à la fois théoriques et observationnels. L'intérêt pour l'instabilité miroir l'a nettement emporté, et au final une quinzaine de papiers sur le sujet est issue des travaux de ce groupe, une forte proportion d'entre eux étant des études théoriques et numériques. Ma contribution est exposée dans les parties suivantes.

Il doit être souligné qu'une interprétation des données, alternative au mode miroir, a été proposée dans [Stasiewicz(2004a), Stasiewicz(2004b)] à partir de solitons. La motivation était surtout de rendre compte de l'aspect propagatif (inexpliqué) de certains événements miroir observés. Pourtant cette approche n'est pas supportée par les modélisations hybrides qui traitent notamment la dynamique de l'instabilité (et la formation de trous/pics comme on le verra un peu plus loin) de manière auto-cohérente. Je signale que le même auteur a proposé une version antérieure de ce modèle, toujours à base de solitons, pour expliquer les cavités de plasma auroral [Bellan & Stasiewicz(1998)] discutées dans la partie précédente ; mais son modèle ne pouvait expliquer des déplétions que de quelques 10%, ce qui est nettement insuffisant pour rendre compte des observations.

2.3.2 Approche statistique des données

La remarque de la partie précédente concernant la forme des structures miroir observées avec AMPTE avait été laissée en suspens quelques années. Comme on va le voir, l'arrivée des données Cluster a redonné un intérêt pour cette question. Toute description cohérente de la physique de l'instabilité miroir devait en effet rendre compte des observations de structures magnétiques piquées vers les grandes ou faibles valeurs de champ (initialement dénommées "spiky up" ou "spiky down", puis plus simplement "pics" ou "trous" respectivement) telles que celles visibles sur les Figures 2.4 et 2.5.

Les observations de telles structures dans l'environnement terrestre ne sont pas rares. [Leckband et al.(1995)] qualifient celles qu'ils observent avec AMPTE UKS de "monolithiques". [Lucek et al.(1999)] rapportent des observations avec Equator-S mais l'absence de données plasma a empêché une analyse approfondie. L'environnement des planètes géantes n'est pas en reste, avec des observations près de Jupiter [Erdős and Balogh(1996)] et de Saturne [Bavassano Cattaneo et al.(1998), Violante et al.(1995)]. Dans cette seconde étude, avec Voyager, les auteurs suivent continûment, du choc quasi-perpendiculaire à la magnétopause, l'évolution des structures miroir. Ils observent une transformation progressive depuis des oscillations quasi-sinusoidales au choc vers des structures non périodiques, constituées de trous et de pics, et finalement uniquement de pics dans la cavité de plasma (PDL, plasma

depletion layer) près de la magnétopause. Cette étude propose pour la première fois une localisation des structures dans la magnétogaine qui peut être interprétée en terme de dynamique de l'instabilité miroir. C'est une observation très importante sur laquelle nous reviendrons dans la suite. Plus récemment, un relevé de toutes les mesures réalisées dans l'environnement jovien [Joy et al.(2006)] montre que 33% des structures miroir observées le sont dans un état trou ou pic, les pics étant principalement observés côté jour dans le plasma à fort β du milieu de la magnétogaine, et les trous proches de la magnétopause ou sur les flancs dans un plasma à β réduit.

Ces différents travaux m'ont conduit à proposer une analyse des données Cluster. Le but étant de relier les caractéristiques de ces structures aux conditions plasma locales, à la position dans la magnétogaine, à la nature du choc, et à l'état du vent solaire incident, l'approche choisie fut celle d'une analyse statistique utilisée comme base à la modélisation de la dynamique de l'instabilité miroir. Je présente ci-dessous cette approche et résume les résultats.

2.3.2.1 Caractérisation

L'algorithme de détection utilisé se base sur 1/ la base de données AMDA du CDDP et 2/ des routines IDL de traitement. Les données utilisées sont celles de Cluster pour la magnétogaine : FGM (champ magnétique, [Balogh et al.(2001)]) et CIS/HIA (ions sans information de composition, [Rème et al.(2001)]), et de ACE (champ magnétique et moments) pour la caractérisation du vent solaire incident. On donne ci-dessous les grandes lignes de l'algorithme de détection qui sera utilisé dans toutes les analyses statistiques qui vont suivre :

- On détermine d'abord si le satellite se trouve dans la magnétogaine :
 1. les données sont analysées par fenêtre de 5min,
 2. la position du satellite est repérée par (r, θ, ϕ) dans un repère géocentré approprié,
 3. une procédure de propagation inverse permet d'obtenir les paramètres du vent solaire correspondant à chaque observation (par fenêtre de 5min),
 4. les modèles analytiques de choc [Verigin et al.(2006)] et de magnétopause [Shue et al.(1997)] sont calculés pour ces paramètres du vent solaire (positions r_{BS} et r_{MP} respectivement),
 5. on détermine alors si la fenêtre est contenue ou non dans la magnétogaine ainsi modélisée,
 6. seules les portions d'orbites contenues intégralement dans la magnétogaine sont conservées pour la suite,
 7. une distance fractionnaire F entre le choc ($F = 1$) et la magnétopause ($F = 0$) peut être évaluée par $F = (r - r_{MP}) / (r_{BS} - r_{MP})$.
- On détermine ensuite si le champ magnétique est caractéristique d'un événement miroir :

1. afin de sélectionner des événements à polarisation linéaire, l'angle entre la direction de variance maximum et le champ magnétique ambiant doit être plus petit que 20° ,
 2. afin de sélectionner des événements d'amplitude significative, la variance du champ doit être supérieure à 10%.
- On calcule enfin les paramètres décrivant cet événement :
 1. les paramètres plasmas locaux moyennés sur la fenêtre : densité, vitesse, température, anisotropie, champ magnétique, β ...
 2. les paramètres associés du vent solaire : orientation/amplitude du champ magnétique interplanétaire, nombre de Mach, ...

2.3.2.2 Validation

On obtient ainsi un catalogue d'événements miroir sur la période de temps choisie. La mission Cluster permet une analyse sur quasiment un cycle solaire avec une couverture spatiale optimale de toutes les régions de la magnétogaine (région subsolaire, flancs, côté soir/matin, hémisphère sud/nord). L'algorithme général exposé ci-dessus comporte des biais dû aux instruments, aux méthodes numériques, aux choix arbitraires de paramètres, ... Ces biais ont été discutés dans les articles [Génot et al.(2009a), Génot et al.(2009b)] et ne seront pas répétés ici. La validation des résultats (plus de 25000 événements pour un satellite Cluster sur une période de 10 ans) a été faite "à la main" grâce à des cas identifiés de manière indépendante que notre algorithme était bien capable de retrouver.

2.3.2.3 Premiers résultats : distribution spatiale

En première analyse, le catalogue obtenu a permis une représentation dans l'espace de la distribution d'événements miroir. Ces résultats ont été publiés dans [Génot et al.(2009b)] et font suite à mon invitation au congrès de l'AOGS en 2007 (le temps de publication entre 2007 et 2009 fut indépendant de ma volonté!). Une comparaison détaillée a ainsi pu être faite avec les résultats de [Verigin et al.(2006)] qui a utilisé 10 ans de données ISEE-1/2. En résumé nous trouvons :

- une occurrence plus élevée dans la région centrale de la magnétogaine où les fluctuations sont aussi de plus grande amplitude,
- une asymétrie matin/soir avec plus d'événements dans le secteur soir, c.à.d. derrière le choc quasi-perpendiculaire,
- une asymétrie matin/soir avec des événements de plus grande amplitude dans le secteur matin, c.à.d. derrière le choc quasi-parallèle,
- une influence de l'angle d'orientation du champ magnétique interplanétaire : le taux normalisé d'événements miroir est plus élevé (de 30%) lorsque ce champ a une orientation ortho-Parker (c.à.d. orthogonale à la direction de la spirale de Parker qui est en moyenne, à la Terre, de 45° par rapport à l'axe Soleil-Terre). Cette observation était une nouvelle énigme mais n'a pas été analysée plus en

détail à cette époque. Les raisons en furent comprises plus tard (voir section 2.3.5).

2.3.3 Relation skewness- C_M : l'apport des simulations numériques et de la théorie

Au delà de l'obtention de résultats statistiques bruts telles que les distributions spatiales des événements, l'intérêt de cette analyse fut de pouvoir confronter notre interprétation à d'autres approches numériques et théoriques menées par des membres du groupe ISSI. Par ces comparaisons, le but ultime est de pouvoir acquérir une vision temporelle (à partir de mesures par définition localisées spatialement) de la dynamique de l'instabilité miroir tout en expliquant l'aspect morphologique trou/pic. C'est cette motivation qui guidera l'analyse présentée dans la section suivante. Des papiers avait déjà abordé précédemment cet aspect principalement dans les environnements planétaires : [Bavassano Cattaneo et al.(1998)] pour Saturne, [Joy et al.(2006)] pour Jupiter tous deux discutés plus haut et qui rapportent des observations de modes miroir répartis du choc à la magnétopause.

En revanche, simulations numériques et théorie peuvent avoir accès à la dynamique temporelle et un des objectifs était donc de déterminer des observables comparables entre les trois approches.

Le modèle numérique utilisé dans cette étude est un code hybride (les ions sont traités explicitement, les électrons étant un fluide neutralisant) nommé HEB [Hellinger and Trávníček(2005)] qui simule le plasma dans une boîte en expansion. Le modèle suit l'évolution d'une parcelle de plasma qui s'expand sous l'action de l'écoulement global de la magnétogaine autour de la cavité magnétosphérique. En bref, le modèle remplace la dépendance spatiale par une dépendance temporelle et néglige les inhomogénéités locales et le flux de chaleur (les longueurs physiques augmentent linéairement avec le temps). On peut ainsi suivre de manière auto-cohérente l'évolution dynamique des ondes générées par le plasma magnétogainique.

Les résultats présentés ici correspondent à une simulation détaillée dans [Trávníček et al.(2007)] et ré-analysée par le groupe ISSI. Le plasma initial, homogène, est faiblement instable ($C_M = 1.4$) et le temps de la simulation correspond à $36000\Omega_p^{-1}$ soit 36 temps caractéristiques d'expansion de la boîte (note : dans la réalité la simulation a nécessité 2 semaines de calcul sur un super-calculateur).

Le modèle analytique utilisé est celui développé dans [Passot et al.(2006)] qui propose une description hydrodynamique des structures magnétiques en équilibre de pression. Le formalisme est celui de la MHD anisotrope augmentée d'une équation d'état en régime quasi-statique. Ce modèle permet de reproduire précisément le seuil de l'instabilité miroir. Des solutions stables sont obtenues en minimisant l'énergie potentielle sous contraintes (notamment celle du champ gelé).

Afin de comparer les résultats de ces trois approches, le choix d'observables communes s'est porté d'une part sur la valeur de C_M pour la mesure de la distance au seuil de l'instabilité, et d'autre part sur la valeur de la skewness de l'amplitude du champ magnétique sur une fenêtre temporelle ou spatiale fixe (le 3^{eme} moment

statistique dont une valeur non nulle traduit une asymétrie de la distribution). Il avait été proposé précédemment, par exemple par [Joy et al.(2006)], que la forme des structures pouvait être corrélée au β du plasma. On montre ici que c'est finalement la distance au seuil qui est le paramètre clé.

Le résultat majeur de cette analyse multi-approches a été le bon accord général sur les courbes d'évolution ou statistiques dans le plan C_M -skewness tel qu'il est illustré sur les Figures 2.6 et 2.7. La comparaison entre l'analyse statistique de conditions spatiales variées (Cluster échantillonnant quasiment toute les régions de la magnétogaine à l'échelle de plusieurs années) et la vue dynamique apportée par la simulation numérique, supplémentée par l'approche paramétrique du modèle MHD, a permis finalement de dégager un scénario global d'évolution des structures miroir.

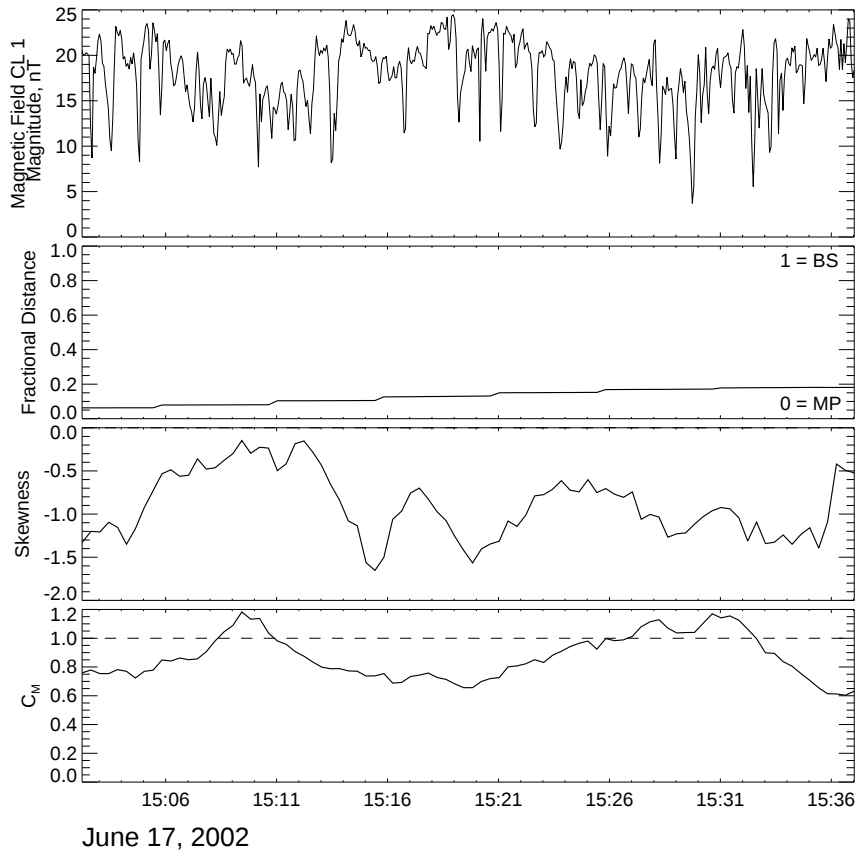


FIGURE 2.4 – Observations par Cluster 1 de structures magnétiques "trous" le 17 Juin 2002 : de haut en bas amplitude du champ magnétique, distance fractionnaire, skewness, paramètre C_M .

Ce scénario doit pourtant être interprété différemment selon la magnétogaine planétaire considérée. En effet, le temps de croissance du mode doit être comparé au temps caractéristique de convection dans la gaine : la situation est très différente

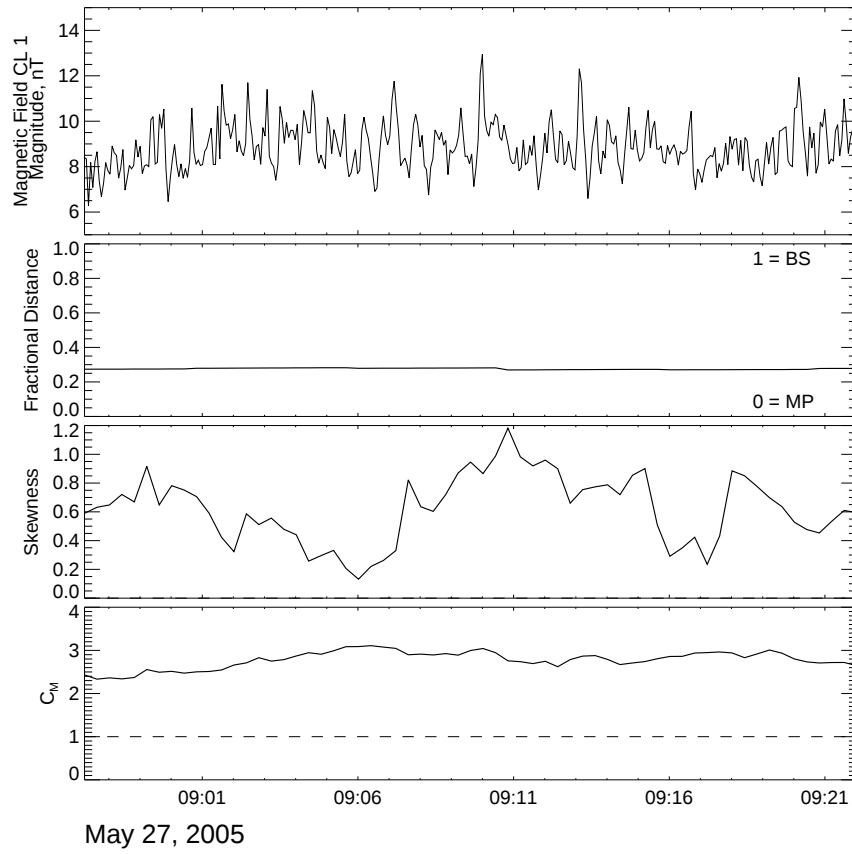


FIGURE 2.5 – Observations par Cluster 1 de structures magnétiques "pics" le 27 Mai 2005 : de haut en bas amplitude du champ magnétique, distance fractionnaire, skewness, paramètre C_M .

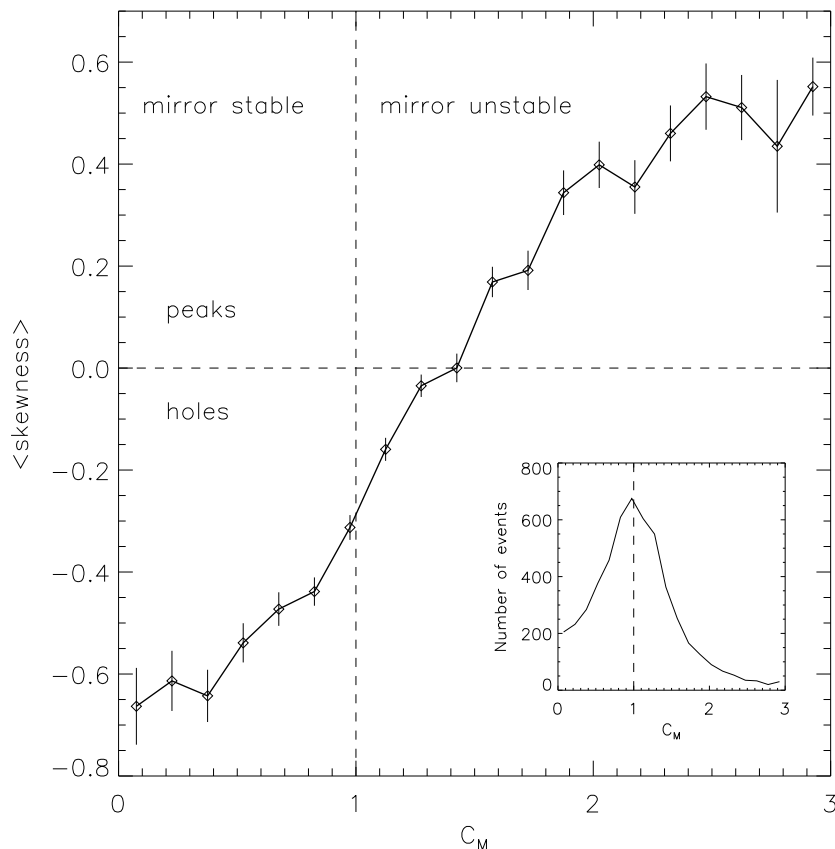


FIGURE 2.6 – Skewness moyenne en fonction du paramètre miroir C_M . La ligne verticale indique le seuil de l'instabilité. La ligne horizontale délimite les régions de prédominance des trous magnétiques (en bas) de celle des pics (en haut). Les barres d'erreurs sont proportionnelles à $\sigma/\sqrt{N}$ où σ est la variance et N est le nombre d'événements miroir dans chaque bin $\Delta C_M = 0.15$ ($N_{min} = 20$ et $N_{max} = 675$). L'insert montre la distribution d'événements miroir en fonction de C_M : le maximum est observé pour la condition de stabilité marginale ($C_M \simeq 1$).

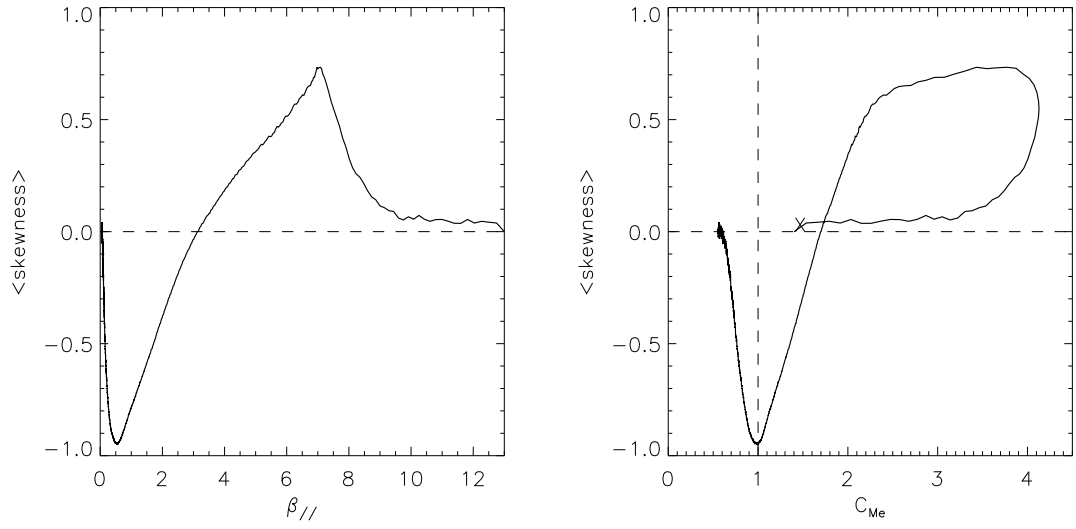


FIGURE 2.7 – Résultats du code de simulation HEB. Gauche : skewness des fluctuations magnétiques parallèles en fonction du $\beta_{\parallel}$ des protons. Le temps court des grandes valeurs de $\beta_{\parallel}$ aux plus faibles (et que l'anisotropie augmente), ces processus étant dus à l'expansion forcée de la boîte de plasma modélisée dans le code. La transition de signe de la skewness a lieu pour $\beta_{\parallel} \simeq 3.1$. Droite : skewness en fonction de C_{Me} ($\beta_e = 1$) à comparer avec la Figure 2.6 ; le début de la simulation est indiqué par la croix.

entre une magnétogaine étendue (cas de Jupiter, découplage entre ces échelles de temps), une magnétogaine "tellurique" (Terre, Saturne, échelles de temps comparables) et une magnétogaine très compressée (Vénus, Mars).

L'anisotropie de température, créée à la traversée du choc suite à un chauffage ionique préférentiel en direction perpendiculaire, associée à une valeur de β élevée caractéristique de la région de compression qu'est la magnétogaine, produit les conditions nécessaires au déclenchement de l'instabilité miroir ($C_M > 1$). Sur une échelle de temps de l'ordre de quelques dizaines de périodes cyclotron des protons, les fluctuations magnétiques et de pression croissent (de façon anti-corrélée), sous forme de sinusoïdes, jusqu'à des amplitudes $\delta B/B$ de quelques dizaines de %. La skewness de la distribution du module du champ magnétique est alors nulle. Peu à peu le champ magnétique se structure sous forme de pics minimisant l'énergie associée ; la skewness adopte des valeurs croissantes (positives) corrélées avec C_M . Pourtant, sur l'échelle de temps de convection dans la magnétogaine, ces structures ont une courte durée de vie. En effet, lors de la convection, les conditions du plasma dans la magnétogaine deviennent de moins en moins instables, les pics saturent et se transforment graduellement en trous, l'amplitude des fluctuations diminuant. Les conditions plasma redeviennent stables mais admettent la survivance des trous dans ce milieu (régime bi-stable). La physique expliquant cette transition dynamique n'est pas encore complètement comprise mais les conditions énergétiques du modèle de [Passot et al.(2006)] et le modèle cinétique de [Kuznetsov et al.(2007)] proposent des pistes.

2.3.4 Dater les structures : un modèle de magnétogaine

La comparaison proposée dans la partie précédente a permis d'obtenir une compréhension de la dynamique de l'instabilité ; cependant l'information acquise grâce aux données observationnelles reste spatiale, à partir du calcul de la distance fractionnaire entre la magnétopause et le choc. Cette distance est géocentrique et ne permet pas de remonter, pour une observation donnée, ni à la zone du choc traversée par la parcelle de plasma, ni à son trajet / son histoire dans la magnétogaine. Dans cette partie je montre que, puisque les structures miroir ne se propagent pas et convectent librement dans le flot du plasma autour de la cavité magnétosphérique, il est possible d'obtenir ces informations, ainsi que de dater les structures depuis leur formation au choc, en utilisant un modèle d'écoulement appliqué aux données. Pour être efficace dans l'analyse statistique des données (pour 10 ans de données il y a ~ 80 millions d'enregistrements par paramètre physique), le modèle doit être tout à la fois léger (rapidité d'exécution) et robuste (traitement des cas pathologiques). Je résume rapidement les grandes lignes du modèle construit dans ce but. Il est à noter que les premiers développements de ce modèle ont été réalisés dans le cadre d'un stage de Master 2 (l'étudiante en question est co-auteure du papier résultant [Génot et al.(2011)]).

Pour dater les structures et obtenir leur origine au choc, il est nécessaire de connaître : 1/ la forme des lignes d'écoulement dans la magnétogaine, et 2/ le profil de vitesse. Le modèle de champ magnétique de [Kobel and Flückiger(1994)] (pour la magnétogaine) sert pour le premier point. Ce modèle considère les frontières choc et magnétopause comme des paraboles et est paramétré par le champ magnétique interplanétaire (IMF). Il présente la caractéristique intéressante d'être aussi un modèle de lignes d'écoulement lorsqu'il est initialisé avec l'IMF aligné avec l'axe Soleil-Terre soit $\vec{B}_{IMF} = (B_x, 0, 0)_{GSE}$. En supposant que les propriétés de l'écoulement dans la gaine ne dépendent pas de l'orientation de l'IMF, les lignes d'écoulement sont finalement données exactement par le modèle de champ magnétique dans le cas $\vec{B}_{IMF} = (B_x, 0, 0)_{GSE}$. Ceci est illustré sur la Figure 2.8.

Sans entrer dans les détails de la dérivation, le profil de vitesse est obtenu en cherchant une solution stationnaire (en résolvant $div(\rho\vec{v}) = div\vec{B} = 0$) et en utilisant les relations de Rankine-Hugoniot au choc. Mes travaux sur les relations de Rankine-Hugoniot, détaillés plus loin dans ce document mais antérieurs à ce modèle, ont été utiles à ce niveau. On obtient finalement un profil de vitesse dans la magnétogaine bornée par les frontières paraboliques de [Kobel and Flückiger(1994)] tel qu'illustré sur la Figure 2.9. Il est à noter que la comparaison avec les modèles plus complexes de dynamique des gaz (par exemple [Spreiter et al.(1966)]) est satisfaisante.

Finalement le temps d'écoulement T le long d'une ligne de la magnétogaine et normalisé à la gyro-période des protons juste derrière le choc est donné par l'intégrale :

$$T = \frac{q}{m} B_{MS}(choc) \int_{choc}^{observation} \frac{ds}{V(s)} \quad (2.7)$$

où $B_{MS}(choc)$ est le champ magnétique juste derrière le choc.

La procédure d'identification des événements miroir est la même que celle présentée précédemment et on y ajoute maintenant les étapes suivantes, pour chaque observation. A partir des valeurs R_{mp} et R_{bs} caractérisant les distances de la magnétopause et du choc au point subsolaire (obtenues grâce aux modèles de [Shue et al.(1997)] et [Verigin et al.(2006)]) et de la valeur de l'IMF on peut déterminer les frontières paraboliques du modèle de [Kobel and Flückiger(1994)], le champ magnétique, la structure des lignes d'écoulement, et le profil de vitesse. On calcule enfin le temps d'écoulement, la distance parcourue dans la magnétogaine depuis le choc, ainsi que la nature du choc (l'angle entre l'IMF et la normale au choc au pied de la ligne d'écoulement, θ_{Bn} , et le nombre de Mach alfvénique).

La Figure 2.10 synthétise les résultats du modèle appliqué à la dynamique de l'instabilité miroir. Le modèle permet en résumé d'ajouter un axe temporel aux résultats de la Figure 2.7, c.à.d. que les échelles de temps du scénario présenté précédemment sont précisées : les structures miroir passent, en quelques dizaines de temps cyclotron, de fluctuations sinusoidales à des pics de courte durée de vie qui sont rapidement remplacés par des trous à temps de vie long. Les résultats de simulation (colonne de droite de la Figure 2.10) montrent un bon accord qualitatif avec les données observationnelles couplées au modèle d'écoulement, en revanche

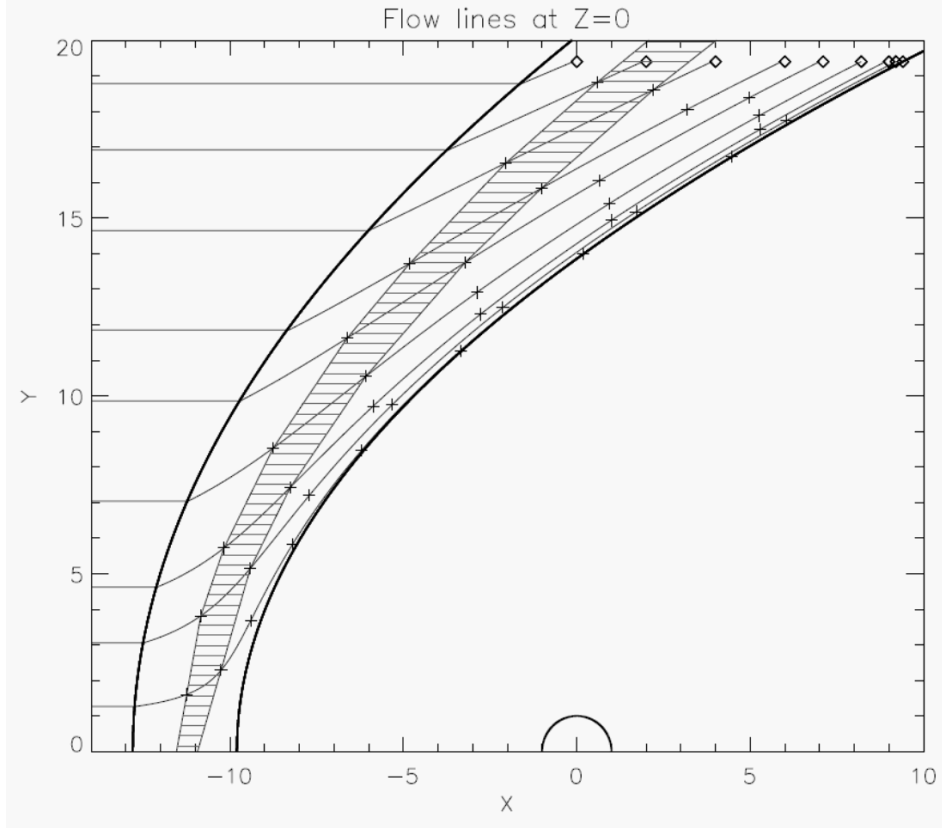


FIGURE 2.8 – Lignes d'écoulement dans le plan XY avec des modèles paraboliques pour le choc ($R_{bs} = 12.8 R_T$) et la magnétopause ($R_{mp} = 9.8 R_T$). Ces lignes correspondent aux lignes de champ magnétique du modèle de [Kobel and Flückiger(1994)] pour un IMF aligné selon la direction Soleil-Terre. Les croix superposées sur chaque ligne correspondent à des temps d'écoulement depuis le choc de 100s, 200s, 300s, ... La région hachurée correspond donc à des temps d'écoulement entre 100s et 200s ($v_{SW} = 400$ km/s) représentant le pic d'occurrence dans les données (voir l'insert de la Figure 2.10).

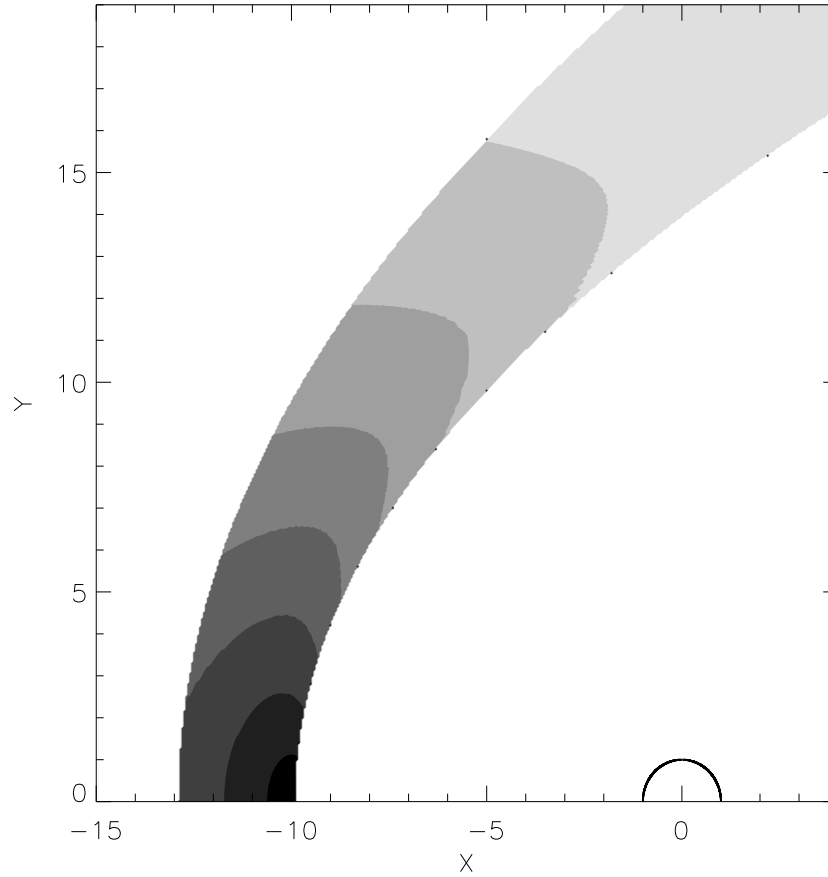


FIGURE 2.9 – Contours de la vitesse dans le plan XY avec des modèles paraboliques pour le choc ($R_{bs} = 12.8 R_T$) et la magnétopause ($R_{mp} = 9.8 R_T$). Chaque valeur de contour (de 0.1 à 0.7) représente le rapport entre la vitesse dans la magnétogaine v et la vitesse du vent solaire v_{SW} ; le contour le plus haut est celui à 0.7.

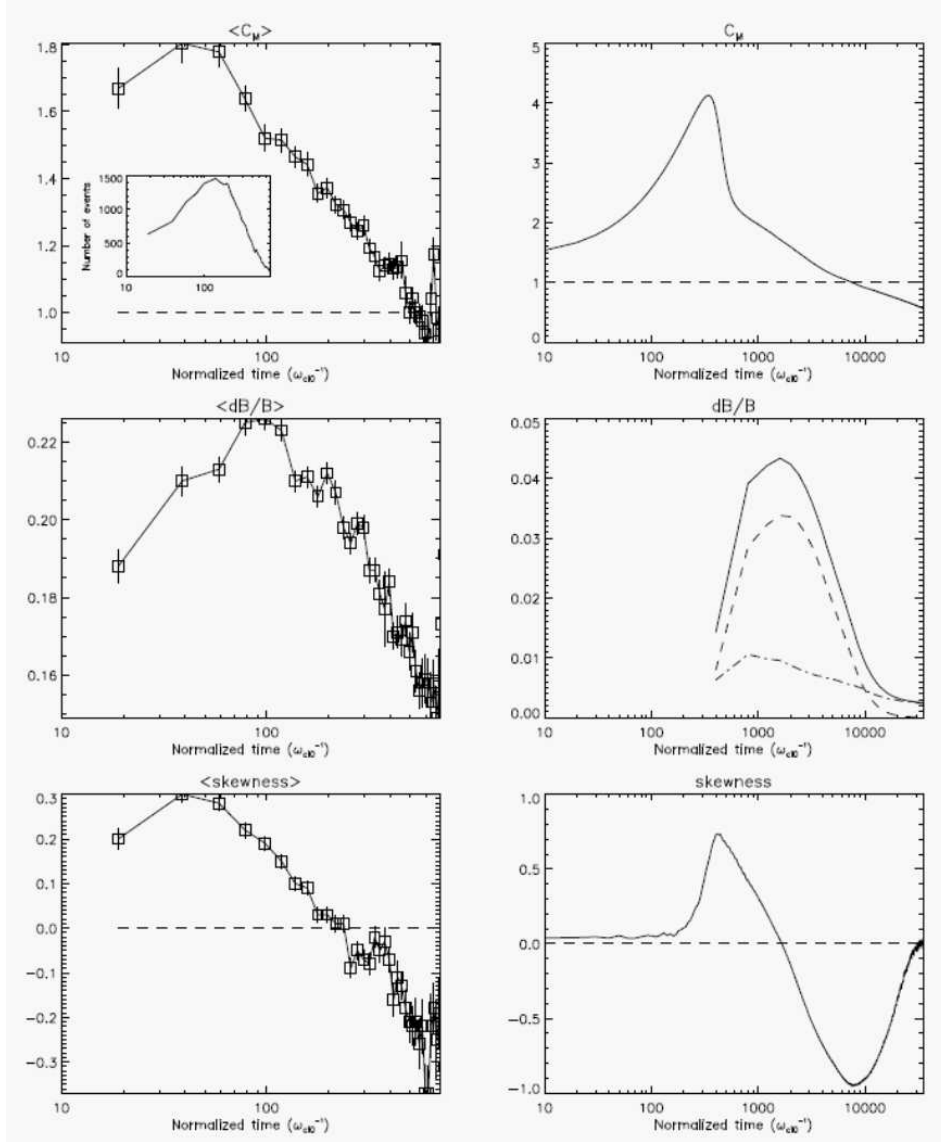


FIGURE 2.10 – [Colonne de gauche, observations] En fonction du temps d'écoulement normalisé : (haut) valeur médiane du paramètre C_M , (milieu) valeur médiane de $\delta B/B$, (bas) valeur médiane de la skewness. Les barres d'erreurs sont proportionnelles à $\sigma/\sqrt{N}$ où σ est la variance et N est le nombre d'événements miroir dans chaque bin de temps ($\Delta t = 20$). [Colonne de droite, simulation] En fonction du temps d'écoulement normalisé, et moyenné dans la direction perpendiculaire à B : (haut) paramètre C_M , (milieu) $\delta B/B$ total (ligne pleine), contribution du mode miroir (ligne pointillée) et contribution du mode cyclotronique des protons (ligne trait-pointillée), (bas) skewness des fluctuations magnétiques parallèles. L'insert montre la distribution d'événements miroir en fonction du temps d'écoulement normalisé.

les temps eux-mêmes sont un ordre de grandeur au-dessus (les simulations à partir du code hybride ont donc une dynamique 10 fois plus lente que la magnétogaine elle-même). De nombreux facteurs liés aux hypothèses du modèle expliquent cette différence.

Au delà de cette utilisation du modèle d'écoulement pour étudier la dynamique de la magnétogaine, il est à noter qu'un autre usage en a été fait récemment dans le cadre de la thèse de L. Turc (direction : D. Fontaine, LPP). L'objectif de son travail est d'étudier l'interaction entre un nuage magnétique et la cavité magnétosphérique (en attendant une publication, voir par exemple le poster² présenté à l'EGU 2013).

2.3.4.1 Magnétogaines planétaires comparées

Si les modes miroir ont été observés dans les magnétogaines de quasiment toutes les planètes magnétisées du système solaire et que le modèle dynamique, du choc à la magnétopause, semble s'appliquer à ces divers environnements, il subsiste néanmoins des particularités qui méritent qu'on s'y arrête. Elles sont notamment liées à la taille des magnétogaines. Je synthétise dans la Table 2.1 les caractéristiques des trois magnétogaines de la Terre, Jupiter et Saturne et je m'intéresse à la comparaison entre les échelles de temps de convection du plasma dans la gaine d'une part T_c , et d'autre part au temps de croissance γ_m^{-1} du mode miroir le plus instable (généralement celui pour lequel $k_\perp \rho_i \sim 1$). On observe que dans le cas de Saturne et celui de la Terre, ces temps caractéristiques sont du même ordre alors que pour Jupiter ces temps sont fortement découplés. Dans ce dernier environnement, on peut donc s'attendre à observer plus fréquemment des modes saturés, qui évoluent d'un état d'équilibre à un autre tout au long de la convection ; les conditions plasma (le paramètre C_M) changent lentement par rapport à la croissance du mode. Au contraire, pour Saturne et la Terre les processus de convection et croissance opèrent sur des échelles de temps comparables, et les structures ne seront finalement à saturation que si les conditions plasma évoluent sur de grandes distances (donc pas la région sub-solaire par exemple).

Malgré cette différence, il est à noter que la région de conversion des structures pics en structures trous est positionnée de façon comparable pour les magnétogaines de Jupiter et de la Terre, toutes caractéristiques étant normalisées par ailleurs (une telle étude n'a pas encore été menée pour Saturne mais a été abordée par une étudiante en post-doctorat, voir projet scientifique).

2.3.5 Instabilité miroir dans l'héliogaine : développements analytiques des relations de R.-H.

Parallèlement à l'étude détaillée du mode miroir dans la magnétogaine terrestre, j'ai étendu mon analyse à un autre environnement astrophysique qui venait d'être découvert (du moins du point de vue des mesures in-situ) : l'héliogaine interne, soit la région située entre le choc terminal (ralentissement du vent solaire) et l'héliopause

2. <http://meetingorganizer.copernicus.org/EGU2013/EGU2013-4848.pdf>

Planètes	R_p (km)	B (nT)	Ω_p (s ⁻¹)	V_{flow} (km/s)	$L_{MS}(R_p)$	$T_c(s)$	$\gamma_m^{-1}(s)$
Terre	6380	15	1.44	200	4	128	88
Jupiter	70000	3	0.288	50	40	56000	438
Saturne	58000	1	0.096	150	5	1933	1315

TABLE 2.1 – Paramètres pour trois magnétogaines planétaires pour les valeurs $\beta = 5$, $A = 1.3$ soit $C_M = 1.625$. De gauche à droite : rayon planétaire, β , anisotropie, C_M , amplitude du champ magnétique moyen, fréquence cyclotron ionique, vitesse de l'écoulement moyen dans la magnétogaine, extension radiale moyenne de la magnétogaine (région sub-solaire), temps de convection dans la magnétogaine, taux de croissance donné par $\gamma_m = \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{6\beta_\perp} \left(\frac{T_\perp}{T_\parallel}\right)^{-3/2} (C_M - 1)^2 \Omega_p$ (voir [Liu et al.(2006)]).

(la frontière délimitant la zone d'influence du champ magnétique solaire). En effet cette région a été traversée par les deux sondes interplanétaires Voyager 1 (qui s'y trouve toujours) et Voyager 2 (qui a depuis très certainement traversé l'héliopause fin août 2012) qui ont enregistré des fluctuations magnétiques similaires à des oscillations miroir juste après le choc terminal. Dans l'article [Génot(2008)], à partir des paramètres plasma mesurés en amont du choc et grâce aux développements analytiques et numériques, basés sur les relations de saut de Rankine-Hugoniot et décrits ci-dessous, j'ai déduit les paramètres plasma aval. J'ai ainsi pu confirmer la possibilité que le plasma de l'héliogaine soit instable vis-à-vis de l'instabilité miroir, et donc que les fluctuations observées [Burlaga et al.(2006)] soient effectivement liées au mode miroir (et ce lors du premier passage du choc par Voyager 1).

Sur la Figure 2.11 les isocontours des seuils des instabilités miroir et firehose (cette dernière ne sera pas discutée ici) sont tracés dans le plan (θ_{Bn}, r_s) pour les conditions de cette première traversée du choc terminal par Voyager 1 (θ_{Bn} est l'angle entre la normale au choc et le champ magnétique amont, et r_s est le rapport de compression de densité à la traversée du choc). La région du plan sous la courbe en trait gras ($C_M = 1$) est donc instable vis-à-vis de l'instabilité miroir. La zone marquée '2' est stable vis-à-vis des deux types d'instabilités, la zone marquée '3', d'après les résultats discutés précédemment, peut contenir des structure évoluées (âgées) sous forme de "trous", et la zone marquée '5' peut contenir des structures préférentiellement "pics". La croix correspond aux conditions effectivement observées par Voyager 1 : $r_s = 3$ et $\theta_{Bn} = 86^\circ$, soit $C_M = 1.2$ c'est-à-dire un plasma légèrement instable.

Ce travail fut aussi l'occasion d'étendre la description analytique des relations de saut utilisée jusqu'ici. En effet les travaux antérieurs dans ce contexte (par exemple [Liu et al.(2007)]) considéraient uniquement les cas extrêmes de choc parallèle ou perpendiculaire. J'ai donc étendu ce formalisme au cas d'un angle θ_{Bn} quelconque ce qui a permis, entre autres, de produire la Figure 2.11. Cette première analyse ne considérait pas d'anisotropie de température dans le vent amont et la solution finale était obtenue de manière numérique. En ré-analysant ces résultats, j'ai finalement

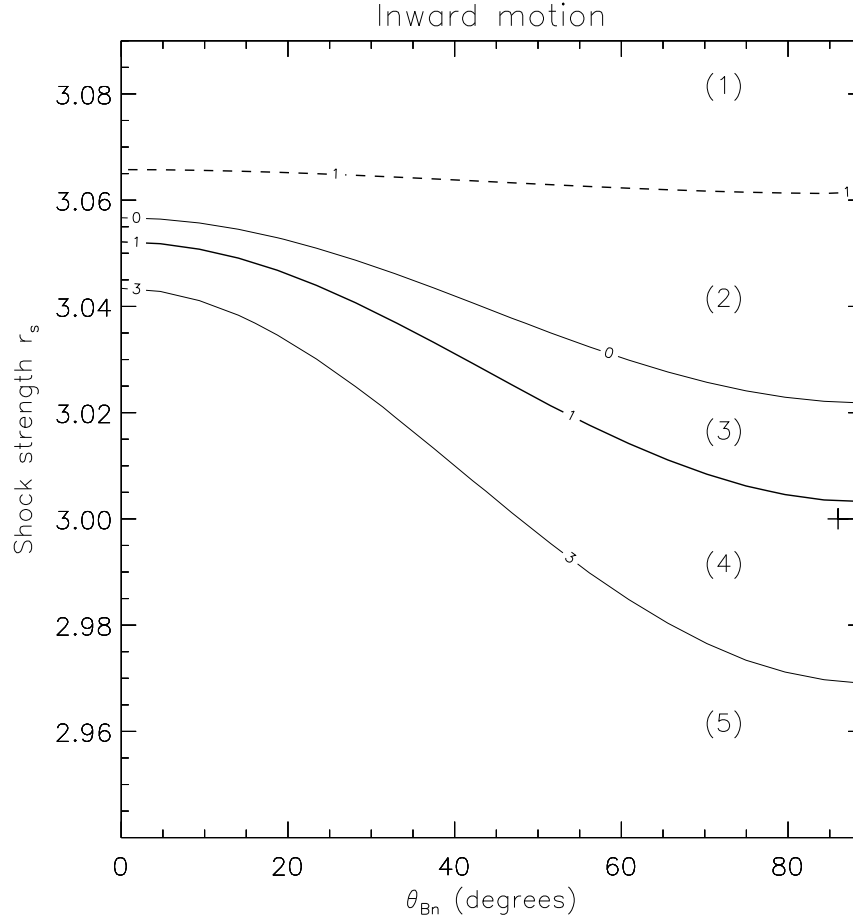


FIGURE 2.11 – Seuils d'instabilité miroir (trait épais) et firehose (trait pointillé) en fonction de θ_{Bn} et r_s . Ces lignes correspondent à $C_M = 1$ et $C_F = 1$ respectivement ; les deux autres lignes sont pour $C_M = 0$ et $C_M = 3$. Les labels localisent dans ce plan cinq régions différentes discutées dans le texte.

montré pour la première fois dans l'article [Génot(2009c)] qu'il existait une solution analytique dans le cas général. On peut effectivement montrer que le rapport de compression de densité à travers un choc peut être exprimé en fonction des paramètres du plasma amont (quelque soit l'anisotropie de température), de l'angle au choc et du rapport de compression magnétique. La valeur du champ magnétique aval est nécessaire (à travers le rapport de compression magnétique) car le formalisme MHD anisotrope adopté pour les relations de Rankine-Hugoniot est sous-déterminé (6 équations pour 7 inconnues). J'ai supposé ici que le champ magnétique aval était connu car, d'un point de vue observationnel, les autres paramètres plasma sont généralement plus difficilement accessibles. La formule générale est reproduite ici pour référence et pour corriger une faute de la publication originale [Génot(2009c)].

Le rapport de compression de densité r est donné par la résolution d'une équation quadratique en $1/r$ dont les termes sont :

– pour le terme constant :

$$c = -\frac{6A_1 + 9}{8A_1 + 4}\beta_1 - \frac{M_{A1}^2}{2\cos^2\theta_{Bn}} \quad (2.8)$$

– pour le terme en $1/r$:

$$b = \frac{15}{8A_1 + 4}(A_1 + (1 - A_1)\cos^2\theta_{Bn})\beta_1 + \frac{5}{2}M_{A1}^2 + \frac{1}{4}m^2 + \frac{5}{4}\sin^2\theta_{Bn} - \cos^2\theta_{Bn} + \quad (2.9)$$

$$\frac{\sin\theta_{Bn}}{m} \times \left(\frac{3}{2}m^2 - \cos^2\theta_{Bn}\right) \times \left(\frac{M_{A1}^2}{\cos^2\theta_{Bn}} - 1 + \frac{3(1 - A_1)}{4A_1 + 2}\beta_1\right) \quad (2.10)$$

– pour le terme terme en $1/r^2$:

$$a = -M_{A1}^2 \left(1 + \frac{m^2}{\cos^2\theta_{Bn}}\right) \quad (2.11)$$

La solution physique pour r est ainsi donnée explicitement par

$$r = \frac{-2a}{b + \sqrt{b^2 - 4ac}} = F\left(\frac{B_2}{B_1} = m, \theta_{Bn}, A_1, M_{A1}, \beta_1\right) \quad (2.12)$$

où m est le rapport de compression magnétique, et A_1 , M_{A1} , β_1 sont l'anisotropie de température, le nombre de Mach Alfvénique et le plasma β du plasma incident (amont) respectivement. Il doit être noté que la formule ci-dessus est corrigée d'une erreur de signe : l'Equation 18 de l'article [Génot(2009c)] donne malencontreusement $b - \sqrt{b^2 - 4ac}$ au dénominateur.

2.3.6 Ouverture : rôle de l'orientation de l'IMF

Au commencement de mon travail sur l'analyse statistique des événements miroir dans la magnétogaine terrestre, j'avais obtenu un résultat surprenant reproduit sur la Figure 9 de [Génot et al.(2009b)] : l'occurrence de ces événements était augmentée

lorsque l'IMF avait une orientation ortho-Parker (environ +30%). Cette analyse n'était basée que sur 5 ans de données et considérait la classification Parker/ortho-Parker uniquement par rapport à la valeur de l'angle $\arctan(B_y/B_x)$ (où B_x et B_y sont les composantes de l'IMF en GSE) sans prendre en compte la dépendance de la forme de la spirale de Parker en fonction de la vitesse du vent.

A priori la réponse globale de la magnétogaine aux deux orientations caractéristiques de l'IMF doit être symétrique. Les positions des chocs parallèle et perpendiculaire sont bien inversées pour ces deux orientations mais la couverture spatiale de la mission Cluster est telle que les régions matin et soir de la magnétogaine ont été traversées de manière égale. La simulation MHD (avec un code en ligne en service au CCMC³) a confirmé que la réponse de la magnétogaine est symétrique en fonction de ces orientations. Un code hybride pourrait éventuellement fournir une réponse différente à cause des effets de rayon de Larmor ionique (voir par exemple [Herčík et al.(2013)] pour le cas de la magnétogaine de Mercure). Une étude avec le code de P. Trávníček est en cours.

La même étude statistique (Figure 7 de [Génot et al.(2009b)]) a montré que l'occurrence des événements miroir était aussi augmentée pour des nombres de Mach du vent solaire élevés. Un fort M_A induit en effet un plasma β dans la magnétogaine lui-même élevé et favorise donc le déclenchement de l'instabilité miroir.

Après une étude détaillée, il s'avère finalement que ces deux observations sont finalement corrélées : l'orientation ortho-Parker de l'IMF est toujours associée à un nombre de Mach Alfvén du vent solaire élevé. Pour comprendre, distinguons tout d'abord les contributions à l'IMF en deux catégories : les régions d'interaction en co-rotation (Co-rotating Interaction Regions, ou CIR) et le champ transporté "normalement" par le flot. On définit de plus les angles φ_B et φ_P par (voir aussi la Figure 2.12) :

$$\varphi_B = \arctan(B_y/B_x) \quad (2.13)$$

et

$$\varphi_P = \arctan(\Omega(R - b)/V_{SW}) \quad (2.14)$$

Tracer la valeur de l'amplitude de l'IMF en fonction de son orientation dans le plan XY de l'écliptique (c'est-à-dire en fonction de $\varphi_B - \varphi_P$), sur la Figure 2.13, révèle la présence d'un maximum (pour $\varphi_B \simeq \varphi_P$) et de 2 minima (pour $\varphi_B - \varphi_P \simeq \pm 45$) ; la différence entre les extremas est de ~ 1 nT. L'explication tient à la combinaison de deux effets (résumés sur la Figure 2.14) :

1. Les CIR ont un champ amplifié le long de la spirale de Parker car l'interface est une discontinuité tangentielle.
2. Le champ transporté par le flot sera lui plus important lorsqu'il est perpendiculaire à l'écoulement soit, pour un vent à 400 km/s, à 45 degrés de la direction de l'écoulement $\varphi_B - \varphi_P \simeq -45$. Inversement lorsque l'écoulement et

3. <http://ccmc.gsfc.nasa.gov/>

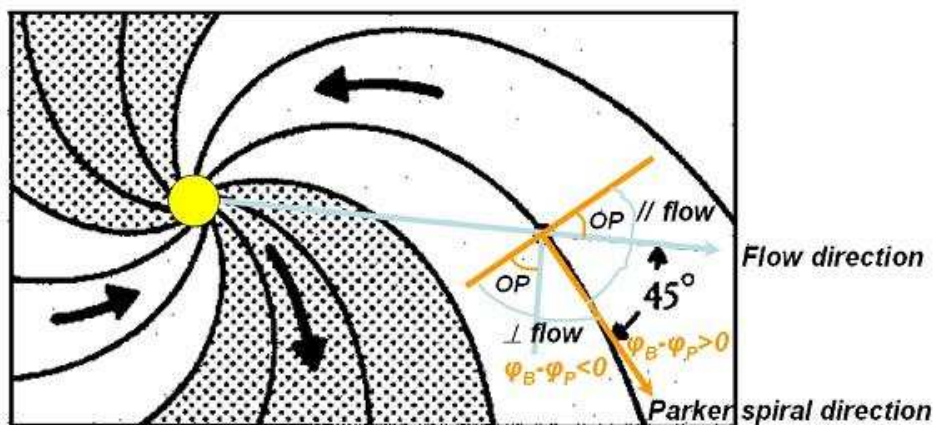


FIGURE 2.12 – Le modèle de Parker donne une orientation et une valeur du champ moyennes pour une position donnée, ici proche de la Terre, et la spirale est dans le plan de l'écliptique.

OMNI 1996-2007 -- All events

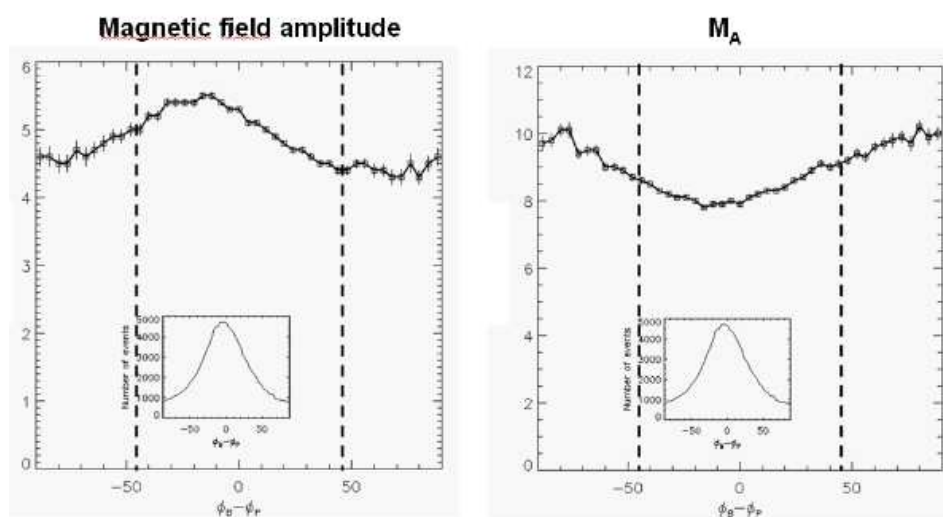


FIGURE 2.13 – Amplitude du champ magnétique du vent solaire (IMF) et valeur du nombre de Mach Alfvénique en fonction de l'orientation de l'IMF, $\phi_B - \phi_P$. La statistique est réalisée sur 12 ans de données OMNI. Les 2 inserts sont identiques et donnent le nombre d'événements qui pique naturellement en $\phi_B = \phi_P$.

le champ sont parallèles ($\phi_B - \phi_P \simeq 45^\circ$) l'amplitude du champ sera moindre. Ceci correspond classiquement à la contribution des chocs rapides dans le vent solaire.

La densité et la vitesse du vent solaire ne présentant pas cette variation avec l'orientation de l'IMF, cette différence d'amplitude du champ se retrouve mécaniquement sur la valeur de M_A (voir le panneau de droite de la Figure 2.13), avec une différence entre les extrema de 2 unités.

Model for the distribution of $|B|$

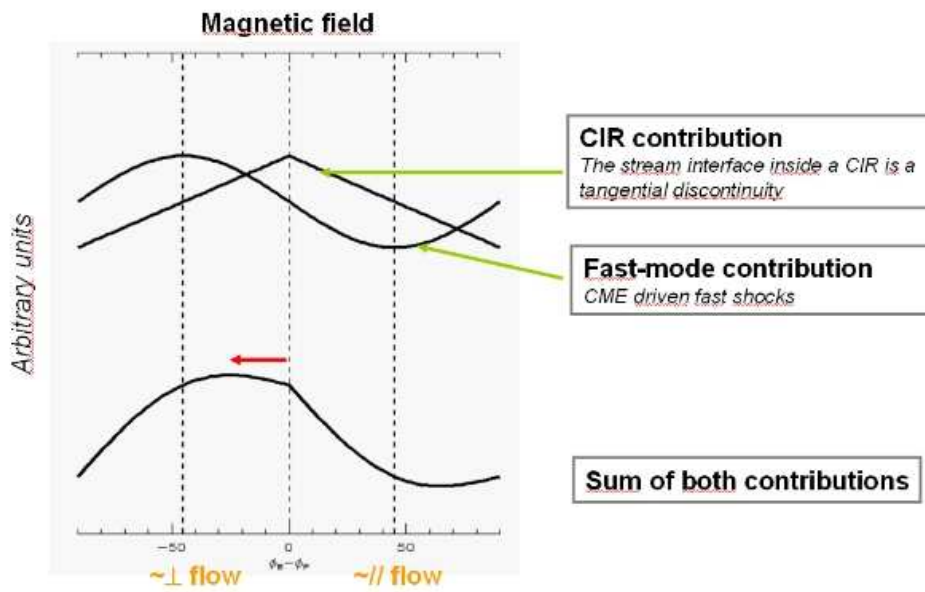


FIGURE 2.14 – Contributions des CIR et des chocs à l'amplitude du champ magnétique du vent solaire. Ce modèle simple explique qualitativement la partie gauche de la Figure 2.13.

Conséquemment, cette différence dans les valeurs de M_A du vent solaire se traduit par une différence dans les valeurs de β de la magnétogaine. Cela a une conséquence directe sur la fréquence de déclenchement de l'instabilité miroir dans la magnétogaine comme illustré sur la Figure 2.15. Sur cette Figure, 9 ans de données Cluster ont été analysées selon les approches décrites précédemment et dans [Génot et al.(2009a), Génot et al.(2011)] pour la détection des modes miroir et la détermination des conditions du vent solaire associées en utilisant le modèle d'écoulement. La Figure 2.15 montre qu'il existe une différence de $\sim 15\%$ entre le taux de présence des modes miroir pour les orientations Parker et ortho-Parker. Dit autrement, statistiquement la magnétogaine soumise à une orientation ortho-Parker de l'IMF est à β plus fort, donc plus instable vis-à-vis de l'instabilité miroir. Cela s'applique bien sur de manière équivalente à toutes les magnétogaines planétaires.

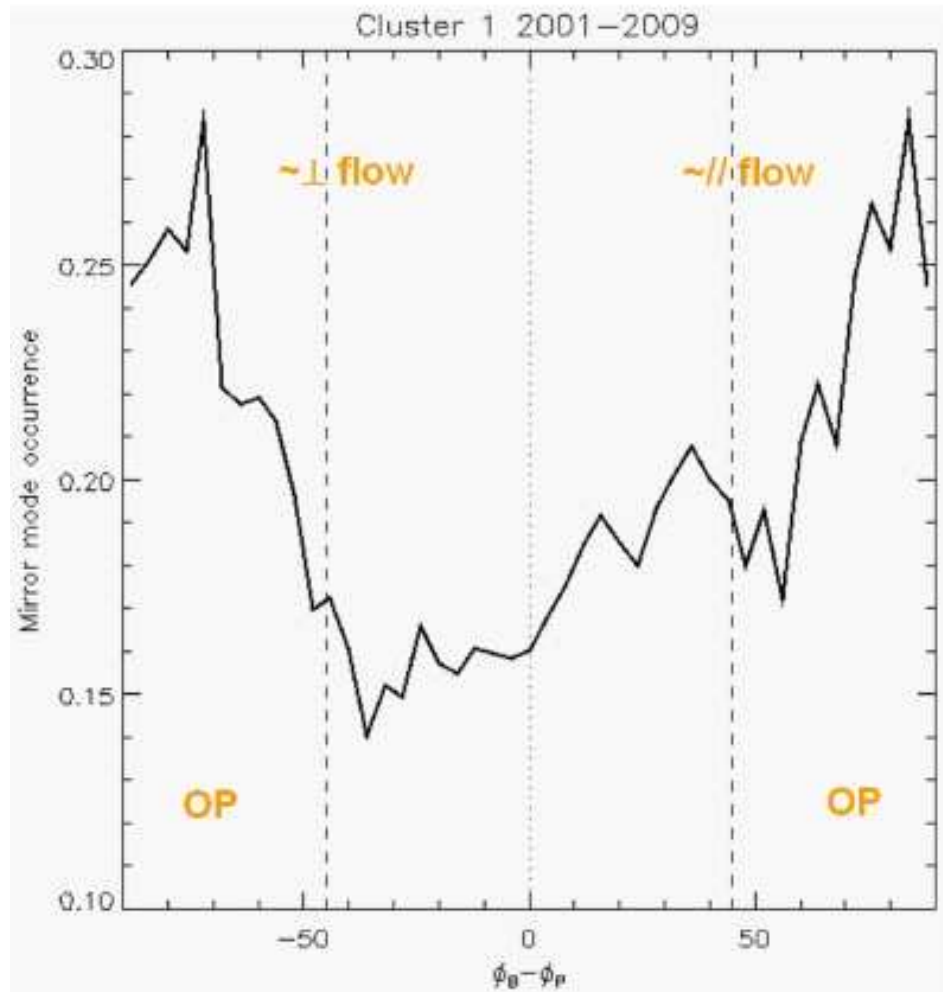


FIGURE 2.15 – Fréquence des modes miroir observées par Cluster dans la magnétogaine entre 2001 et 2009 en fonction de l'orientation de l'IMF $\phi_B - \phi_P$.

Enfin, un autre résultat récent qui mérite néanmoins de plus amples investigations concerne la variation temporelle de la proportion d'orientations ortho-Parker de l'IMF. Il semble qu'il existe une anti-corrélation avec l'activité solaire, plus nette en période de minimum solaire (voir Figure 2.16). L'explication est peut-être à rechercher du côté de l'action des ondes d'Alfvén de grande amplitude [Tsurutani et al.(1995)], surtout présentes en période de minimum solaire et associées à des orientations quelconques du champ. En résumé, en période de minimum la proportion de fluctuations isotropes du champ est supérieure à celle en période de maximum, ce qui augmente la proportion générale d'orientation ortho-Parker (voir Figure 2.17).

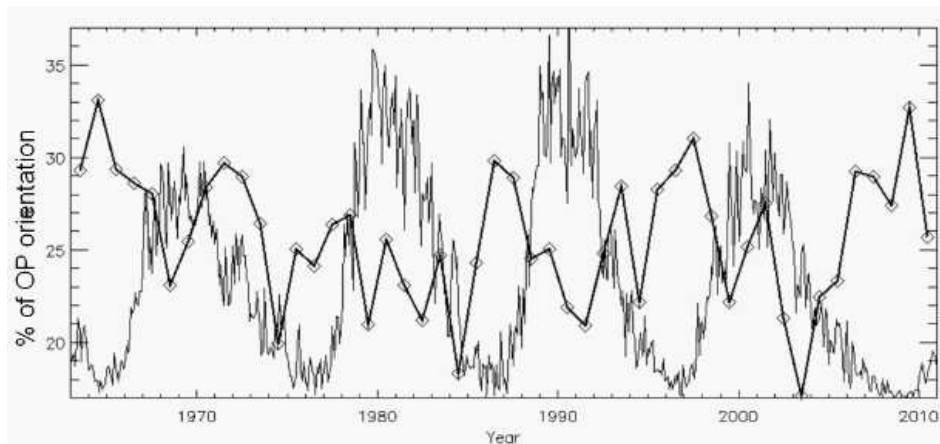


FIGURE 2.16 – Fréquence de l'orientation ortho-Parker de l'IMF sur plusieurs cycles solaires (en trait gras et symboles, en %). Le trait fin est proportionnel au nombre de taches solaires et trace l'activité solaire.

Ces résultats récents, non publiés, s'inscrivent donc dans mon programme de recherche dans ce domaine, en étendant l'étude de la dynamique locale de la magnétogaine à sa réponse à l'influx du vent solaire. Une fois encore, c'est grâce à la mise en place du modèle d'écoulement que ces résultats peuvent être obtenus.

2.4 Interactions plasma-satellites

2.4.1 Introduction

Au delà de leur aspect purement fondamental, l'intérêt de l'étude des interactions plasma-satellites réside dans une meilleure compréhension des mesures effectuées par les instruments plasma, principalement de basses énergies. Dans les environnements magnétosphériques planétaires (et le vent solaire) ces instruments doivent souvent mesurer de très faibles variations. Par exemple, dans les environnements où la densité est portée par la population froide (magnétosphère externe) la résolution instrumentale doit être de quelques eV. Par ailleurs le champ élec-

Fitting the $\phi_B - \phi_P$ distributions

$$\text{Fit} = \text{Gaussian} + \text{constant}$$

Stochastic fluctuations
around the Parker
direction

Isotropic fluctuations

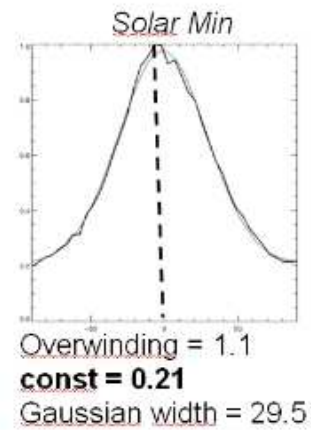
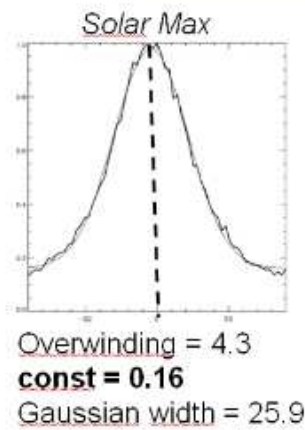


FIGURE 2.17 – Ajustements des distributions de $\phi_B - \phi_P$ pour les périodes de minimum et de maximum solaires. La proportion de fluctuations pouvant être d'origine isotrope (ondes d'Alfvén de grande amplitude) est plus élevée en période de minimum d'activité solaire.

trique naturel dans ces environnements est de l'ordre de quelques 10 mV/m. Or les satellites peuvent se charger électriquement à quelques Volts, voire dizaines de Volts (cela correspond typiquement à l'énergie thermique des électrons ambiants) perturbant ainsi les mesures du champ électrique naturel, et les énergies et les trajectoires des particules ambiantes. La quantification des perturbations des mesures par l'interaction du satellite et de ses instruments avec le plasma ambiant est donc cruciale. C'est tout l'enjeu de ce domaine d'étude qui est né en même temps que l'ère spatiale. Pour ma part, j'ai commencé à travailler sur ces aspects pendant mon stage de DEA à l'ESTEC (dans l'unité "Space Environments and Effects Section") jusqu'à encadrer aujourd'hui une thèse sur le sujet. Comme on va le voir, les moyens d'étude ont fortement évolué, puisque les premiers travaux se concentraient sur des modèles analytiques "simples" permettant des estimations qualitatives des effets et leur éventuelle correction ; actuellement la puissance de calcul et le développement de logiciels 3D performants permettent un niveau de détail très raffiné. Je précise que les phénomènes de charges auxquels je me suis intéressé concernent une charge surfacique de faible amplitude (mais suffisante pour perturber les mesures) ; je ne décrirai pas les charges volumiques pouvant entraîner des arcs électriques par exemple (pour une revue générale sur les effets de charges voir [Garrett(1981)] et les ouvrages plus généraux [Hastings and Garrett(2004), Garrett and Whittlesey(2012)]).

2.4.2 Méthodes correctives pour le calcul des moments des fonctions de distribution

Historiquement, l'influence du potentiel du satellite sur la mesure des fonctions de distribution des particules a rarement été considérée de manière systématique, soit que les méthodes de correction n'avaient pas été implémentées, soit tout simplement que le potentiel électrique du satellite n'était pas connu. Avec la préparation de la mission Cluster, nous avons tenté de mettre au point une méthode systématique basée sur un principe d'inversion [Génot and Schwartz(2004)] qui étend le concept de détecteur "parfait" ([Song et al.(1997)] repris par [Salem et al.(2001)]). Un détecteur "parfait", impossible à construire, néglige tout effet dû aux calibrations pour ne considérer que les contraintes instrumentales (gamme en énergie) et l'environnement (populations de particules, potentiel électrostatique).

L'idée est d'utiliser le théorème de Liouville entre l'environnement proche du satellite et l'infini où on suppose un équilibre thermique tel que la fonction de distribution des particules peut être considérée Maxwellienne, éventuellement avec une vitesse de dérive dans le référentiel du plasma. On utilise d'autre part la conservation de l'énergie prenant en compte les énergies électrostatique et cinétique de la particule. En intégrant les fonctions de distribution, il est alors possible de relier analytiquement les moments (densité, vitesse, pression) mesurés au niveau du satellite à ceux à l'infini. Le potentiel du satellite intervient évidemment dans ces équations. Il est alors possible de raffiner la méthode en considérant la gamme d'énergie couverte par l'instrument, c'est-à-dire en appliquant des bornes finies lors des intégrations (typiquement de 1 eV à quelques 10 keV pour les instruments plasma basse énergie).

On obtient alors un système non-linéaire intégral à trois inconnues : la densité, la vitesse et la température à l'infini (c'est-à-dire non perturbées par le satellite) en fonction des mêmes quantités mesurées par l'instrument. Pour chaque mesure des moments, on suppose aussi connue celle du potentiel du satellite.

La résolution de ce système pour un détecteur et un environnement donnés a permis de quantifier l'erreur commise sur le calcul des moments en fonction de la valeur du potentiel du satellite [Génot and Schwartz(2004)]. Pour tester la méthode, la gamme d'énergie choisie pour le détecteur est $[10 \text{ eV} - 1 \text{ keV}]$ et les environnements typiques de la magnetosphère et de la magnétogaine terrestre ainsi que le vent solaire à 1 UA ont été choisis. Pour ces trois environnements, le comportement général est le suivant :

- la densité est sous-estimée pour les faibles valeurs du potentiel mais devient sur-estimée aux plus fortes valeurs. Il existe donc une valeur critique (positive) du potentiel pour lequel la densité mesurée égale la densité "vraie".
- la vitesse est toujours sur-estimée, et cette sur-estimation diminue lorsque le potentiel augmente.
- la température est sur-estimée mais dépend très peu du potentiel.

Suite à ce travail exploratoire et de validation de la méthode, les données de l'instrument électron de Cluster, PEACE, ont été systématiquement corrigées à partir des mesures du potentiel du satellite données par l'instrument EFW. Les résultats ont été publiés dans [Geach et al.(2005)] qui illustrent l'intérêt de la méthode en comparant les moments corrigés avec ceux obtenus au sol à partir de la fonction de distribution 3D ainsi qu'avec d'autres instruments (ions, ondes). Des cartes de correction des moments dans les différentes régions traversées par Cluster pendant les opérations de l'année 2002 ont ainsi été obtenues et tracées dans le plan (N, T) où N et T sont ici les moments corrigés (voir les résultats sur les Figures 2.18, 2.19 et 2.20).

Les moments calculés à partir de la fonction de distribution 3D peuvent être obtenus au sol avec une meilleure précision (en particulier un modèle de calibration adéquat peut être appliqué) que par notre méthode de correction mais, de part leur volumétrie, les fonctions de distribution 3D ne peuvent pas être envoyées au sol avec la même résolution temporelle que les moments calculés à bord. Corriger ces moments tel que nous le présentons ici reste donc une alternative intéressante. Sur la Figure 2.21, les moments obtenus des trois manières différentes (moments bruts, corrigés et 3D) sont représentés. De même, sur la Figure 2.22 les moments corrigés, les moments 3D, les moments déduits de l'instrument ion, et la densité calculée à partir des fréquences mesurées par le sondeur WHISPER montrent un bon accord entre eux.

Comme on l'a vu, l'avantage principal de cette méthode est de pouvoir fournir des moments très proches de ceux obtenus avec les fonctions de distribution complètes (3D) tout en ayant une meilleure résolution temporelle. Un de ses défauts est qu'il est supposé que le plasma non perturbé est Maxwellien ce qui n'est pas toujours le cas (dans le vent solaire notamment). Il est cependant possible, puisque le traitement est analytique, d'envisager des fonctions de distributions plus complexes (Kappa

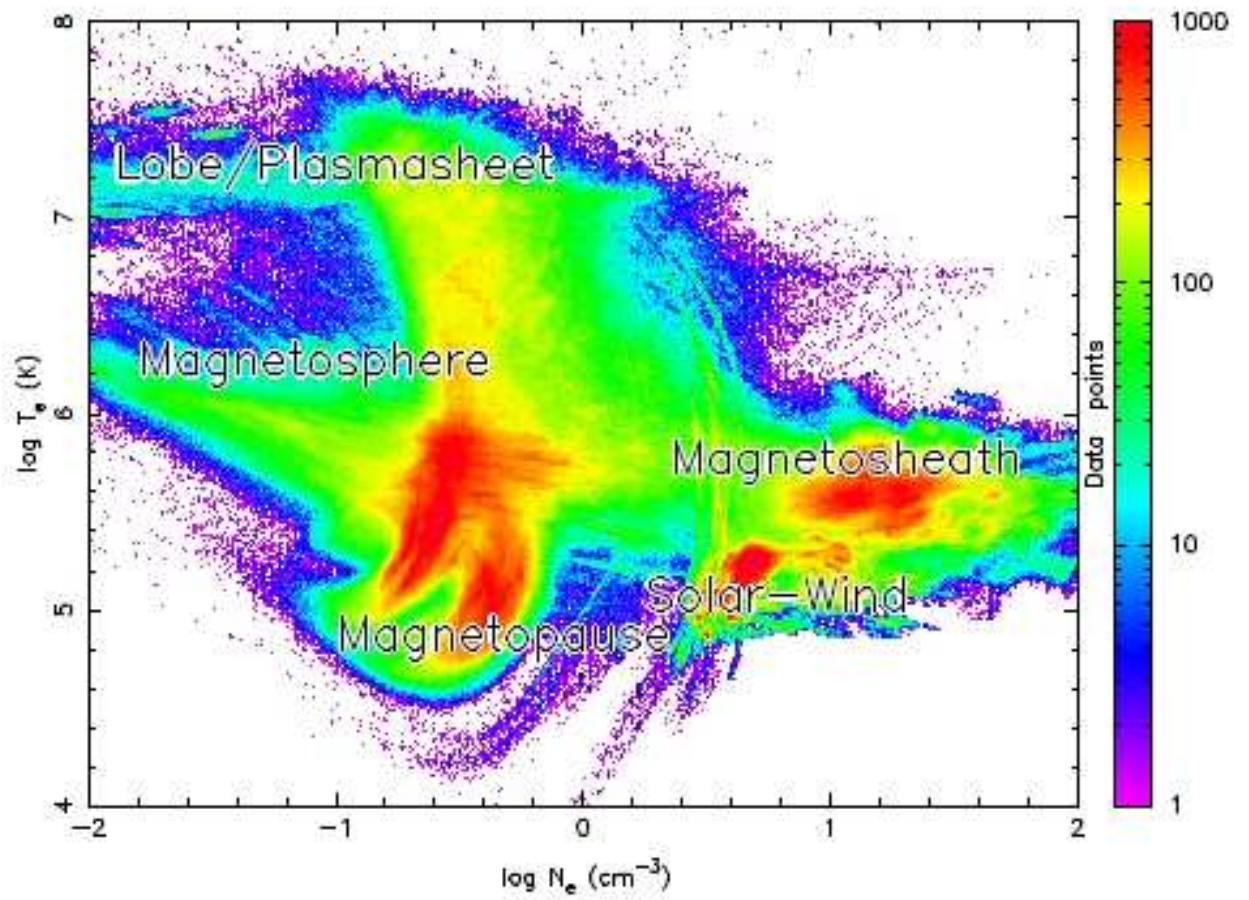


FIGURE 2.18 – Carte dans le plan (N, T) des régions traversées par la constellation Cluster pendant l'année 2002 et pour lesquelles les moments ont été corrigés. 15×10^6 points composent la carte ; 11 jours de calcul ont été nécessaires à la correction des moments.

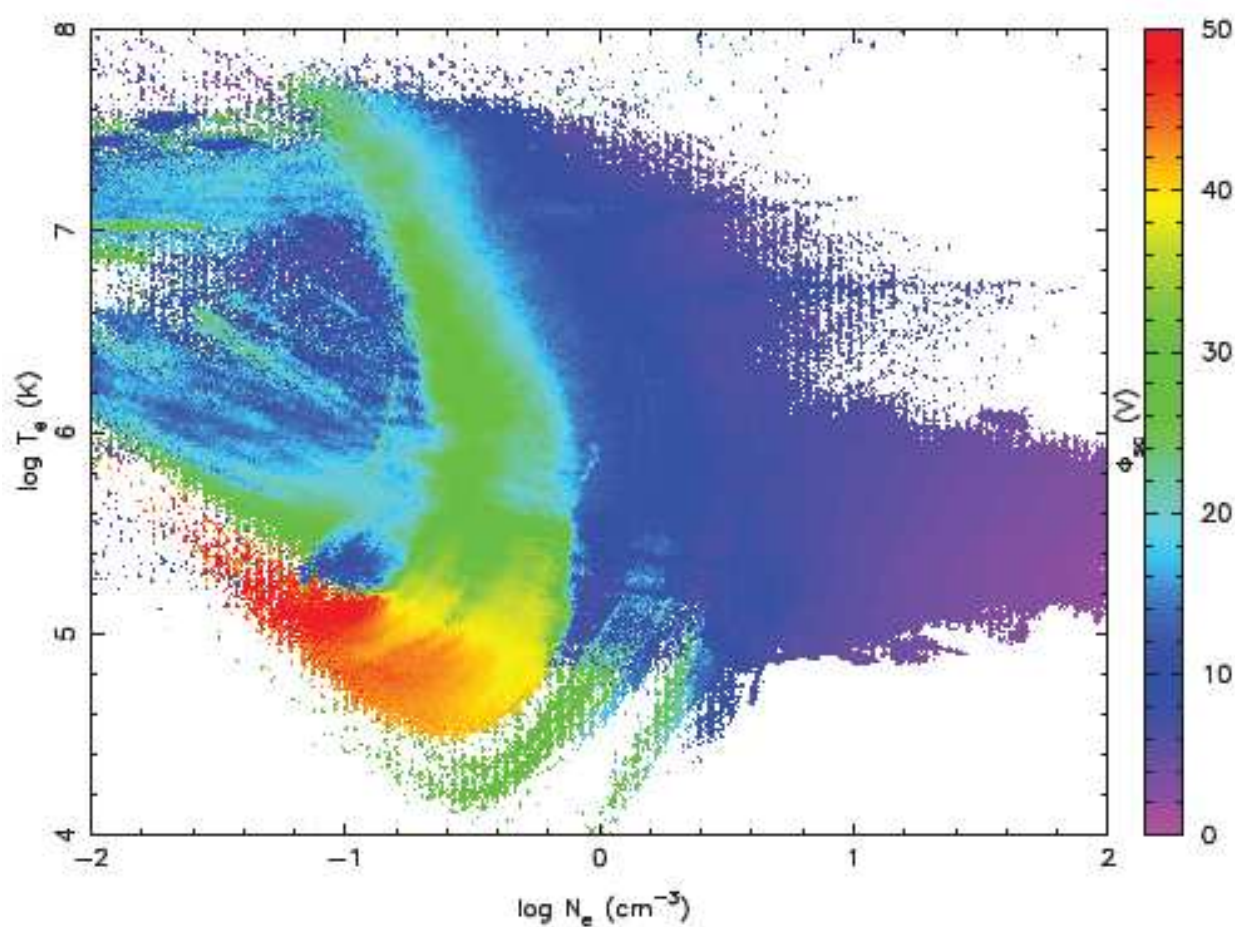


FIGURE 2.19 – Carte de potentiel du satellite dans le plan (N, T) ; lorsque les données EFW ne sont pas disponibles le potentiel du satellite est fixé à 7V.

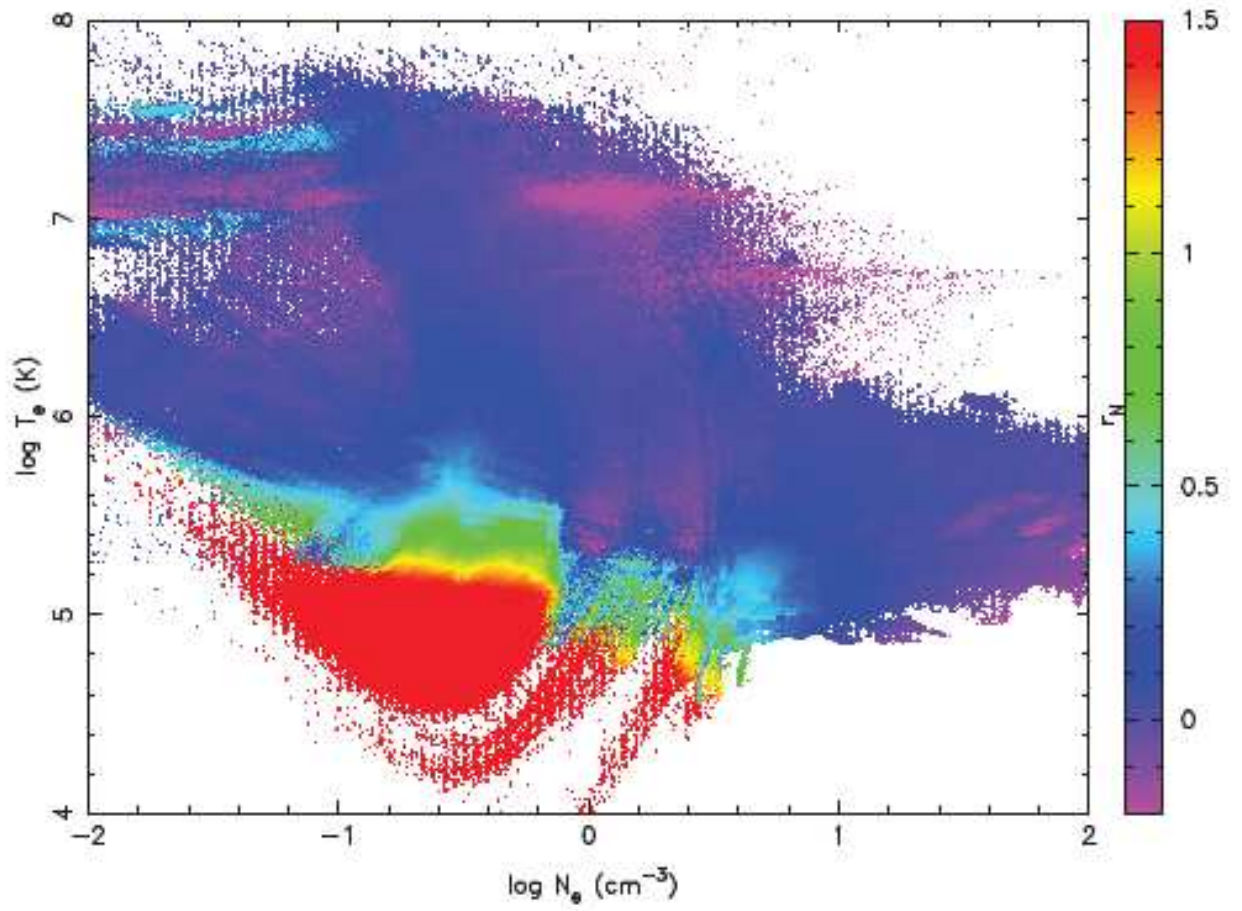


FIGURE 2.20 – Carte dans le plan (N, T) du paramètre d'estimation de densité $((N_m - N_c)/N_c)$. Une valeur positive indique que la densité à bord (N_m) est une sur-estimation de la densité "vraie" (ou corrigée, N_c).

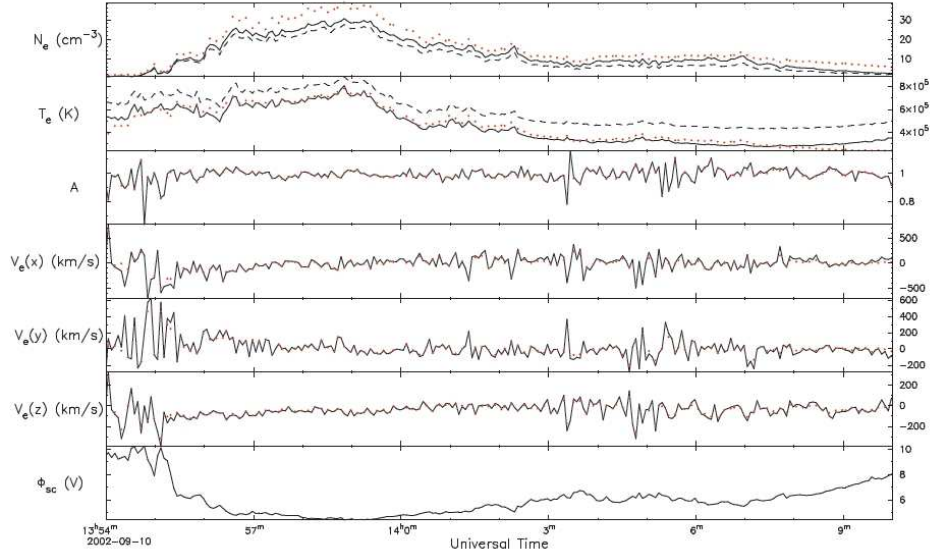


FIGURE 2.21 – Comparaison entre les moments bruts et corrigés ainsi que ceux provenant de la fonction de distribution 3D.

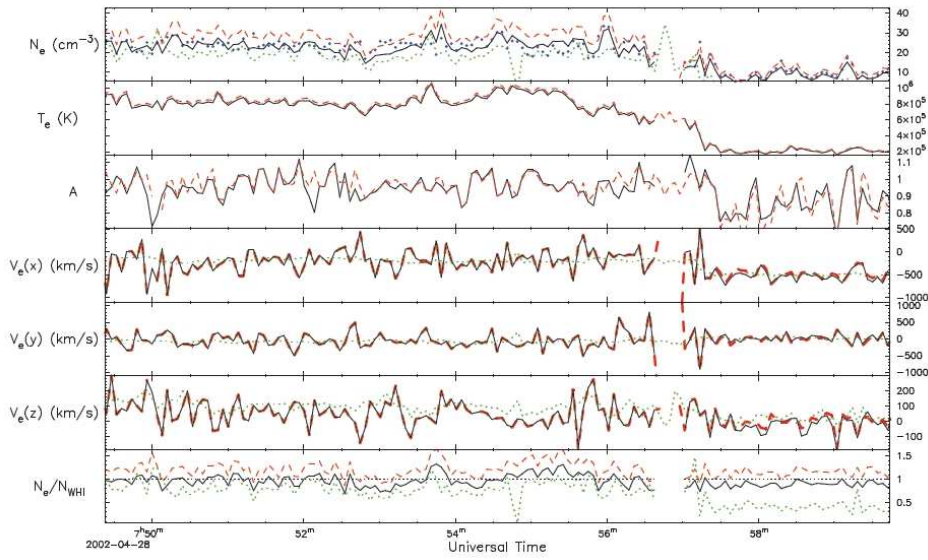


FIGURE 2.22 – Comparaison entre les moments corrigés et ceux provenant de la fonction de distribution 3D, ainsi que ceux de l'instrument ion et la densité obtenue de WHISPER.

par exemple). D'autres phénomènes comme la présence de barrière de potentiel autour du satellite (potentiel non monotone qu'on étudiera dans la seconde partie), la présence de champ magnétique, les géométries du satellite et de l'instrument, ... peuvent aussi venir mettre en défaut la méthode en modifiant la distribution des populations autour du satellite.

Enfin, la géométrie de l'interaction est aussi un élément à considérer. A ce sujet une hypothèse de travail, non discutée jusqu'ici, concerne le fait que le potentiel du satellite n'agit qu'en direction radiale, en d'autres termes il ne modifie pas la trajectoire des particules, simplement l'amplitude de leur vitesse (l'équation de conservation de l'énergie). Cette hypothèse, appelée communément approximation scalaire [Scime et al.(1994)], permet de simplifier le traitement de la partie angulaire au moment de l'intégration des fonctions de distributions (le vecteur vitesse conserve sa direction entre l'infini et le détecteur). Dans un article non-publié (en fait jamais complètement terminé depuis de nombreuses années ... ; co-auteurs : S. Schwartz et A. Hilgers) je présente les calculs analytiques permettant de lever cette approximation scalaire et de prendre en compte la modification d'orientation du vecteur vitesse entre l'infini et le point de mesure sur un satellite sphérique chargé. Les résultats montrent qu'il n'y a pas de bijection entre angle mesuré et angle vrai, mais plutôt un domaine d'angles possibles pour une mesure donnée. Au final une déviation maximum attendue peut être dérivée en fonction de l'énergie de la particule ; ceci est illustré sur la Figure 2.23.

2.4.3 Potentiels non monotones

Une étape supplémentaire dans la correction des mesures des instruments plasma concerne la compréhension fine de l'environnement électrostatique autour du satellite et de ses instruments. C'est d'ailleurs dans cette voie que j'ai commencé ma formation en physique des plasmas lors de mon stage de DEA. Le but était de déterminer analytiquement le potentiel électrostatique autour d'un satellite sphérique et en particulier d'analyser les cas pour lesquels ce potentiel n'a pas une variation monotone du satellite à l'infini. Ces potentiels non monotones donnent naissance à une barrière qui peut repousser à la fois les électrons ambiants vers l'infini et les électrons secondaires vers le satellite. Si mon travail de DEA n'a pas donné lieu à une publication, il a été prolongé pour donner, quelques années plus tard, une publication plus complète à laquelle j'ai contribué [Thiébaud et al.(2004)].

Nous y avons montré par un traitement analytique, puis numérique, que dans le cas d'une gaine de satellite dominée par la présence de photo-électrons, un potentiel non monotone avec une barrière négative peut exister ; ceci avait été prédit par différents travaux antérieurs [Guernsey and Fu(1970), Whipple(1976), Zhao et al.(1996)], notre contribution étant ici de mettre en place un outil numérique léger, de le comparer à des résultats de simulation PIC et de l'illustrer sur des cas concrets. Il s'avère que ces barrières apparaissent dans un large domaine de paramètres plasma et de satellites (supposés sphériques), incluant le régime magnétosphérique notamment dans les lobes (soit, un potentiel de surface positif et une

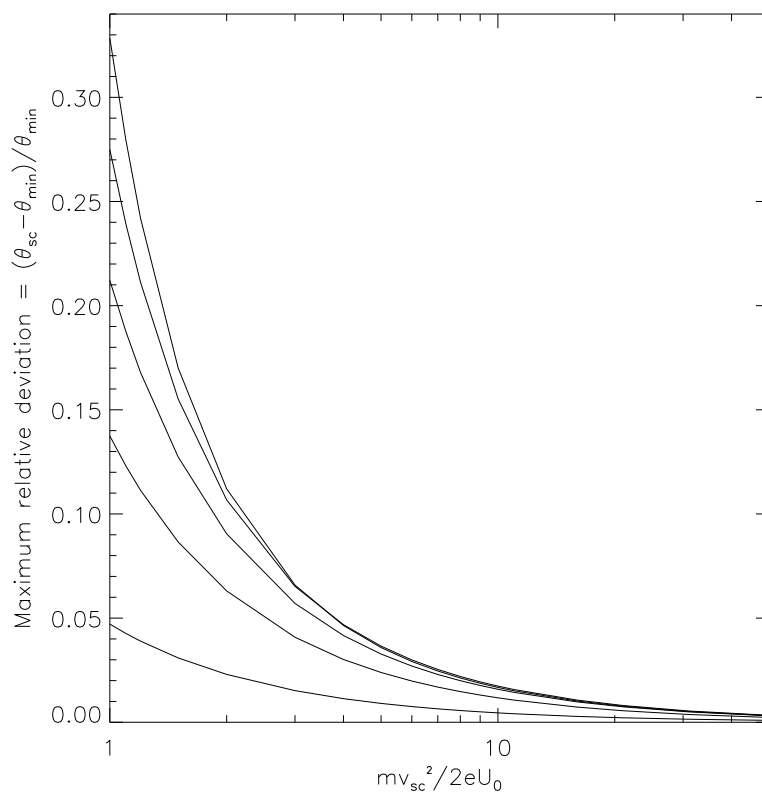


FIGURE 2.23 – Déviation angulaire relative maximum entre la vitesse à l’infini (θ_{min}) et la vitesse au détecteur en fonction de l’énergie mesurée de la particule (normalisée au potentiel du satellite). Les différentes courbes correspondent à différentes orientations θ_{sc} . L’écart entre l’angle mesuré et l’angle vrai peut atteindre 30%.

distance de Debye de l'ordre du rayon du satellite ou plus). Typiquement, dans un environnement peu dense (densité $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$) et de température autour de 100 eV, la barrière est de l'ordre de 1V lorsque le potentiel de surface reste modéré ($\leq 3\text{V}$). Un tel régime a été rencontré par les sondes Cluster et Geotail qui ont toutes deux des instruments permettant de contrôler le potentiel (canons à ions). Le modèle prédit que la barrière disparaît lorsque le potentiel dépasse 7V. De plus, nous avons montré que la position de la barrière s'éloigne du satellite à mesure qu'elle diminue en amplitude (jusqu'à une distance de l'ordre de 50 rayons du satellite). Certains de ces résultats sont illustrés sur les Figures 2.24 et 2.25.

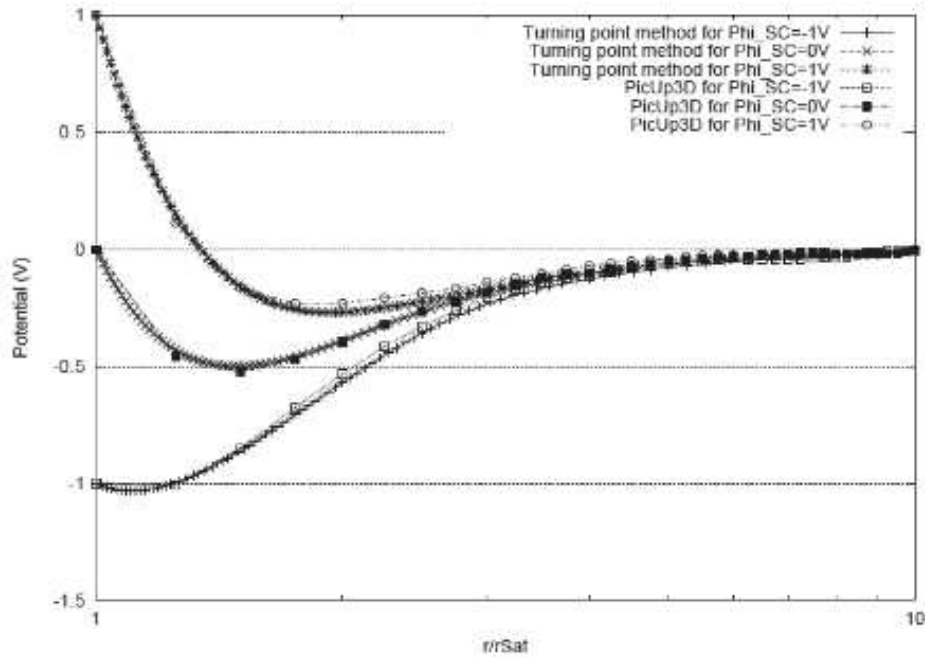


FIGURE 2.24 – Profil du potentiel en fonction de la distance au satellite à partir de la méthode analytique de [Thiébaud et al.(2004)], et comparaison avec les résultats d'une simulation 3D, pour différentes valeurs du potentiel de surface.

2.4.4 Simulations numériques auto-cohérentes

Si le modèle présenté précédemment permettait une estimation rapide des caractéristiques de la gaine entourant un satellite, il s'avérerait pourtant impossible de traiter des géométries plus réalistes (il ne traite en fait que le cas sphérique). En revanche, au début des années 2000, les codes PIC 3D (notamment PicUp3D) ne permettaient pas encore de traiter des cas réalistes dans des temps de calcul raisonnables (le régime idéal étant lorsque la dimension du satellite est de l'ordre de grandeur de la distance de Debye). C'était le temps des compromis (!).

Depuis quelques années, grâce à l'amélioration des algorithmes et de la puissance

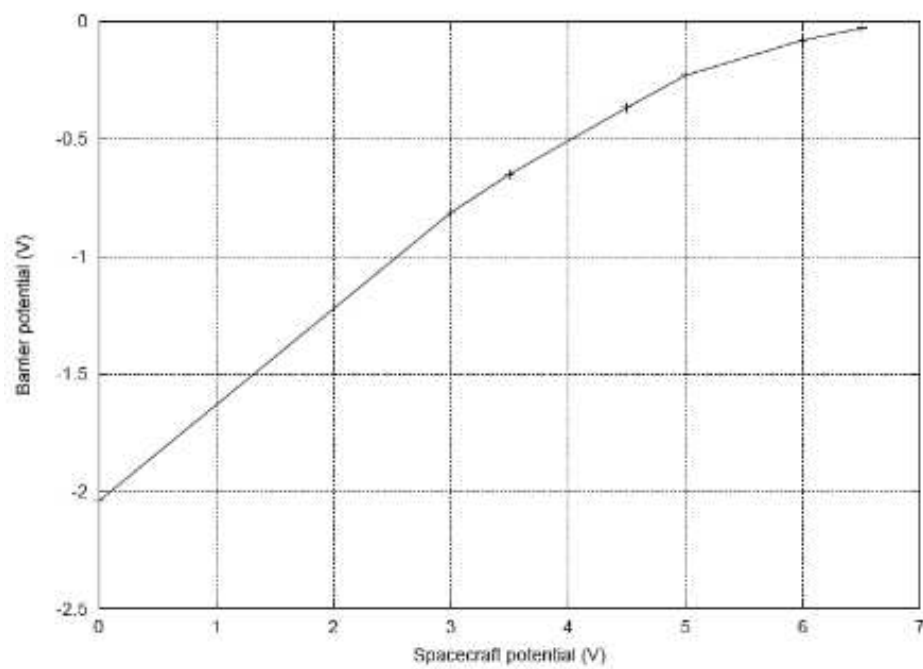


FIGURE 2.25 – Amplitude de la barrière de potentiel en fonction du potentiel de surface du satellite obtenue par la méthode analytique de [Thiébaud et al.(2004)] pour un modèle du satellite Cluster, $\lambda_D = 74\text{m}$ et densité de courant de photo-électrons $= 7.5 \mu\text{A.m}^{-2}$.

des machines, il est devenu possible de traiter des cas réalistes multi-échelles, notamment avec le logiciel européen SPIS. C'est ce qui m'a poussé à proposer une thèse sur le sujet des interactions plasma/satellites avec comme objectif une meilleure compréhension de l'environnement électrostatique des satellites scientifiques à venir, ceci afin de mieux interpréter les données des instruments plasma (principalement électrons de basse énergie et champ électrique). Les missions visées, d'intérêt pour le laboratoire, étaient alors Cross-Scale, Solar Orbiter et EJSM/Laplace. Après quelques tentatives du côté de l'ESA, c'est finalement grâce à un financement CNES/Région Midi-Pyrénées que cette thèse a pu débuter (thésitif : Stanislas Guillemant). Parallèlement, un contrat avec l'ESA dans le but d'améliorer SPIS pour des applications scientifiques (détecteurs de particules et sondes de Langmuir virtuels, initialisation avec des fonctions de distribution quelconques, ...) a débuté sous la supervision de l'ONERA, l'IRAP (V. Génot/N. André/B. Lavraud) étant responsable de la validation du nouveau code réalisé. Le travail de thèse s'inscrit donc, pour partie, dans le cadre de ce contrat ("Computational tools for spacecraft electrostatic cleanliness and payload" ou SPIS-Science) dont le responsable ONERA (J.-C. Matéo-Vélez) est

co-directeur de la thèse.

L'outil de simulation utilisé dans cette étude est SPIS, un projet de développement logiciel de l'Agence spatiale européenne (ESA). Il est développé avec le soutien du réseau Spacecraft Plasma Interaction Network in Europe (SPINE). La première phase de développement du projet a été effectuée par l'ONERA/DESP, la société Artenum et l'Université Paris VII (à travers un contrat de l'ESA). Certains développements ont été financés par le CNES. Il s'agit d'un logiciel de simulation basé sur un modèle de plasma Particle-In-Cell électrostatique 3D et composé d'une bibliothèque object hautement modulaire basée sur Java, appelé SPIS/NUM. Plus précis, adaptable et extensible que les codes de simulation existants, SPIS est conçu pour être utilisé pour un large éventail d'applications industrielles et scientifiques. Le noyau de simulation est intégré dans un cadre complet comprenant pre- et post-processings ainsi que les calculs, appelé SPIS/UI, ce qui permet un degré élevé d'intégration d'outils externes, tels que la CAO, et les bibliothèques de visualisation et de maillage (VTK), ainsi qu'un accès très facile et flexible à chaque niveau des modules numériques via le langage de script Jython. Développé dans une approche Open Source et orienté vers un développement à base communautaire, SPIS est disponible pour toute la communauté et est utilisé par les membres du réseau européen SPINE. SPIS devrait répondre à la majorité des nouveaux défis dans les interactions plasma/satellites, y compris les systèmes de propulsion électrique, les panneaux solaires, et la modélisation des instruments scientifiques.

Le noyau numérique et l'interface utilisateur ont été développés par l'ONERA et la société Artenum, respectivement [Roussel et al.(2008a)]. De récentes améliorations ont consisté à améliorer la modélisation de la physique et la variété d'échelles de temps [Roussel et al.(2010)]. Un premier article sur une application à SMART-1 [Hilgers et al.(2006)] a étudié la variation de potentiel électrostatique de la sonde et les premières validations de SPIS par rapport à des modèles théoriques sont présentées dans [Hilgers et al.(2008)]. Les effets sur les engins spatiaux ont été modélisés dans un large éventail de configurations : charge en orbite géosynchrone (GEO) [Roussel et al.(2010)], propulsion électrique [Roussel et al.(2008b)], barrière de potentiel à l'échelle millimétrique [Roussel et al.(2008a)] et décharges électrostatiques sur les panneaux solaires en orbite GEO [Sarrah et al.(2010)]. La chambre à plasma de l'ONERA, JONAS, a été simulée et les résultats ont été comparés à des expériences dans [Matéo-Vélez et al.(2008)]. SPIS a également été comparé avec d'autres modèles numériques [Roussel et al.(2010), Matéo-Vélez et al.(2012a)]. L'extension "SPIS-Science", réalisée sous contrat avec l'ESA, vise à étendre les capacités de modélisation de SPIS, notamment concernant l'évaluation précise du faible niveau de charge électrostatique de surface des missions scientifiques comportant des instruments plasma basse énergie. Il améliore également l'efficacité du code à travers différentes avancées algorithmiques [Matéo-Vélez et al.(2012b)].

Parallèlement au début de la thèse, un article [Ergun et al.(2010)] paraissait sur la simulation de l'environnement électrostatique de la future sonde américaine Solar Probe Plus (SPP). Les auteurs montrent que dans cet environnement proche du Soleil (le périhélie de SPP est de 0.044 UA soit 9.5 rayons solaires) les photoélectrons dominent la gaine du satellite et qu'une barrière de potentiel peut apparaître. Comparées à l'analyse de [Thiébaud et al.(2004)] pour la magnétosphère terrestre, les valeurs sont cette fois loin d'être négligeables puisque dans une simulation le minimum de potentiel atteint -32V et le satellite flotte à -15.5V. Avec de telles valeurs, l'effet sur la mesure du plasma de basse énergie peut potentiellement être désastreux. Le travail de thèse a donc commencé avec l'objectif de comparer les résultats obtenus par SPIS dans une configuration équivalente à celle de [Ergun et al.(2010)] puis d'étendre ces résultats à des configurations plus réalistes. Cela permettait en outre de valider SPIS dans un environnement "vent solaire" (ce qui n'avait jamais été fait) et de préparer les simulations pour Solar Orbiter. Le modèle utilisé (cylindrique) est présenté sur la Figure 2.27.

Les résultats de l'étude sur SPP ont été publiés dans [Guillemant et al.(2012)]. Ils confirment les résultats de [Ergun et al.(2010)] sur la formation d'une importante barrière de potentiel tout autour du satellite qui se charge négativement.

Comment expliquer ce phénomène ? La Figure 2.26 montre l'évolution temporelle des courants et du potentiel de surface. Au cours d'un régime transitoire rapide, le potentiel croît jusqu'à $\sim 4V$ à cause de la forte émission de photo-électrons, puis décroît pour se stabiliser à -20V. A ce moment là, les courants (émis et collectés) sont équilibrés. La décroissance du potentiel s'explique par le fait que la photo-émission importante entraîne la formation d'un nuage dense de photo-électrons tels que leur densité dépasse celle des électrons ambiants. Ce nuage se comporte alors comme une barrière pour les électrons ambiants de basse énergie mais surtout il force la recollection des photo-électrons et des électrons secondaires émis par le satellite (environ 90% de ces particules sont effectivement re-collectées). L'équilibre des différents courants s'établit alors pour un potentiel négatif.

Après avoir comparé les résultats avec ceux de [Ergun et al.(2010)] (nous avons tenté de minimiser les différences qui subsistent néanmoins, notamment concernant le traitement numérique, la modélisation des ions et celles des électrons secondaires), le travail s'est poursuivi par une étude paramétrique. Les résultats, résumés dans la Table 5 de [Guillemant et al.(2012)], montrent que les paramètres de contrôle importants sont :

- la modélisation des photo-électrons, notamment la caractérisation de leur température,
- le rendement de l'émission électronique secondaire (qui dépend des matériaux des revêtements utilisés),
- l'orientation du sillage qui, selon le mouvement orbital du satellite, peut exposer les instruments à un environnement plus ou moins perturbé (dans ou hors la zone affectée par la barrière).

Il est à noter qu'une caractérisation précise des fonctions de distribution des photo-électrons manque cruellement pour ce type de travaux, les références étant

trop peu nombreuses [Grard(1973)]. D'autre part il est important de modéliser les particules totalement en PIC ; considérer les électrons fluides, si cela fait gagner du temps de calcul ($\sim 50\%$ pour ces simulations) et peut être utile pour une première estimation des résultats, sur-estime au final la densité d'électrons ambiants, donc leur courant, et conduit à un potentiel de surface du satellite plus faible.

Finalement ces résultats (voir les Figures 2.28 et 2.29) montrent que, dans cet environnement proche du Soleil, les mesures de plasma de basse énergie (quelques 10 eV) et de champ électrique risquent d'être fortement compromises. Bien sûr SPP ne passera pas tout son temps opérationnel à cette distance du Soleil. Il est donc intéressant de déterminer dans quelle mesure l'existence des barrières de potentiel autour d'un satellite chargé persiste en fonction de la distance héliocentrique. Cette question a fait l'objet d'une seconde étude qui se révèle aussi pertinente pour la mission Solar Orbiter.

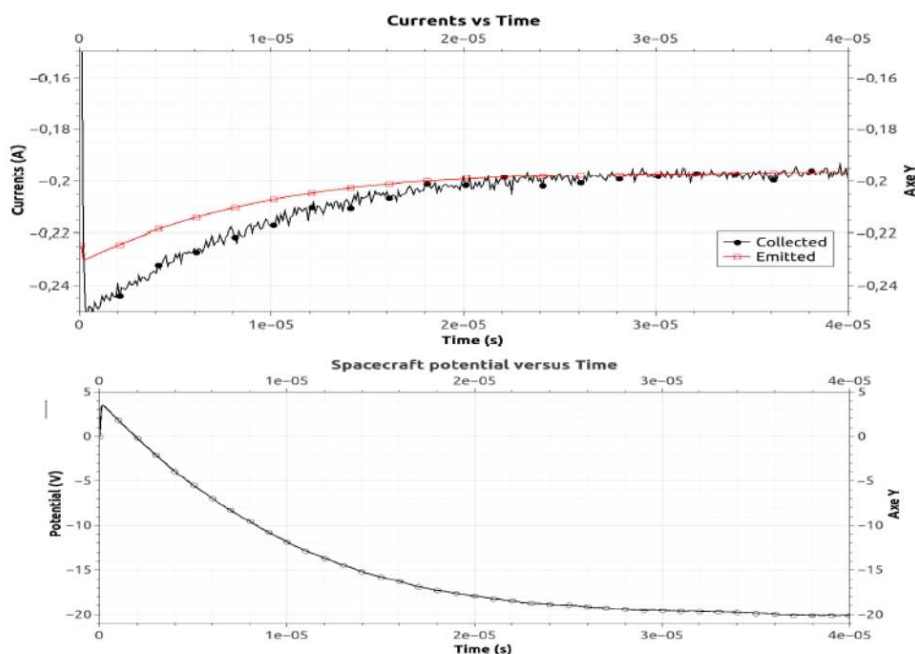


FIGURE 2.26 – Courants émis et collectés (haut) ; potentiel de surface moyen (bas) en fonction du temps pour la simulation B (d'après [Guillemant et al.(2012)]).

Dans [Guillemant et al.(2013)] un modèle de satellite a été exposé aux différents environnements correspondants à des distances du Soleil de 0.044 UA à 1 UA (voir Table 1 de [Guillemant et al.(2013)]). Les résultats montrent que la transition entre un satellite chargé négativement (près du Soleil) et un satellite chargé positivement a lieu vers ~ 0.1 UA (voir Figure 2.30). Au delà, le satellite reste positif et un minimum de potentiel négatif subsiste jusqu'à ~ 0.3 UA, c'est-à-dire à une distance correspondant au périhélie de Solar Orbiter. Jusqu'à cette distance l'environnement

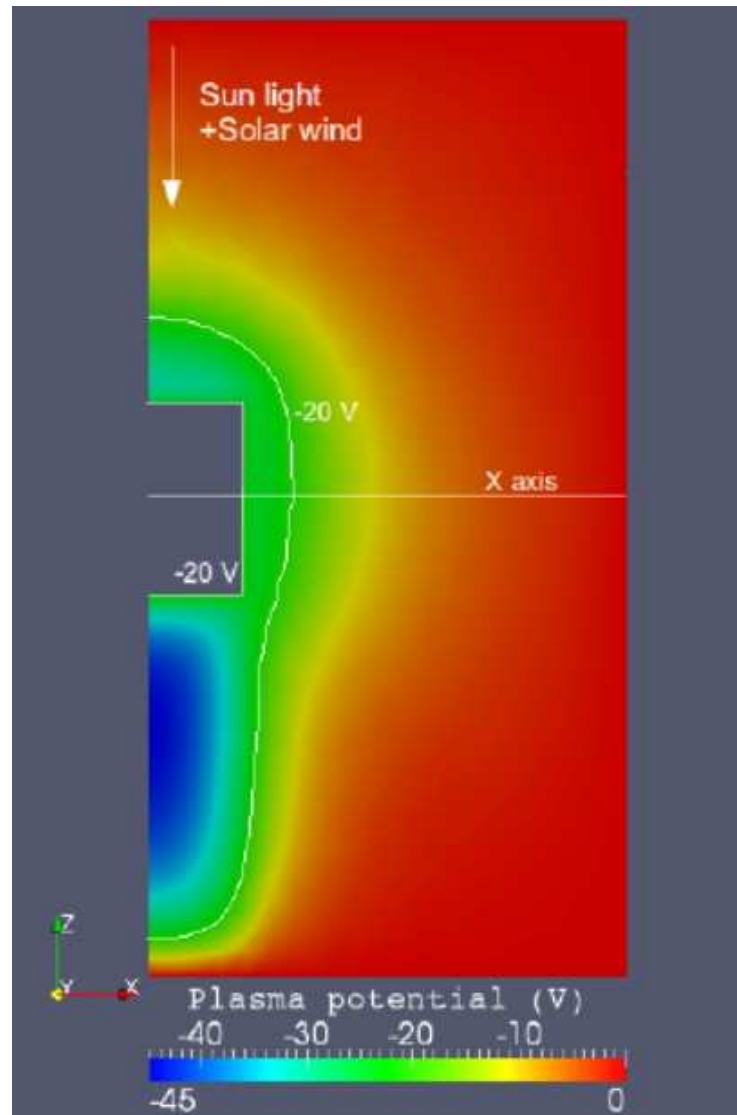


FIGURE 2.27 – Potentiel du plasma dans la boîte de simulation (plan $Y=0$) (d'après [Guillemant et al.(2012)]).

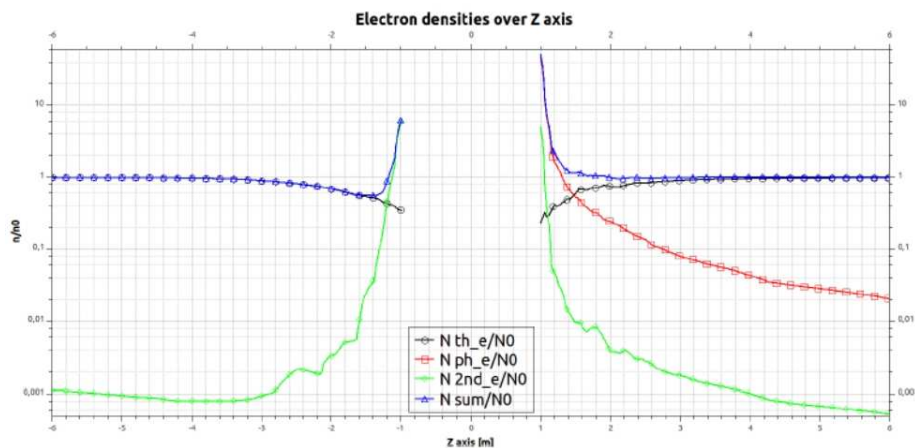


FIGURE 2.28 – Profils de densités le long de l'axe Z (normalisées à la densité des électrons ambiants) des électrons ambiants, secondaires et photo-électrons pour la simulation SPP de référence, la plus proche de celle de [Ergun et al.(2010)] (d'après [Guillemant et al.(2012)]).

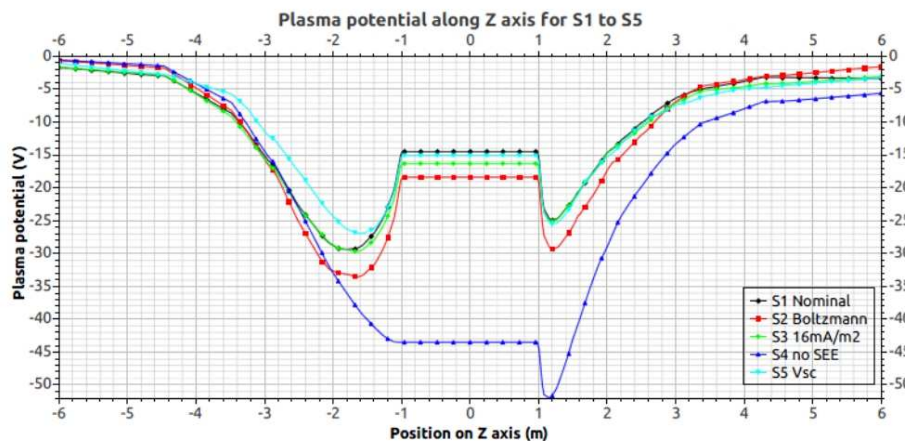


FIGURE 2.29 – Potentiel du plasma le long de l'axe Z pour les différentes simulations SPP. S1 : simulation de référence, S2 : électrons fluides, S3 : densité de courant J_{ph} réduite, S4 : sans émission d'électrons secondaires, S5 : prise en compte du mouvement orbital de SPP (d'après [Guillemant et al.(2012)]).

proche du satellite est contrôlé par les photo-électrons et les électrons secondaires qui dominent les courants. Plus précisément, jusqu'à ~ 0.1 UA la gaine côté solaire est contrôlée par les photo-électrons et se comporte comme une gaine 1D dont l'échelle spatiale est de l'ordre de grandeur de la longueur de Debye des photo-électrons. Au delà de ~ 0.3 UA c'est la longueur de Debye des électrons thermiques qui contrôle la gaine qui adopte alors une structure 3D. La région 0.1-0.3 UA est une zone de transition entre ces deux régimes. Enfin, comme dans le cas terrestre étudié dans [Thiébaud et al.(2004)], le minimum de potentiel est d'autant plus proche du satellite qu'il est important.

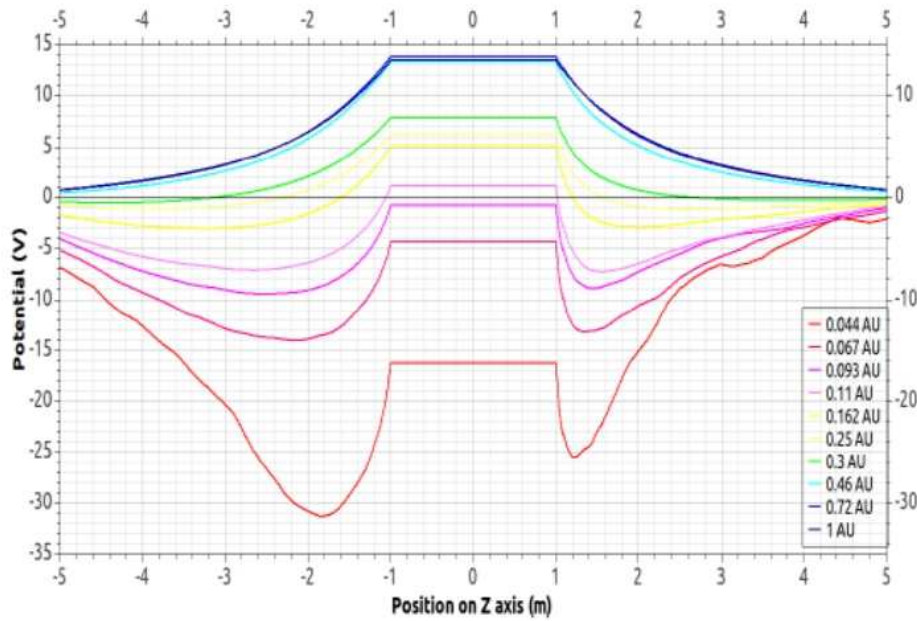


FIGURE 2.30 – Potentiel du plasma le long de l'axe Z pour les différentes simulations de 0.044 à 1 AU (d'après [Guillemant et al.(2013)]).

Ces résultats illustrent la différence notable de régimes entre la région très proche du Soleil et le reste de l'héliosphère interne. Ils restent cependant qualitatifs et ne doivent pas faire oublier que la géométrie complexe des satellites et la diversité de leurs revêtements peuvent introduire des écarts à ces premières estimations.

Logiquement, une étude plus détaillée sur Solar Orbiter a été entreprise. Le modèle géométrique (voir Figure 2.31) et de matériaux a été mis au point grâce à l'aide précieuse des équipes instrumentales (instrument ions/électrons, champ électrique) et des partenaires industriels (ONERA, Astrium, ESA). Si les dimensions générales du satellite sont généralement simples à obtenir (ou facilement paramétrables), il n'en va pas de même pour les matériaux. Ces derniers sont en effet très discutés jusque tard dans la phase de préparation du projet et leurs caractéristiques (conductivité, taux d'émission de photo-électrons ou de secondaires, ...) sont cruciales pour la détermination des potentiels.

Les résultats de ce travail sur Solar Orbiter (et d'autres sur Cluster) ont été récemment compilés dans un rapport (de 110 pages) délivré à l'ESA dans le cadre du contrat SPIS-Science [SPIS-Science : Validation Test Report] ; il sera rendu public après acceptation par l'ESA. Ils concernent la validation des nouvelles fonctionnalités de SPIS qui ne seront pas décrites ici. Un article de synthèse dans une revue scientifique est au programme des mois à venir, mais les points principaux à retenir peuvent être résumés ici :

Solar Orbiter ne devrait pas se charger négativement, même à son périhélie, mais des barrières de potentiel de faibles amplitudes devraient tout de même affecter les populations basse énergie (voir Figure 2.32). Les mesures seront fortement polluées par les photo-électrons et les électrons secondaires, et les panneaux solaires formeront un obstacle à la fois physique et électrostatique déviant les électrons thermiques. Ceci a été établi à partir de diagnostics directs (suivi des trajectoires comme sur la Figure 2.33) ou indirects (carte de déflexion angulaire, Figure 2.34). Enfin, la possibilité de modéliser un instrument de type "détecteur de particules" a été validée par comparaison entre des simulations et des données de la mission Cluster (voir Figure 2.35).

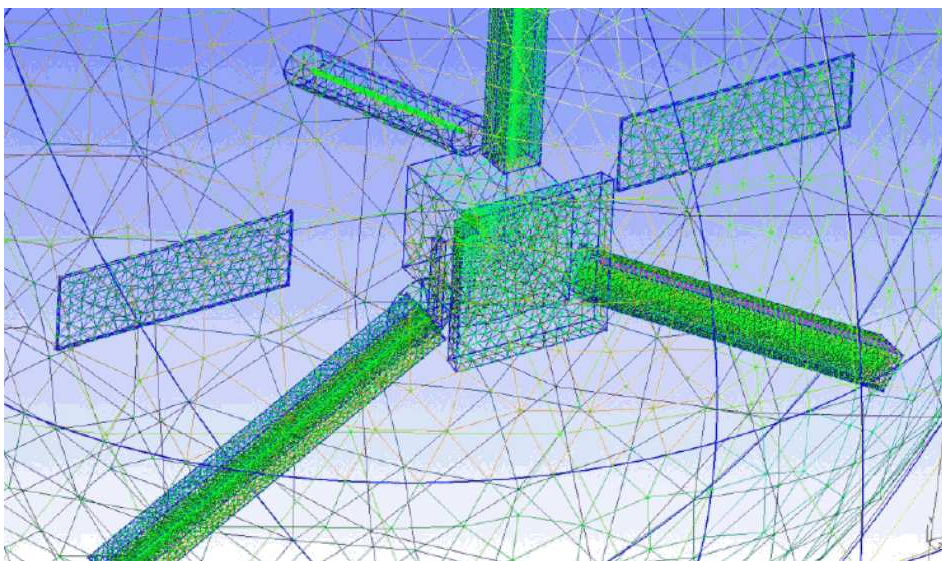


FIGURE 2.31 – Modèle géométrique de Solar Orbiter : le maillage est différent selon les parties (très fins près des antennes, du mât ou du bouclier par exemple) qui sont reliées entre elles par un circuit électrique définissant leur dépendance éventuelle.

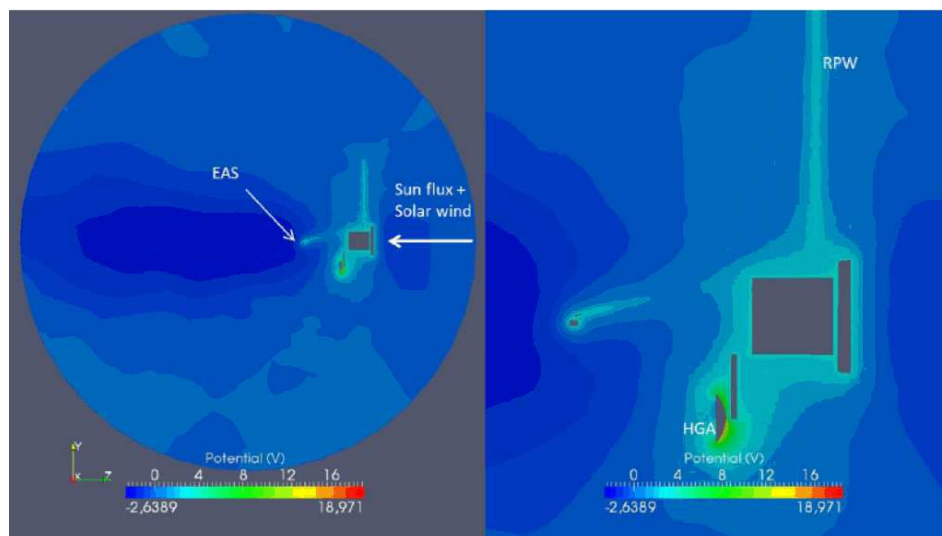


FIGURE 2.32 – Potentiel électrique dans la boîte de simulation (partie droite : zoom sur le satellite). Les instruments "particules" (EAS) et "ondes" (RPW) sont indiqués. Une valeur légèrement négative est visible dans le sillage. Les valeurs les plus positives sont sur l'antenne à haut gain (HGA), considérée ici non conductrice (simulation à 0.28 UA).

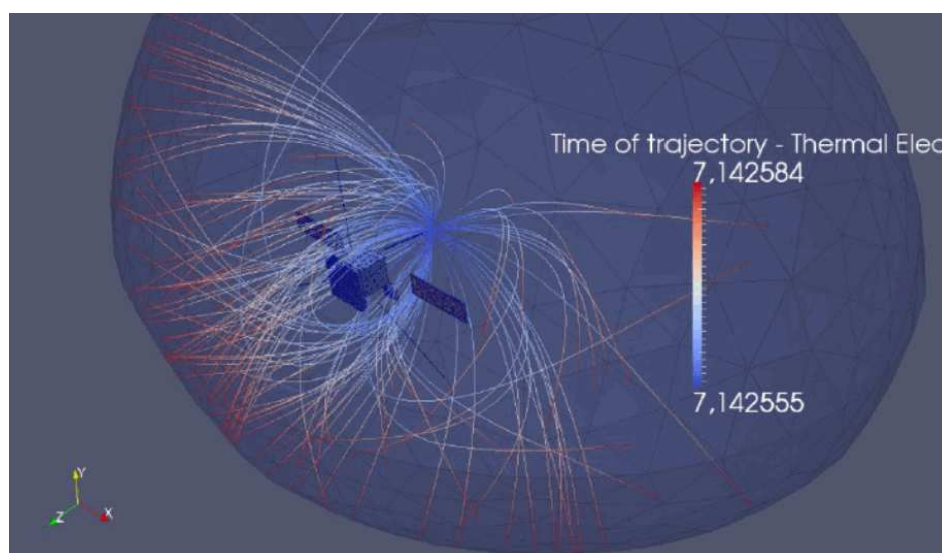


FIGURE 2.33 – Visualisation de quelques trajectoires d'électrons thermiques (émis depuis l'infini c.à.d. depuis les bords de la boîte, couleur rouge) détectés par EAS pour une simulation à 1 UA.

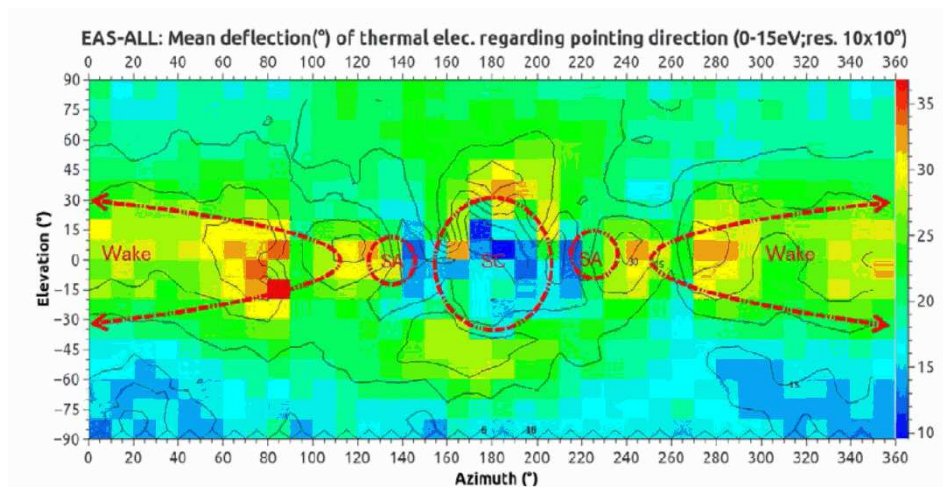


FIGURE 2.34 – Carte de déflexion angulaire des électrons de basse énergie (<15 eV) pour l'ensemble du dispositif instrumental EAS (combinaison des résultats des deux détecteurs) illustrant l'influence du sillage (wake) et des panneaux solaires (SA) pour une simulation à 0.28 UA. L'angle de déflexion est celui entre les vecteurs vitesse à l'origine et au niveau du détecteur.

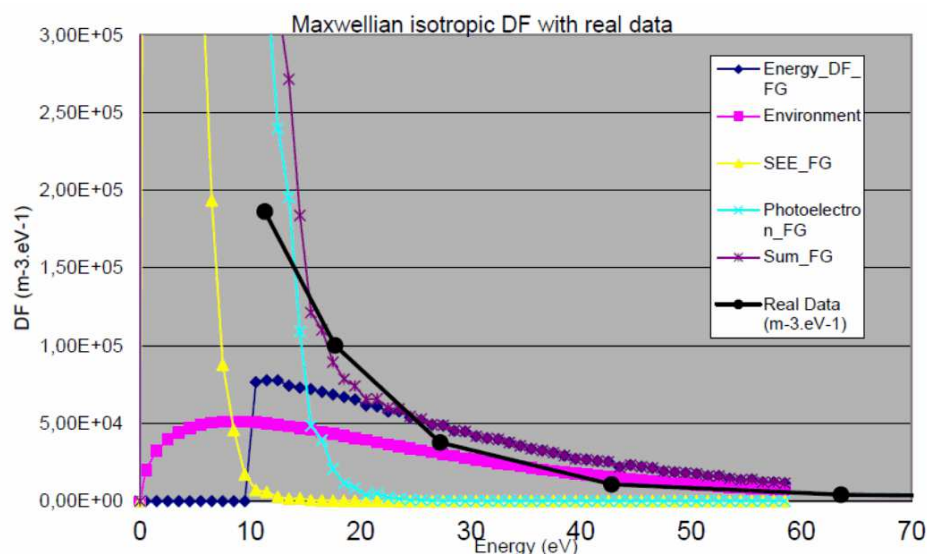


FIGURE 2.35 – Superposition des courbes de densité dans l'espace des phases pour une simulation de mesures par l'instrument LEEA (détecteur électrostatique) de Cluster (différentes contributions en couleur) et pour une mesure réelle (courbe noire) correspondant à une mesure par Cluster 2 le 2009-02-01 à 03 : 00 (les paramètres d'environnement de la simulation correspondent à ceux pour cette date).

Projet scientifique

Sommaire

3.1	Introduction	67
3.2	Plasmas auroraux	67
3.2.1	Modélisation 3D	67
3.2.2	Participation aux futures missions aurorales : Alfvén, Ohmic	68
3.2.3	Analyse de données Juno	70
3.3	Magnétogaines planétaires	70
3.3.1	Asymétrie : analyse conjuguée Cluster-Themis	70
3.3.2	Analyse de données haute résolution MMS	71
3.3.3	Modèles d'écoulement pour les planètes géantes	71
3.4	Interactions plasma-satellites	74
3.4.1	Evolution de SPIS	74
3.4.2	Cadre générique pour les prochaines missions	74
3.5	Activités scientifiques au CDPP	75
3.5.1	Les outils et services scientifiques	75
3.5.2	Le projet IMPEx	75
3.5.3	L'Observatoire Virtuel	77
3.6	Conclusion	79

3.1 Introduction

Comme l'a montré la synthèse scientifique du chapitre précédent, mes activités des quinze années passées ont été marquées par une diversité dans les sujets abordés. Cela est dû à mon parcours depuis le DEA qui m'a fait rencontrer des équipes différentes, mais aussi à un intérêt personnel pour la nouveauté tout en restant dans le cadre général de la modélisation des plasmas naturels. Je présente dans cette partie quelques projets que j'aimerais voir aboutir dans les années futures, par mon implication directe et/ou celle d'étudiants.

3.2 Plasmas auroraux

3.2.1 Modélisation 3D

Si le modèle 2D nous a permis d'obtenir des résultats convaincants et de formuler des prédictions confirmées plus tard par FAST, le passage à la 3D est inévitable. En

effet, les travaux de l'équipe de Nice (T. Passot, P.-L. Sulem) ont montré que les structures de densité filamentaire induisent un comportement "héliçoïdal" des ondes qui ne peut être décrit qu'en 3D [Borgogno et al.(2008)]. D'autres résultats récents obtenus en 3D [Tsiklauri(2012)] (dans un contexte solaire) suggèrent que l'efficacité du processus d'accélération est renforcée. La question non résolue de la stabilité des cavités demande aussi un traitement 3D.

Dans ces travaux, le code suit le formalisme de la MHD Hall pour traiter l'évolution d'ondes d'Alfvén dans des canaux de sur-densité ou sous-densité. Dans ce dernier cas, la propagation d'ondes liée à la filamentation (instabilité transverse qui affecte les ondes d'Alfvén dispersives même de petite amplitude) mènent à la formation de rubans héliçoïdaux pour l'amplitude du champ magnétique, comme sur la Figure 2 de [Borgogno et al.(2008)]. Ces structures complexes développent de petites échelles transverses qui peuvent donner lieu à la dissipation ($k_{\perp}\rho_i \sim 1$).

Cependant, dans l'état actuel, leur code n'inclut pas la dynamique (l'inertie) électronique et nécessite donc des modifications pour être adapté au contexte auroral. En effet la MHD Hall peut être vue comme une description bi-fluide du plasma mais où l'inertie électronique a été négligée. Une première réunion de travail a eu lieu en 2010 (avec T. Passot, P.-L. Sulem, D. Laveder de l'OCA et F. Mottez du LUTH) afin d'initier une collaboration. Les emplois du temps des uns des autres n'ont cependant pas permis jusqu'à maintenant de réaliser le programme de travail établi alors.

Une autre piste serait d'étendre le code EM2DCGE à la 3D. Le code ayant été modernisé ces dernières années (passage du F77 au F90) ce travail devrait être essentiellement technique. Il a été récemment initié par un stagiaire de F. Mottez, mais là encore il faut pouvoir dégager un temps important pour mener ce projet à terme.

3.2.2 Participation aux futures missions aurorales : Alfvén, Ohmic

Ces dernières années, il est devenu peu à peu évident que les questions importantes de la physique aurorale ne pouvaient avancer significativement qu'à (au moins) deux conditions : 1/ l'utilisation d'une instrumentation plasma ultra rapide (sous la seconde) afin de sonder les interactions ondes/particules, et notamment de suivre l'évolution des fonctions de distribution des électrons en interaction avec des structures électriques solitaires (formation des trous d'électrons prédits par les simulations numériques); et 2/ disposer de plusieurs points de mesures simultanées en directions parallèle et transverse au champ magnétique afin, par exemple, de préciser la taille des structures aurorales, de quantifier la dissipation des ondes, ... Récemment, des travaux exploitant cette dernière possibilité ont été réalisés grâce à l'imagerie du satellite japonais Reimi et de simulations inspirées des résultats du satellite Fast [Chaston et al.(2011)]. En résumé, le besoin est de disposer à la fois de la connaissance des grandes et petites échelles tant spatiales que temporelles.

Dans ce cadre, différents concepts de missions ont vu le jour. En Europe, après la proposition Ibiza, c'est au concept de la mission Alfvén que j'ai pu contribuer (appel

à missions M de l'ESA en 2010, [Berthomier et al.(2011)]). Alfvén est une mission à deux satellites avec des instruments plasmas rapides et dont la configuration orbitale permet des mesures simultanées en direction soit perpendiculaire soit parallèle. Aux Etat-Unis, c'est le concept "Ohmic" qui a été proposé, mais malheureusement non retenu, par la NASA. Il était développé par le SwRI et j'étais aussi co-I.

En participant à ces missions, mon but est de poursuivre mes travaux entrepris dans ce domaine afin de répondre aux questions suivantes, ou de préciser nos connaissances :

- Quelle est l'efficacité de l'accélération Alfvénique dans la production d'arcs auroraux de petites échelles ?
- Comment les ondes d'Alfvén se dissipent-elles sur les irrégularités de densité aurorales ?
- et donc comment le flux de Poynting des ondes est-il transformé en énergie lumineuse ?
- Comment les champs électriques parallèles localisés et de grande amplitude se forment-ils et évoluent-ils ?
- Quelle est la structure verticale de la région d'accélération ?
- Peut-on observer la transition entre le processus d'accélération Alfvénique (typiquement observé au début d'un sous-orage) vers une situation quasi-statique (structures accélératrices en doubles couches fortes) ?
- Comment nos connaissances de l'environnement auroral terrestre peuvent-elles être transposées à d'autres objets astrophysiques ?

Les données spatiales uni-dimensionnelles ont montré qu'elles ne pouvaient pas être utilisées pour analyser le bilan énergétique complet du processus d'interaction ondes/particules. En outre, l'efficacité de ce mécanisme dépend fortement de la configuration spatio/temporelle de la cavité. Un concept de mission comme Alfvén pourra établir le rôle précis des inhomogénéités de densité dans la génération des électrons accélérés. Pendant la phase parallèle de la mission, il sera possible de quantifier l'énergie des ondes d'Alfvén qui est dissipée dans ces cavités. Une distance typique inter-satellites allant de quelques 10 km à quelques 100 kilomètres sera nécessaire. Pendant la phase transversale de la mission, lorsque les deux satellites croisent les bords des cavités aurorales à des moments différents, nous développerons une meilleure connaissance de l'évolution temporelle des gradients de densité. L'efficacité du processus dépend fortement de la durée de vie de la cavité qui sera obtenue par les croisements systématiques à différents altitudes, de quelques 1000 km jusqu'à au moins un rayon terrestre, et avec différents retards entre les satellites, de quelques secondes à plusieurs dizaines de secondes. Il sera également possible d'identifier le processus de reformation de la cavité : en effet, j'ai montré dans des travaux de simulation (non-publiés) que de petites cavités secondaires peuvent être ex-cavées lors de la propagation des ondes et pourraient conduire à un renforcement de la dissipation et de l'accélération.

3.2.3 Analyse de données Juno

Comme je l'ai indiqué dans le Chapitre CV j'ai participé au design de l'instrument électron JADE à bord de la mission jovienne Juno (arrivée des données en 2016) dans le cadre de la collaboration avec le laboratoire PI (SwRI ; et P. Louarn, IRAP, associated scientist) ; j'aurai donc accès aux données de cette mission dont un des objectifs scientifiques est spécifiquement l'étude des régions aurorales de Jupiter (l'orbite est telle que ces régions seront traversées de nombreuses fois, voir la Figure 3.1). Je suis fortement intéressé par tester et adapter le modèle développé pour les régions aurorales terrestres dans le cadre de cet environnement fortement magnétisé.

De fait, la forte magnétisation des régions aurorales jovienne ($\omega_{ce}/\omega_{pe} \simeq 5 - 10$) rend ces conditions plus directement comparables à celle de notre modèle qui était un peu "forcé" pour la Terre (contrainte numérique). L'orbite polaire permettra une traversée perpendiculaire aux lignes de champ magnétiques des régions aurorales, et donc la possibilité de traverser d'éventuelles cavités de plasma selon le gradient de densité.

A plus long terme la mission JUICE pourra éventuellement offrir des opportunités d'observations intéressantes à comparer aux données mais l'orbite est nettement moins favorable que dans le cas de Juno.

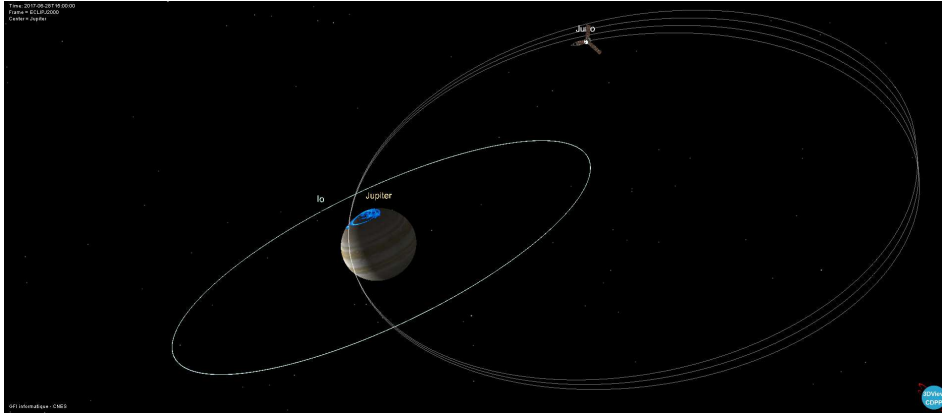


FIGURE 3.1 – Orbits de Juno en Juin 2017 visualisées avec l'outil interactif 3Dview du CDPP.

3.3 Magnétogaines planétaires

3.3.1 Asymétrie : analyse conjuguée Cluster-Themis

Pour le cas terrestre, la multitude de satellites à disposition dans la magnétosphère permet des analyses combinant l'ensemble de ces données. En utilisant à la fois Cluster et Themis, il est notamment possible d'étudier simultanément la réponse des côtés aube et crépuscule de la magnétogaine à un influx donné du vent

solaire. Les questions se portent sur l'asymétrie de la géométrie du choc et des écoulements, et son influence sur la convection des modes miroir. L'asymétrie attendue provient en particulier du rayon de gyration des ions au niveau du choc et a donc une nature cinétique. Ceci a été montré récemment par des simulations hybrides globales pour une magnétosphère réduite, correspondant plus à celle de Mercure [Herčík et al.(2013)].

Un travail de Master 2, auquel j'ai été associé a permis, par une étude de cas et des simulations MHD grande échelle (réalisées au CCMC), de préciser l'asymétrie de la magnétogaine en fonction du nombre de Mach ; cela a donné lieu à un article récent [Lavraud et al.(2013)] qui conclut que la magnétopause est généralement circulaire pour les grands M_A , alors qu'elle est allongée le long de l'IMF pour les faibles M_A . Cet effet a certainement une influence sur l'écoulement dans la magnétogaine et donc un rôle sur l'évolution des modes miroir qui doit être considéré.

Lors du stage de Master 2 (différent du précédent) qui a posé les bases du modèles d'écoulement, nous avons déjà déterminé quelques cas d'étude intéressants (présentant cette conjonction d'observation aube/crépuscule avec Themis et Cluster) en utilisant AMDA. L'étude mérite donc d'être poursuivie avec les objectifs exposés plus haut.

3.3.2 Analyse de données haute résolution MMS

Même si la mission MMS n'est pas spécifiquement conçue pour étudier la magnétogaine, mais plutôt la magnétopause, les brèves incursions dans la magnétogaine permettront certainement d'étudier les structures magnétiques associées au mode miroir (notamment les "trous" près de la magnétopause) grâce à une instrumentation unique. En effet les résolutions temporelles de mesure des électrons et des ions seront de 30 ms et 150 ms respectivement. Il sera alors possible de décrire précisément la dynamique des particules dans les structures miroir ce qui n'a encore été que très peu réalisé, si ce n'est par [Soucek and Escoubet(2011)]. Ces auteurs montrent notamment quelques cas probants illustrant un refroidissement des ions résonnants (ceux à faible vitesse parallèle) et un chauffage des ions piégés aux angles d'attaque intermédiaires. Ces comportements avaient été prédits analytiquement et méritent une analyse plus poussée. D'autre part le rôle des électrons (à travers leur anisotropie), généralement négligé dans l'étude des modes miroir [Masood and Schwartz(2008), Kuznetsov et al.(2012)], pourra être approfondi.

3.3.3 Modèles d'écoulement pour les planètes géantes

Comme je l'ai montré dans le chapitre de synthèse, l'étude statistique de la dynamique de la magnétogaine nécessite l'utilisation d'un modèle d'écoulement. La méthode décrite dans l'article [Génot et al.(2011)] pour le cas terrestre peut être étendue à d'autres planètes ; en effet il est suffisant d'avoir accès à des modèles de frontières. Des modèles de choc et de magnétopause existent pour Jupiter et Saturne, et il est donc possible de construire des modèles de l'écoulement dans la

magnétogaine de ces planètes. Cette approche est facilitée par le fait que la méthode initiée dans [Génot et al.(2011)] a été reprise et simplifiée récemment dans [Soucek and Escoubet(2012)] pour une étude magnétosphérique terrestre (données Cluster et Themis). Dans le cadre du travail post-doctoral de O. Gutynska (co-supervision V. Génot / N. André) un tel modèle a été construit pour l'analyse des données Cassini de la magnétogaine de Saturne [Gutynska et al.(2013)].

Les modèles de [Went et al.(2011)] pour le choc et de [Kanani et al.(2010)] pour la magnétopause ont été utilisés. Ces modèles sont paramétrés par la pression dynamique du vent solaire. En l'absence de moniteur de vent solaire en amont de Saturne la conservation de la pression totale a été utilisée.

Les résultats de cette étude, en cours de validation, montrent que la magnétogaine de Saturne est en moyenne très instable vis-à-vis de l'instabilité miroir, principalement du fait du fort beta (température ionique élevée). En comparaison, la magnétogaine terrestre est dans un état moyen de stabilité marginale.

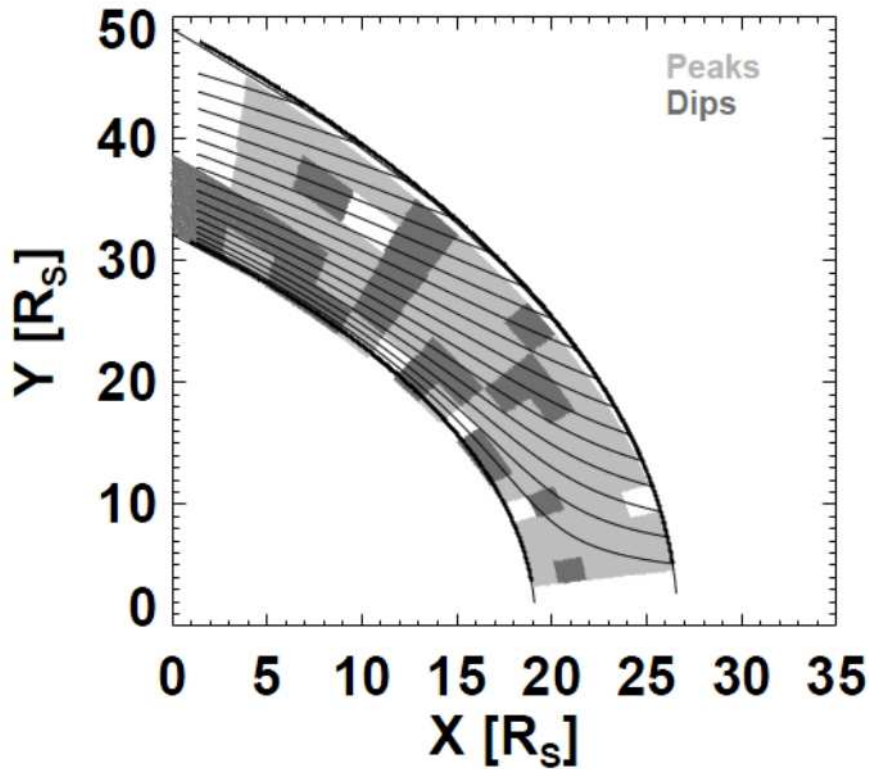


FIGURE 3.2 – Statistique de la localisation des trous et des bosses observés par Cassini dans la magnétogaine de Saturne modélisée par le choc de [Went et al.(2011)], la magnétopause de [Kanani et al.(2010)] et un modèle d'écoulement équivalent à celui pour la Terre [Gutynska et al.(2013)].

L'utilisation du modèle a permis de réaliser un tracé statistique de la localisa-

tion des structures miroir (trous/pics) observées par Cassini (voir Figure 3.2). Le tracé est similaire à la Figure 9 de [Joy et al.(2006)] dans lequel, pour la magnétosphère de Jupiter, les observations de ces structures par diverses sondes (Voyager, Pioneer, Galileo, Ulysses) sont superposées à une magnétogaine modélisée (par un code MHD). Nos résultats préliminaires pour le cas de Saturne montrent un comportement équivalents aux cas terrestres et joviens : les pics sont plutôt répartis près du choc et au centre de la magnétogaine, les trous étant plutôt proches de la magnétopause. Cette étude cependant demande à être affinée et étendue car la statistique n'est pas suffisante dans certaines parties de la magnétogaine.

A partir de la distance au choc obtenue par le modèle, il devient alors possible d'évaluer la taille moyenne des structures miroir selon le modèle récemment proposé par [Hasegawa and Tsurutani (2011)]. Cette étude est en cours mais montre déjà que les structures sont majoritairement de l'ordre de $20\rho_L$ (voir Figure 3.3), une taille comparable avec celles obtenues dans deux autres études de la magnétogaine de Saturne (10-40 ρ_L).

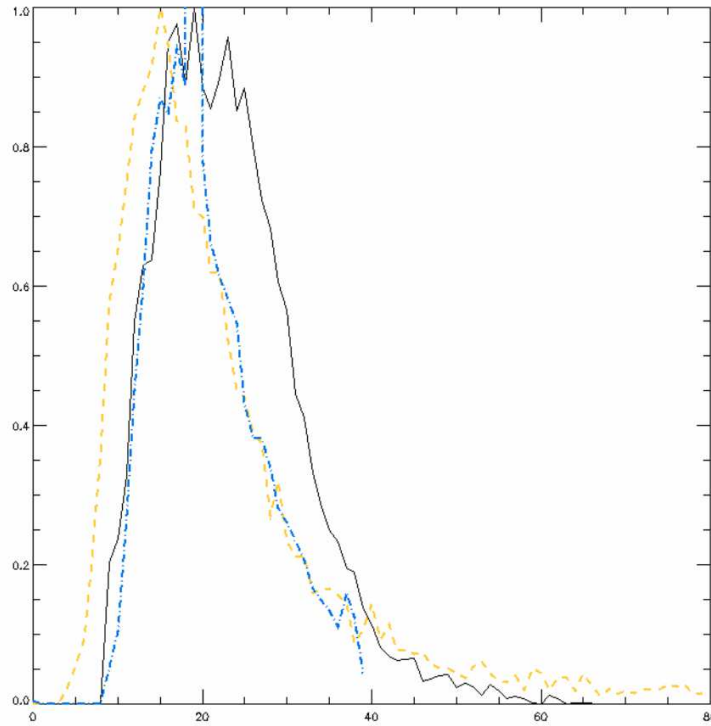


FIGURE 3.3 – Statistique des dimensions des structures miroir observées par Cassini dans la magnétogaine de Saturne (courbe noire). Abscisses : dimension en rayon de Larmor des protons ; ordonnées : fréquence normalisée. Les courbes bleue et jaunes représentent les distributions obtenues par le modèle analytique de [Hasegawa and Tsurutani (2011)] pour deux sets de paramètres (*travail en cours*).

Cette approche pourra être étendue à l'environnement jovien afin de préparer la

mission Juice.

3.4 Interactions plasma-satellites

3.4.1 Evolution de SPIS

Le projet SPIS-Science (Computational tools for spacecraft electrostatic cleanliness and payload) financé par l'ESA verra son aboutissement en 2013, à la fin de la campagne de validation des nouvelles fonctionnalités (notamment celles concernant les détecteurs de particules). Cette version du logiciel est la première qui soit spécifiquement orientée vers la communauté scientifique : plus grande facilité d'utilisation, modélisation des instruments scientifiques, processus physiques enrichis, ... permettant une ré-analyse des résultats de missions passées ou en cours (identification des électrons secondaires contaminants sur Cluster par exemple) et la prévision des niveaux de bruits sur les missions à venir.

Dans le futur, SPIS sera encore amené à évoluer. C'est déjà le cas, par exemple, avec le démarrage récent d'une extension pour les plasmas poussiéreux ("SPIS-Dust"). Dans la mesure du possible je compte participer à ces développements et à la diffusion de l'utilisation de ce logiciel dans la communauté scientifique.

3.4.2 Cadre générique pour les prochaines missions

L'idée, qui était aussi celle de la thèse de S. Guillemant, est de proposer une trame, ou un fil conducteur, pour l'étude des interactions plasma-satellites. Les étapes clés concernent la collecte d'information sur la géométrie, les matériaux et leur conditions d'utilisation (par exemple, la conductivité peut varier avec la température, comme on le voit dans les études sur les panneaux solaires de Solar Orbiter), les connexions électriques entre éléments du satellite, ... En fonction des besoins le niveau de détail appliqué à ces diverses catégories doit aussi être adapté. Un fichier STEP très détaillé produit par l'industrie ne peut pas être directement importé dans SPIS, et en revanche une géométrie sphérique ou cylindrique constitue souvent une approche trop grossière. La modélisation de l'environnement est une autre étape cruciale (choix des fonctions de distribution, orientation du champ magnétique). Enfin les paramètres numériques doivent être adaptés à chaque cas étudié.

Le cas de Solar Orbiter a été un bon cas d'école pour mettre au point cette trame générique qui sera affinée dans le manuscrit de thèse de S. Guillemant. Il serait en effet souhaitable, pour les prochaines missions scientifiques, que de telles simulations numériques globales puissent entrer au plus tôt dans les phases de définition. Les équipes instrumentales ont en effet tout à gagner à intégrer dès que possible les enseignements fournis dans leur conception. D'un point de vue pratique, la thèse a permis de mettre au point les outils et d'exposer leurs potentialités (notamment à travers les deux articles publiés). Je travaille actuellement à un rapprochement vers les équipes les plus concernées (celle de l'instrument "champ électrique" au LESIA et celle de l'instrument "électrons" au MSSL) afin de poursuivre ces travaux en plus

grande interaction. Ceci sera fait en partenariat avec l'ONERA et l'ESA.

3.5 Activités scientifiques au CDP

3.5.1 Les outils et services scientifiques

La réputation du CDP s'est bâtie en partie grâce ses innovations en terme d'outils d'analyse [Jacquey et al.(2010), Génot et al.(2010)]. A l'outil généraliste de visualisation et d'analyse de données AMDA, s'est ajouté par la suite l'outil d'orbographie 3DView (développé initialement par le CNES et étendu dans le cadre d'IMPEX, voir ci-dessous), puis l'outil de propagation (actuellement en développement sur financement CNES par la société GFI, porté scientifiquement par A. Rouillard et B. Lavraud de l'IRAP et dont la "sortie" est prévue pour 2013). D'autres outils thématiques sont en cours de développement ou en projet :

- outil "radio" : en gestation, porté scientifiquement par B. Cecconi (LESIA) ;
- outil "ionosphère" : en phase de prototypage, porté scientifiquement par F. Pitout (IRAP) ;
- outil "formes d'ondes" : en projet, porté scientifiquement par C. Briand (LESIA), principalement pour les missions Wind et Stereo ;
- outil "turbulence" : en projet, porté scientifiquement par O. Alexandrova (LESIA), autour de l'héritage Cluster pour, entre autres, la mission MMS.

Ces outils ont des concepts et des interfaces différents mais ils sont amenés à communiquer entre eux par des moyens interopérables (services web, protocole SAMP de l'IVOA). Le schéma de la Figure 3.4 résumant ces interactions entre les outils existants.

En tant que responsable des outils à valeurs ajoutée du CDP de 2003 à 2012, et aujourd'hui en tant que directeur scientifique, la définition, le développement et la promotion de ces outils scientifiques ont été et resteront centraux dans mes activités (avec une prédilection pour AMDA et 3DView, outils clés d'IMPEX, et en étroite collaboration avec les experts des domaines concernés pour les autres outils).

Le dernier rapport d'activité du CDP développe les actions en cours et à venir dans ce domaine.

3.5.2 Le projet IMPEX

Le projet IMPEX¹ (FP7 "Space call 2009") a démarré en juin 2011 pour une durée de 4 ans. Le coordinateur est M. Kodhachenko (Graz, Autriche) et je suis le responsable scientifique. Le but est de proposer un système interactif d'analyse couplant à la fois des données observationnelles des environnements planétaires ainsi que des résultats de simulation et de modèles à travers des outils.

Ce projet favorise le développement coordonné des outils AMDA et 3DView du CDP et renforce le partenariat au sein de l'IRAP avec l'accompagnement du développement de CLWeb (E. Penou). Les améliorations apportées dans le cadre

1. <http://impex-fp7.oeaw.ac.at/>

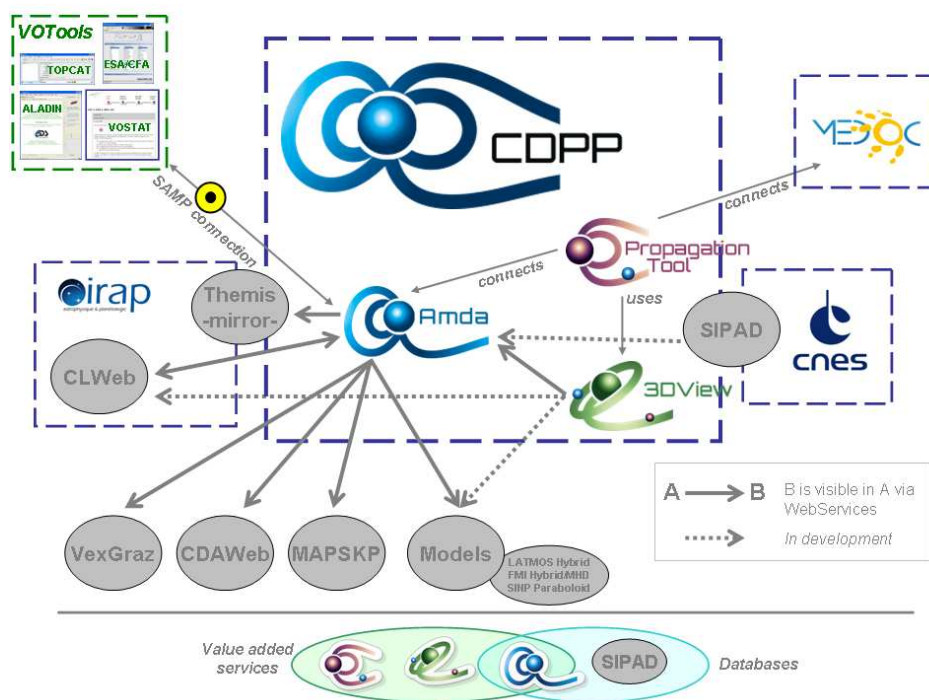


FIGURE 3.4 – Outils et bases de données du CDDP, connexions et relations avec l'Observatoire Virtuel.

d'IMPEX pour une communauté plutôt planétaire seront bien sûr utiles à la communauté plus large de la physique spatiale.

Plusieurs cas scientifiques ont été élaborés et sont disponibles sur le site du projet. Ils concernent notamment l'environnement de Titan, de Vénus et de Mars en mettant l'accent sur la complémentarité entre observations et modèles. La mission martienne MAVEN (Mars Atmosphere and Volatile EvolutioN) sera opérationnelle fin 2014 et pourra donc bénéficier directement des moyens d'analyse développés pour IMPEX. Des campagnes de simulation ont en effet été initiées au LATMOS en préparation et en support aux données et permettront d'analyser ces dernières plus efficacement. Ces simulations seront mises à disposition à travers l'infrastructure d'IMPEX. Les questions clés abordées par cette mission concernent l'étude des processus d'échappement de l'atmosphère martienne notamment ceux liés à l'interaction avec le vent solaire, cadrant tout à fait avec les objectifs d'IMPEX. Des contacts ont d'ors et déjà été pris avec les responsables scientifiques américains de MAVEN pour l'analyse des données à venir.

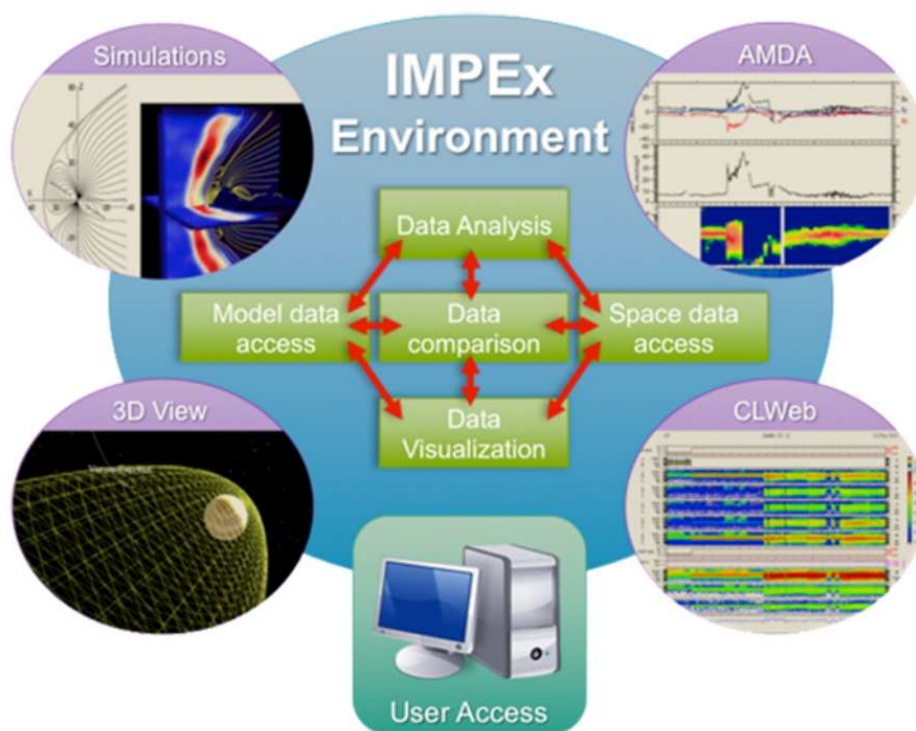


FIGURE 3.5 – Schéma synthétique de l'infrastructure IMPEX.

3.5.3 L'Observatoire Virtuel

Si l'Observatoire Virtuel est un concept né dans le domaine astronomique, il s'est peu à peu diffusé dans d'autres directions. La physique spatiale et la plané-

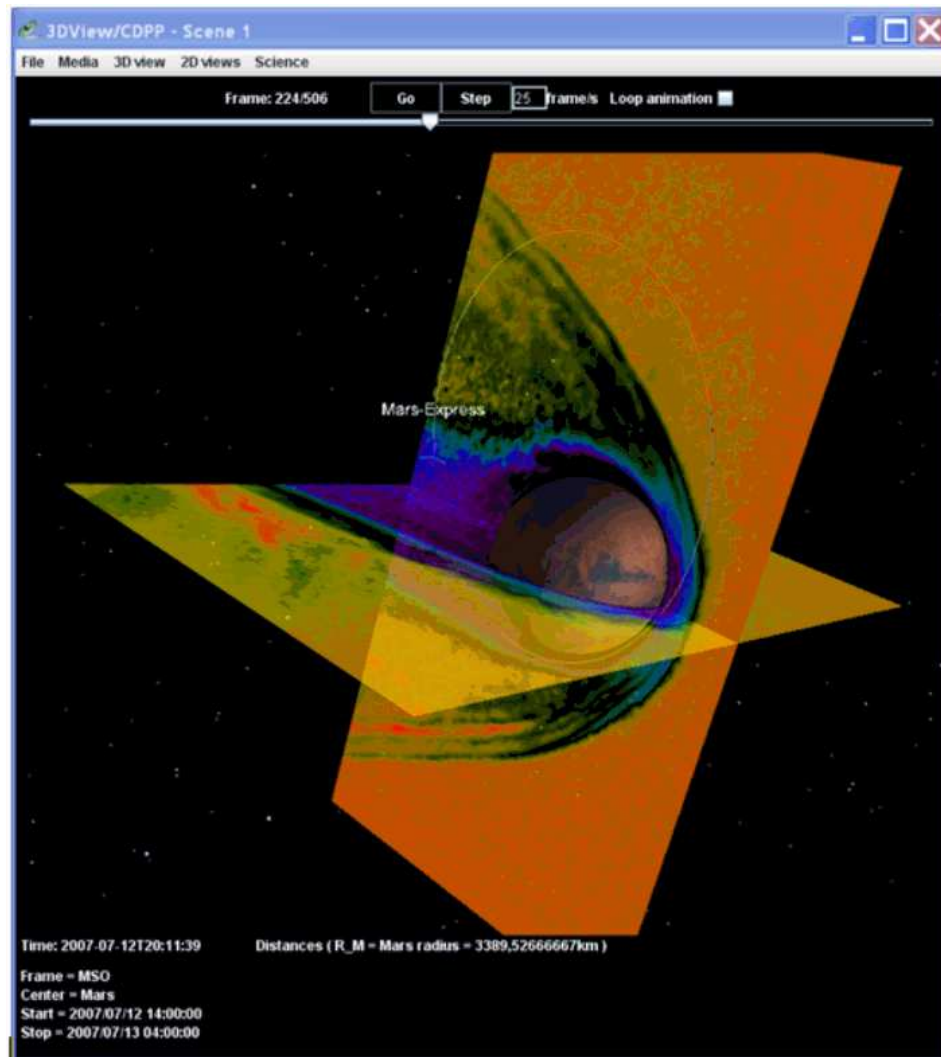


FIGURE 3.6 – Visualisation d’une simulation de l’environnement martien (code hybride du LATMOS) et de la trajectoire du satellite Mars Express avec l’outil 3DView du CDPP.

tologie ont développé, avec retard, certaines spécificités (en terme de modèles de données notamment), mais on assiste aujourd'hui à une convergence technique salubre illustrée par une réutilisation importante des outils de l'IVOA (protocole SAMP, outil Topcat, ...) et une portée plus large des dictionnaires de description des données (pour le projet IMPEx nous avons notamment étendu le modèle SPASE aux résultats de modèles et de simulations MHD/hybrides).

Au delà des aspects techniques, certes chronophages mais nécessaires, le suivi scientifique de l'évolution des standards et protocoles (en discussion dans les instances nationales : ASOV, et internationales : IVOA, SPASE, IPDA, et les centres locaux : VOPDC, OVGSO) est crucial au développement de l'OV. C'est aussi une des activités que je continuerai dans les années à venir avec pour ligne de conduite d'amener les Observatoires Virtuels en physique spatiale, héliophysique et planétologie au niveau de celui en astronomie.

3.6 Conclusion

J'ai abordé la modélisation des plasmas spatiaux par différentes approches : modèles analytiques, simulations numériques lourdes, analyses statistiques ou par une combinaison de ces approches. Dans ces études, le principe général est de dégager un scénario dynamique décrivant la phénoménologie d'un processus donné. Cela donne accès à des prédictions / estimations, qui peuvent être testées par confrontation à des données observationnelles ou provenant d'autres modèles. La généralité des scénarios permet finalement de les appliquer à des environnements planétaires variés.

Dans les années à venir je souhaite vivement continuer ces activités de modélisation sur les trois thèmes abordés dans ces pages, accélération en régions aurorales, modes miroir et interactions plasma / satellites, même si des sujets émergents seront bien sûr les bienvenus. Les opportunités d'analyse apportées par les missions futures comme l'amélioration des moyens de calcul et d'échange de données laissent présager de futurs projets de recherche motivants que j'espère pouvoir faire partager à des étudiants et jeunes collègues.

"5 publications jugées essentielles"

A.1 Alfvén wave interaction with inhomogeneous plasmas : acceleration and energy cascade towards small-scales

Génot V., Louarn P., Mottez F.
Annales Geophysicae 22 (2004) 2081-2096
[http ://dx.doi.org/10.5194/angeo-22-2081-2004](http://dx.doi.org/10.5194/angeo-22-2081-2004)

A.2 Ionospheric erosion by Alfvén waves

Chaston C.C., Génot V., Bonnell J.W., Carlson C.W., McFadden J.P., Ergun R.E., Strangeway R.J., Lund E.J., Hwang K.J.
Journal of Geophysical Research 111 (2006) 03206
[http ://dx.doi.org/10.1029/2005JA011367](http://dx.doi.org/10.1029/2005JA011367)

A.3 Mirror structures above and below the linear instability threshold : Cluster observations, fluid model and hybrid simulations

Génot V., Budnik E., Hellinger P., Passot T., Belmont G., Trávníček P.M., Sulem P.-L., Lucek E., Dandouras I.
Annales Geophysicae 27 (2009) 601-615
[http ://dx.doi.org/10.5194/angeo-27-601-2009](http://dx.doi.org/10.5194/angeo-27-601-2009)

A.4 Timing mirror structures observed by Cluster with a magnetosheath flow model

Génot V., Broussillou L., Budnik E., Hellinger P., Trávníček P.M., Lucek E., Dandouras I.
Annales Geophysicae 29 (2011) 1849-1860
[http ://dx.doi.org/10.5194/angeo-29-1849-2011](http://dx.doi.org/10.5194/angeo-29-1849-2011)

A.5 Solar wind plasma interaction with solar probe plus spacecraft

Guillemant S., Génot V., Matéo-Vélez J.-C., Ergun R., Louarn P.

Annales Geophysicae 30 (2012) 1075-1092

<http://dx.doi.org/10.5194/angeo-30-1075-2012>

Bibliographie

Références sur l'Accélération dans les plasma non-homogènes

- [Bellan & Stasiewicz(1998)] Bellan, P. M., & Stasiewicz, K., Fine-Scale Cavitation of Ionospheric Plasma Caused by Inertial Alfvén Wave Ponderomotive Force, *Physical Review Letters*, Volume 80, Issue 16, April 20, 1998. (Cité en page 24.)
- [Berthomier et al.(2011)] Berthomier, M., et al., Alfvén : magnetosphere-ionosphere connection explorers, *Experimental Astronomy*, <http://dx.doi.org/10.1007/s10686-011-9273-y>, 2011. (Cité en page 69.)
- [Bian and Kontar(2011)] Bian, N. H. and Kontar, E. P., Mar, 2011, Parallel electric field amplification by phase mixing of Alfvén waves. *Astronomy & Astrophysics*, 527, A130+, 10.1051/0004-6361/201015385. (Cité en page 15.)
- [Block and Falthammar(1990)] Block, L. P., and Falthammar, C.-G. (1990), The role of magnetic-field-aligned electric fields in auroral acceleration, *J. Geophys. Res.*, 95 (14), 5877-5888. (Cité en page 14.)
- [Borgogno et al.(2008)] Borgogno, D.; Laveder, D.; Passot, T.; Sulem, C.; Sulem, P. L., Filamentation of dispersive Alfvén waves in density channels : Hall magnetohydrodynamics description, *Phys. of Plasmas*, Volume 15, Issue 6, pp. 062302-062302-12, 2008. (Cité en page 68.)
- [Chaston et al.(2006)] Chaston, C. C., Génot, V., Bonnell, J. W., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Ergun, R. E., Strangeway, R. J., Lund, E. J., and Hwang, K. J. (2006), Ionospheric erosion by Alfvén waves, *J. Geophys. Res.* 111, Issue A3, CiteID A03206. (Cité en pages 17 et 20.)
- [Chaston et al.(2007)] Chaston, C. C., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Ergun, R. E., Strangeway, R. J. (2007), How important are dispersive Alfvén waves for auroral particle acceleration?, *Geophys. Res. Lett.* 34, 7101-+. (Cité en page 14.)
- [Chaston et al.(2011)] Chaston, C. C., K. Seki, T. Sakanoi, K. Asamura, M. Hira-hara, and C. W. Carlson, Cross-scale coupling in the auroral acceleration region, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L20101, doi :10.1029/2011GL049185, 2011. (Cité en page 68.)
- [Génot et al.(1999)] Génot, V., Louarn, P., Le Quéau, D., Oct. 1999. A study of the propagation of Alfvén waves in the auroral density cavities. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 104 (13), 22649-22656. (Cité en page 16.)
- [Génot et al.(2000)] Génot, V., Louarn, P., Mottez, F., (2000), Electron acceleration by Alfvén waves in density cavities. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 105, 27611-27620. (Cité en page 16.)

- [Génot et al.(2001a)] Génot, V., Louarn, P., Mottez, F., (2001), Fast evolving spatial structure of auroral parallel electric fields. *J. Geophys. Res.* 106, 29633-29644. (Cité en page 16.)
- [Génot et al.(2001b)] Génot, V., Mottez, F., Louarn, P., Jan. 2001. Particle Acceleration Linked to Alfvén Wave Propagation on Small Scale Density Gradients. *Physics and Chemistry of the Earth C* 26, 219-222. (Cité en page 16.)
- [Génot et al.(2004)] Génot, V., Louarn, P., Mottez, F., (2004), Alfvén wave interaction with inhomogeneous plasmas : acceleration and energy cascade towards smallscales. *Annales Geophysicae* 6, 2081-2096. (Cité en pages 17, 18 et 19.)
- [Goertz(1984)] Goertz, C. K., Nov. 1984. Kinetic Alfvén waves on auroral field lines. *Planetary and Space Science*, 32 1387-1392. (Cité en page 14.)
- [Heyvaerts and Priest(1983)] Heyvaerts, J. and Priest, E. R., Jan. 1983. Coronal heating by phase-mixed shear Alfvén waves. *Astronomy and Astrophysics* 117, 220-234. (Cité en page 15.)
- [Hilgers et al.(1992)] Hilgers, A., Holback, B., Holmgren, G., Bostrom, R., Jun. 1992. Probe measurements of low plasma densities with applications to the auroral acceleration region and auroral kilometric radiation sources. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 97 (16), 8631-8641. (Cité en page 15.)
- [Hultqvist et al.(1988)] Hultqvist, B., Lundin, R., Stasiewicz, K., Block, L., Lindqvist, P., Sep. 1988. Simultaneous observation of upward moving field-aligned energetic electrons and ions on auroral zone field lines. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 93, 9765-9776. (Cité en page 14.)
- [Kletzing et al.(1994)] Kletzing, C. A., Jun. 1994. Electron acceleration by kinetic Alfvén waves. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 99, 11095-11104. (Cité en page 14.)
- [Louarn et al.(1994)] Louarn, P., Wahlund, J. E., Chust, T., de Feraudy, H., Roux, A., Holback, B., Dovner, P. O., Eriksson, A. I., Holmgren, G., 1994. Observation of kinetic Alfvén waves by the Freja spacecraft. *Geophys. Res. Lett.* 21, 1847-+. (Cité en page 15.)
- [Lundin et al.(1994)] Lundin, R., L. Eliasson, G. Haerendel, M. Boehm, and B. Holback, Large scale auroral plasma density cavities observed by Freja, *Geophys. Res. Lett.*, doi :10.1029/94GL00888, 1994. (Cité en page 15.)
- [Lysak et al.(1996)] Lysak, R. L., and Lotko, W., On the kinetic dispersion relation for shear Alfvén waves. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 101, 1996. (Cité en page 14.)
- [Mottez(2008)] Mottez, F., Mar. 2008. A guiding centre direct implicit scheme for magnetized plasma simulations. *Journal of Computational Physics* 227, 3260-3281. (Cité en page 16.)
- [Mottez et al.(1998)] Mottez, F., Adam, J. C., Heron, A., Oct. 1998. A new guiding centre PIC scheme for electromagnetic highly magnetized plasma simulation. *Computer Physics Communications* 113, 109-130. (Cité en page 16.)

- [Mottez and Génot(2011)] Mottez, F., and V. Génot, Electron acceleration by an Alfvénic pulse propagating in an auroral plasma cavity, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 116, A00K15, 2011. (Cité en page 17.)
- [Roux et al.(1993)] Roux, A. ; Hilgers, A. ; de Féraudy, H. ; Le Quéau, D. ; Louarn, P. ; Perraut, S. ; Bahnsen, A. ; Jespersen, M. ; Ungstrup, E. ; André, M., Auroral kilometric radiation sources - In situ and remote observations from Viking, *J. Geophys. Res.*, vol. 98, A7, 1993. (Cité en page 15.)
- [Tsiklauri and Haruki(2008)] Tsiklauri, D., and Haruki, T., Physics of collisionless phase mixing, *Physics of Plasmas*, 15, 2008. (Cité en page 15.)
- [Tsiklauri(2012)] Tsiklauri, D., Three dimensional particle-in-cell simulation of particle acceleration by circularly polarised inertial Alfvén waves in a transversely inhomogeneous plasma, *Phys. Plasmas*, Volume 19, Issue 8, pp. 082903-082903-10, 2012. (Cité en page 68.)

Référence sur la Physique de l'instabilité miroir

- [André et al.(2002)] André N., G. Erdős, and M. Dougherty, Overview of mirror mode fluctuations in the jovian dusk magnetosheath : Cassini magnetometer observations, *Geophys. Res. Lett.*, 29 (20), 1980, doi :10.1029/2002GL015187, 2002. (Cité en page 21.)
- [Balogh et al.(2001)] Balogh, A., et al. The Cluster Magnetic Field Investigation : overview of in-flight performance and initial results, *Ann. Geophys.*, 19, 1207, 2001. (Cité en page 25.)
- [Bavassano Cattaneo et al.(1998)] Bavassano Cattaneo, M. B., C. Basile, G. Moreno, and J. D. Richardson, Evolution of mirror structures in the magnetosheath of Saturn from the bow shock to the magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 103, 11,961-11,972, 1998. (Cité en pages 21, 24 et 27.)
- [Burlaga et al.(2006)] Burlaga L. F., N. F. Ness, M. H. Acuña (2006), Trains of magnetic holes and magnetic humps in the heliosheath, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L21106, doi :10.1029/2006GL027276. (Cité en pages 21 et 38.)
- [Burlaga et al.(2007)] Burlaga L. F., N. F. Ness, M. H. Acuna (2007), Linear magnetic holes in a unipolar region of the heliosheath observed by Voyager 1, *J. Geophys. Res.*, 112, A07106, doi :10.1029/2007JA012292. (Cité en page 21.)
- [Chisham et al.(1999)] Chisham, G., S. J. Schwartz, M. A. Balikhin, M. W. Dunlop, AMPTE observations of mirror mode waves in the magnetosheath : Wavevector determination, *J. Geophys. Res.*, 104(A1), 437-448, 10.1029/1998JA900044, 1999. (Cité en page 21.)
- [Denton et al.(1995)] Denton, R. E., S. P. Gary, B. J. Anderson, J. W. LaBelle, M. Lessard, Low-frequency fluctuations in the magnetosheath near the magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 100(A4), 5665-5680, 10.1029/94JA03024, 1995. (Cité en page 21.)

- [Erdös and Balogh(1996)] Erdös, G., and A. Balogh, Statistical properties of mirror mode structures observed by Ulysses in the magnetosheath of Jupiter, *J. Geophys. Res.*, *101*, 1Ü12, 1996. (Cité en pages 21 et 24.)
- [Fazakerley and Southwood(1994)] Fazakerley, A. N., and D. J. Southwood, Mirror instability in the magnetosheath, *Advances in Space Research*, *14*, 7, 65, 1994. (Cité en page 21.)
- [G not et al.(2001)] G not, V., S. J. Schwartz, C. Mazelle, M. Balikhin, M. Dunlop, T. M. Bauer, Kinetic study of the mirror mode, *J. Geophys. Res.*, *106*(A10), 21611-21622, 10.1029/2000JA000457, 2001. (Cité en page 23.)
- [G not(2008)] G not, V., Mirror and firehose instabilities in the heliosheath, *The Astrophysical Journal*, *687*, L119-L122, 2008. (Cité en page 38.)
- [G not et al.(2009a)] G not, V., Budnik, E., Hellinger, P., Passot, T., Belmont, G., Tr vnick k, P. M., Sulem, P.-L., Lucek, E., and Dandouras, I., Mirror structures above and below the linear instability threshold : Cluster observations, fluid model and hybrid simulations, *Annales Geophysicae*, Volume 27, Issue 2, pp.601-615, 2009. (Cité en pages 26 et 43.)
- [G not et al.(2009b)] G not, V., E. Budnik, C. Jacqu y, I. Dandouras, and E. Lucek, Mirror modes observed with Cluster in the Earth's magnetosheath : statistical study and IMF/solar wind dependence, *Advances in Geosciences*, Volume 14 : Solar Terrestrial (ST). Edited by Mark Duldig. Singapore : World Scientific, p.263, 2009. (Cité en pages 26, 40 et 41.)
- [G not(2009c)] G not, V., Analytical solutions for anisotropic MHD shocks, *Astrophysics and Space Sciences Transactions*, Vol. 5, Issue 1, pp.31-34, 2009. (Cité en page 40.)
- [G not et al.(2011)] G not, V.; Broussillou, L.; Budnik, E.; Hellinger, P.; Tr vnick k, P. M.; Lucek, E.; Dandouras, I., Timing mirror structures observed by Cluster with a magnetosheath flow model, *Annales Geophysicae*, Vol. 29, Issue 10, 2011, 2011. (Cité en pages 32, 43, 71 et 72.)
- [Gutynska et al.(2013)] Gutynska, O, V. G not, N. André, Mirror mode dynamics in Saturn magnetosheath, *in preparation*. (Cité en pages 21 et 72.)
- [Hall(1979)] Hall, A. N., Finite ion Larmor radius modifications to the firehose and mirror instabilities, *J. Plasma Phys.*, *21*, 431-443, 1979. (Cité en page 22.)
- [Hasegawa(1969)] Hasegawa, A., Drift mirror instability of the magnetosphere, *Phys. Fluids*, *12*, 1969. (Cité en page 22.)
- [Hasegawa and Tsurutani (2011)] Hasegawa, A. and B. T. Tsurutani, Mirror Mode Expansion in Planetary Magnetosheaths : Bohm-like Diffusion, *Phys. Rev. Lett.*, *107*, 24, doi :10.1103/PhysRevLett.107.245005, 2011. (Cité en page 73.)
- [Hellinger and Tr vnick k(2005)] Hellinger P., P. Tr vnick k (2005), Magnetosheath compression : Role of characteristic compression time, alpha particle abundance, and alpha/proton relative velocity, *J. Geophys. Res.*, *110*, A04210, doi :10.1029/2004JA010687. (Cité en page 27.)

- [Hellinger(2007)] Hellinger P., Comment on the linear mirror instability near the threshold, *Phys. Plasmas*, 14, 8, 2007. (Cité en page 22.)
- [Herčík et al.(2013)] Herčík, D. ; Trávníček, P. M. ; Johnson, J. R. ; Kim, E.-H. ; Hellinger, P., Mirror mode structures in the Hermean magnetosheath : Hybrid simulations, *J. Geophys. Research : Space Physics*, 118, Issue 1, 2013. (Cité en pages 21, 41 et 71.)
- [Joy et al.(2006)] Joy, S. P., Kivelson, M. G., Walker, R. J., Khurana, K. K., Russell, C. T., and Paterson, W. R., Mirror mode structures in the Jovian magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, 111, 2006. (Cité en pages 21, 25, 27, 28 et 73.)
- [Kanani et al.(2010)] Kanani, S. J., Arridge, C. S., Jones, G. H., et al., A new form of Saturn's magnetopause using a dynamic pressure balance model, based on in situ, multi-instrument Cassini measurements, *J. Geophys. Res.*, 115, A06207, doi :10.1029/2009JA014262, 2010. (Cité en page 72.)
- [Kaufmann et al.(1970)] Kaufmann, R. L., J.-T. Horng, and A. Wolfe, Large-amplitude hydromagnetic waves in the inner magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, 75(25), 4666-4676, 1970. (Cité en page 21.)
- [Kivelson and Southwood(1996)] Kivelson, M., and D. Southwood, Mirror instability II : The mechanism of non-linear saturation, *J. Geophys. Res.*, 101, 17,365-17,371, 1996. (Cité en page 22.)
- [Kobel and Flückiger(1994)] Kobel, E., and E. O. Flückiger, A model of the steady state magnetic field in the magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, 99, 23,617-23,622, 1994. (Cité en pages 33 et 34.)
- [Kuznetsov et al.(2007)] Kuznetsov, E. A., T. Passot, and P. L. Sulem (2007a), Dynamical model for nonlinear mirror modes near threshold, *Phys. Rev. Lett.*, 98, 235,003. (Cité en page 32.)
- [Kuznetsov et al.(2012)] Kuznetsov, E. A. ; Passot, T. ; Sulem, P. L., On the mirror instability in the presence of electron temperature anisotropy, *Phys. Plasmas*, Vol. 19, Issue 9, 2012. (Cité en page 71.)
- [Lavraud et al.(2013)] Lavraud, B. ; Larroque, E. ; Budnik, E. ; Génot, V. ; Borovsky, J. E. ; Dunlop, M. W. ; Foullon, C. ; Hasegawa, H. ; Jacquety, C. ; Nykyri, K. ; Ruffenach, A. ; Taylor, M. G. G. T. ; Dandouras, I. ; Rème, H., Asymmetry of magnetosheath flows and magnetopause shape during low Alfvén Mach number solar wind, *J. Geophys. Res.*, Vol. 118, Issue 3, 2013. (Cité en page 71.)
- [Leckband et al.(1995)] Leckband, J. A. ; Burgess, D. ; Pantellini, F. G. E. ; Schwartz, S. J., Ion distributions associated with mirror waves in the Earth's magnetosheath, *Advances in Space Research*, 15, 8-9, 345, 1995. (Cité en page 24.)
- [Liu et al.(2006)] Liu, Y. ; Richardson, J. D. ; Belcher, J. W. ; Kasper, J. C. ; Skoug, R. M., Plasma depletion and mirror waves ahead of interplanetary coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 111, 2006. (Cité en pages 21 et 38.)
- [Liu et al.(2007)] Liu, Y. ; Richardson, J. D. ; Belcher, J. W. ; Kasper, J. C., Temperature Anisotropy in a Shocked Plasma : Mirror-Mode Instabilities in the Heliosheath, *The Astrophysical Journal*, Volume 659, Issue 1, 2007. (Cité en page 38.)

- [Lucek et al.(1999)] Lucek, E. A. ; Dunlop, M. W. ; Balogh, A. ; Cargill, P. ; Baumjohann, W. ; Georgescu, E. ; Haerendel, G. ; Fornacon, K.-H., Identification of magnetosheath mirror modes in Equator-S magnetic field data, *Ann. Geophys.*, 17, 12, 1999. (Cité en pages 21 et 24.)
- [Lucek et al.(2001)] Lucek, E. A., Dunlop, M. W., Horbury, T. S., Balogh, A., Brown, P., Cargill, P., Carr, C., Fornacon, K.-H., Georgescu, E., and Oddy, T., Cluster magnetic field observations in the magnetosheath : four-point measurements of mirror structures, *Ann. Geophys.*, 19, 10, 1421, 2001. (Cité en page 21.)
- [Masood and Schwartz(2008)] Masood, W., and S. J. Schwartz (2008), Observations of the development of electron temperature anisotropies in Earth's magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, 113, A01216, doi :10.1029/2007JA012715. (Cité en page 71.)
- [Passot et al.(2006)] Passot T., V. Ruban, P. L. Sulem (2006), Fluid description of trains of stationary mirror structures in a magnetized plasma, *Phys. Plasmas*, 13, 102310. (Cité en pages 27 et 32.)
- [Pokhotelov et al.(2000)] Pokhotelov, O. A., M. A. Balikhin, H. St. C. K. Alleyne, and O. G. Onishchenko (2000), Mirror instability with finite electron temperature effects, *J. Geophys. Res.*, 105, 2393. (Cité en page 22.)
- [Pokhotelov et al.(2002)] Pokhotelov, O. A., R. A. Treumann, R. Z. Sagdeev, M. A. Balikhin, O. G. Onishchenko, V. P. Pavlenko, and I. Sandberg (2002), Linear theory of the mirror instability in non-Maxwellian space plasmas, *J. Geophys. Res.*, 107(A10), 1312, doi :10.1029/2001JA009125. (Cité en page 22.)
- [R me et al.(2001)] R me, H. et al., First multispacecraft ion measurements in and near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment, *Ann. Geophys.*, 19, 10, 1303-1354, 2001. (Cité en page 25.)
- [R nnmark(1982)] R nnmark, K., WHAMP : Waves in Homogeneous, Anisotropic Multicomponent Plasmas, *Rep. 179*, Kiruna Geophys. Inst., Kiruna, Sweden, 1982. (Cité en page 23.)
- [Russell et al.(1987)] Russell, C. T., W. Riedler, K. Schwingenschuh, and Y. Yeroshenko, Mirror instability in the magnetosphere of Comet Halley, *Geophys. Res. Lett.*, 14, 1987. (Cité en page 21.)
- [Schekochihin et al.(2010)] Schekochihin, A. A. ; Cowley, S. C. ; Rincon, F. ; Rosin, M. S., Magnetofluid dynamics of magnetized cosmic plasma : firehose and gyrothermal instabilities, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 405, Issue 1, 2010. (Cité en page 21.)
- [Shue et al.(1997)] Shue, J.-H., Chao, J. K., Fu, H. C., Russell, C. T., Song, P., Khurana, K. K., and Singer, H. J., A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape, *J. Geophys. Res.*, 102, 5, 9497, 1997. (Cité en pages 25 et 33.)
- [Soucek and Escoubet(2011)] Soucek, J., and C. P. Escoubet, Cluster observations of trapped ions interacting with magnetosheath mirror modes, *Annales Geophysicae*, Vol. 29, Issue 6, 2011, pp.1049-1060 (Cité en pages 22 et 71.)

- [Soucek and Escoubet(2012)] Predictive model of magnetosheath plasma flow and its validation against Cluster and THEMIS data, *Annales Geophysicae*, Vol. 30, Issue 6, 2012, pp.973-982 (Cité en page 72.)
- [Southwood and Kivelson(1993)] Southwood, D., and M. Kivelson, Mirror instability I : Physical mechanism of linear instability, *J. Geophys. Res.*, 98, 9181-9187, 1993. (Cité en page 22.)
- [Spreiter et al.(1966)] Spreiter, J. R., A. L. Summers, and A. Y. Alksne, Hydro-magnetic flow around the magnetosphere, *Planetary and Space Science*, Vol. 14, p.223, 1966. (Cité en page 33.)
- [Stasiewicz(2004a)] Stasiewicz, K., Reinterpretation of mirror modes as trains of slow magnetosonic solitons, *Geophys. Res. Lett.*, 31 (21), doi :10.1029/2004GL021282, 2004a. (Cité en page 24.)
- [Stasiewicz(2004b)] Stasiewicz, K., Theory and observations of slow-mode solitons in space plasmas, *Phys. Rev. Lett.*, 93(12), 125004, 2004b. (Cité en page 24.)
- [Tajiri(1967)] Tajiri, M., Propagation of hydromagnetic waves in collisionless plasma, 2, Kinetic approach, *J. Phys. Soc. Jpn*, 22, 1482, 1967. (Cité en page 22.)
- [Thompson(1964)] Thompson, W. B., An introduction to plasma physics, (second revised impression), p216, Pergamon, New York, 1964 (Cité en page 22.)
- [Tr avn icek et al.(2007)] Tr avn icek, P., P. Hellinger, M. G. G. T. Taylor, C. P. Escoubet, I. Dandouras, and E. Lucek (2007), Magnetosheath plasma expansion : hybrid simulations, *Geophys. Res. Lett.*, 34 (15), doi :10.1029/2007GL029728, 2007. (Cité en page 27.)
- [Tsurutani et al.(1995)] Tsurutani, B. T. ; Ho, C. M. ; Arballo, J. K. ; Goldstein, B. E. ; Balogh, A., Large amplitude IMF fluctuations in corotating interaction regions : Ulysses at midlatitudes, *Geophys. Res. Lett.*, 22, Issue 23, 1995. (Cité en page 45.)
- [Verigin et al.(2006)] Verigin, M.I., M. T atrallyay, G. Erd os and G.A. Kotova, Magnetosheath-Interplanetary medium reference frame : Application for a statistical study of mirror type waves in the terrestrial plasma environment, *Adv. Space Res.*, 37, 515, 2006. (Cité en pages 25, 26 et 33.)
- [Violante et al.(1995)] Violante, L., Cattaneo, M. B. Bavassano, Moreno, G., and Richardson, J. D., Observations of mirror waves and plasma depletion layer upstream of Saturn's magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 100, no. A7, p. 12,047-12,055, 1995. (Cité en page 24.)
- [Volwerk et al.(2008)] Volwerk, M. ; Zhang, T. L. ; Delva, M. ; V or os, Z. ; Baumjohann, W. ; Glassmeier, K.-H., Mirror-mode-like structures in Venus' induced magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 113, Issue 15, CiteID E00B16, 2008. (Cité en page 21.)
- [Went et al.(2011)] Went, D. R., Hospodarsky, G. B., Masters, A., Hansen, K. C., and Dougherty, M. K., A new semiempirical model of Saturn's bow shock based on propagated solar wind parameters, *J. Geophys. Res.*, 116, A07202, doi :10.1029/2010JA016349, 2011. (Cité en page 72.)

Référence sur les Interactions plasma-satellites

- [Ergun et al.(2010)] Ergun, R. E., Malaspina, D. M., Bale, S. D., McFadden, J. P., Larson, D. E., Mozer, F. S., Meyer-Vernet, N., Maksimovic, M., Kellogg, P. J., and Wygant, J. R. : Spacecraft charging and ion wake formation in the near-Sun environment, *Phys. Plasmas*, 17, 1134–1150, 2010. (Cité en pages 59 et 62.)
- [Garrett(1981)] Garrett, H. B., The charging of spacecraft surfaces, *Rev. Geophys.*, 19(4), 577–616, doi :10.1029/RG019i004p00577, 1981 (Cité en page 47.)
- [Garrett and Whittlesey(2012)] Garrett, H. B., & A. C. Whittlesey, Guide to Mitigating Spacecraft Charging Effects, *John Wiley & Sons*, 2012. (Cité en page 47.)
- [Geach et al.(2005)] Geach, J. ; Schwartz, S. J. ; Génot, V. ; Moullard, O. ; Lahiff, A. ; Fazakerley, A. N., A corrector for spacecraft calculated electron moments, *Annales Geophysicae*, 23, 931, 2005. (Cité en page 48.)
- [Génot and Schwartz(2004)] Génot, V. and S. J. Schwartz, Spacecraft potential effects on electron moments derived from a perfect plasma detector, *Annales Geophysicae*, 22, 2073, 2004. (Cité en pages 47 et 48.)
- [Grard(1973)] Grard, R. L., Properties of the satellite photoelectron sheath derived from photoemission laboratory measurements, *J. Geophys. Res.*, Vol. 78, Issue 16, 1973. (Cité en page 60.)
- [Guernsey and Fu(1970)] Guernsey, R. L and Fu, J. H. M., *J. Geophys. Res.*, 75, 3193, doi :10.1029/JA075i016p03193, 1970. (Cité en page 53.)
- [Guillemant et al.(2012)] Guillemant, S., Génot, V., Matéo-Vélez, J.-C., Ergun, R. E., Louarn, P., Solar Wind Plasma Interaction with Solar Probe Plus Spacecraft, *Annales Geophysicae*, Volume 30, Issue 7, 2012. (Cité en pages 59, 60, 61 et 62.)
- [Guillemant et al.(2013)] Guillemant, S., Génot, V., Matéo-Vélez, J.-C., Sarraïlh, P., Hilgers, A., Louarn, P., Scientific spacecraft cleanliness : influence of heliocentric distance, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Volume :PP, Issue : 99, 2013. (Cité en pages 60 et 63.)
- [SPIS-Science : Validation Test Report] Guillemant, S., et al. (IRAP & ONERA), Computational tools for spacecraft electrostatic cleanliness and payload accommodation analysis : SPIS-Science, Validation Test Report (VTR), 2013. (Cité en page 64.)
- [Hastings and Garrett(2004)] Hastings, D., & H. Garrett, Spacecraft-Environment Interactions, *Cambridge University Press*, 2004. (Cité en page 47.)
- [Hilgers et al.(2006)] Hilgers, A., Thiébault, B., Estublier, D., Gengembre, E., Gonzalez, J., Tajmar, M., Roussel, J.-F., and Forest, J., A simple model of SMART-1 electrostatic potential variation, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol 34, No5, pp 2159-2165, DOI 10.1109/TPS.2006.883405, 2006. (Cité en page 58.)
- [Hilgers et al.(2008)] Hilgers, A., Clucas, S., Thiébault, B., Roussel, J.-F., Matéo-Vélez, J.-C., Forest, J., and Rodgers, D., Modelling of Plasma Probe Interactions With a PIC Code Using an Unstructured Mesh, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol

- 36, No5 Part2, pp 2319-2323 ; DOI : 10.1109/TPS.2008.2003360, 2008. (Cité en page 58.)
- [Matéo-Vélez et al.(2008)] Matéo-Vélez J.-C., Roussel J.-F., Sarrailh D., Boulay F., Inguimbert V. and Payan D. , Ground Plasma Tank Modeling and Comparison to Measurements, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol 36, N 5, 2008. (Cité en page 58.)
- [Matéo-Vélez et al.(2012a)] Matéo-Vélez J.-C., Roussel J.-F., Inguimbert V., Cho M., Saito K., Payan D., SPIS and MUSCAT software comparison on LEO-like environment, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 40, no. 2, pp. 177- 182, Feb. 2012. (Cité en page 58.)
- [Matéo-Vélez et al.(2012b)] Matéo-Vélez, J.-C., Sarrailh, P., Thiebault, B., Forest, J., Hilgers, A., Roussel, J.-F., Dufour, G., Rivière, B., Génot, V., Guillemant, S., Eriksson, A., Cully, C., Rodgers, D., SPIS Science : modelling spacecraft cleanliness for low-energy plasma measurement, in : *Proceedings of 12th Spacecraft Charging Technology Conference*, Kitakyushu, Japan, 14-18 May 2012. (Cité en page 58.)
- [Roussel et al.(2008a)] Roussel J.-F., Rogier F., Dufour G., Mateo-Velez J.-C., Forest J., Hilgers A., Rodgers D., Girard L. and Payan D., SPIS Open Source Code : Methods, Capabilities, Achievements and Prospects, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol 36, N 5, 2008. (Cité en page 58.)
- [Roussel et al.(2008b)] Roussel J.-F., Tondou T., Matéo-Vélez J.-C., Chesta E., DŔEscrivan S., and Perraud L., Modeling of FEEP Electric Propulsion Plume Effects on Microscope Spacecraft, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol 36, N 5, 2008. (Cité en page 58.)
- [Roussel et al.(2010)] Roussel J.-F., Dufour G., Matéo-Vélez J.-C., Thiébault B., Andersson B., Rodgers D., Hilgers A., Payan D., SPIS multi time scale and multi physics capabilities : development and application to GEO charging and flashover modeling, to be published in *IEEE Trans. on Plasma Sci.*. (Cité en page 58.)
- [Salem et al.(2001)] Salem, C., Bosqued, J.-M., Larson, D. E., Mangeney, A., Maksimovic, M., Perche, C. , Lin, R. P., and Bougeret, J.-L., Determination of accurate solar wind electron parameters using particle detectors and radio wave receivers, *J. Geophys. Res.*, 106, 10, 2001. (Cité en page 47.)
- [Sarrailh et al.(2010)] Sarrailh P., Matéo-Vélez J.-C., Roussel J.-F., Dirassen B., Forest J., Thiébault B., Rodgers D., Hilgers A., Comparison of numerical and experimental investigations on the ESD onset in the Inverted Potential Gradient situation in GEO, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 40, no. 2, pp. 368-379, Feb. 2010. (Cité en page 58.)
- [Scime et al.(1994)] Scime, E. E., Phillips, J. L., and Barne, S. J. : Effects of spacecraft potential on three-dimensional electron measurements in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 99, 8, 14 769, 1994. (Cité en page 53.)
- [Song et al.(1997)] Song, P., X. X. Zhang, and G. Paschmann, Uncertainties in plasma measurements : Effect of lower cutoff energy and spacecraft charge, *Planet. Space Sci.*, 45, 2, 255, 1997. (Cité en page 47.)

- [Thiébaud et al.(2004)] Thiébaud, B., Hilgers, A., Sasot, E., Laakso, H., Escoubet, C. P., Génot, V., and Forest, J., Potential barrier in the electrostatic sheath around a magnetospheric spacecraft, *J. Geophys. Res.*, Volume 109, A12207, doi :10.1029/2004JA010398, 2004. (Cité en pages 53, 55, 56, 59 et 63.)
- [Whipple(1976)] Whipple Jr., E. C. : Theory of spherically symmetric photoelectron sheath : a thick sheath approximation and comparison with the ATS 6 observation of a potential barrier, *J. Geophys. Res.*, 81, 6015-607, 1976. (Cité en page 53.)
- [Zhao et al.(1996)] Zhao, H., Schmidt, R., Escoubet, C. P., Torkar, K., and Riedler, W. : Self-consistent determination of the electrostatic potential barrier due to the photoelectron sheath near a spacecraft, *J. Geophys. Res.*, 101, 15653-15659, 1996. (Cité en page 53.)

Référence sur l'Animation scientifique au CDP

- [Génot et al.(2010)] Génot, V. ; Jacquy, C. ; Bouchemit, M. ; Gangloff, M. ; Fedorov, A. ; Lavraud, B. ; André, N. ; Broussillou, L. ; Harvey, C. ; Pallier, E. ; Penou, E. ; Budnik, E. ; Hitier, R. ; Cecconi, B. ; Dériot, F. ; Heulet, D. ; Pinçon, J.-L., Space Weather applications with CDP/AMDA, *Advances in Space Research*, Volume 45, Issue 9, p. 1145-1155, 2010. (Cité en page 75.)
- [Jacquy et al.(2010)] Jacquy, C. ; Génot, V. ; Budnik, E. ; Hitier, R. ; Bouchemit, M. ; Gangloff, M. ; Fedorov, A. ; Cecconi, B. ; André, N. ; Lavraud, B. ; Harvey, C. ; Dériot, F. ; Heulet, D. ; Pallier, E. ; Penou, E. ; Pinçon, J. L., AMDA, Automated Multi-Dataset Analysis : A Web-Based Service Provided by the CDP, *The Cluster Active Archive, Studying the Earth's Space Plasma Environment*. Edited by H. Laakso, M.G.T.T. Taylor, and C. P. Escoubet. Astrophysics and Space Science Proceedings, Berlin : Springer, 2010, p.239-247, 2010. (Cité en page 75.)

La liste complète des publications scientifiques utilisant les outils du CDP est disponible sur le site du CDP [http ://cdp.eu/](http://cdp.eu/)

