

Analyse du bang sonique émis par la météorite de Carancas

Martin Henneon, Olaf Gainville

CEA/DAM/DIF
91297 Arpajon
France
E-mail : olaf.gainville@cea.fr

Martin Henneon, Jean Varnier

ONERA
29, avenue de la division Leclerc
BP 72
92322 Châtillon
France

François Coulouvrat

Institut Jean Le Rond d'Alembert
UPMC UMR CNRS 7190
4, place Jussieu
75005 Paris
France

Résumé

Le 15 septembre 2007, la station micro-barométrique I08BO du Système de Surveillance Internationale et quatre stations sismiques situées en Bolivie ont enregistré des signaux acoustiques associés à la météorite dite de Carancas. Afin d'interpréter ces signaux, nous avons modélisé l'émission et la propagation du bang sonique. Le modèle de source infrasonore a été développé à l'aide de simulations *Volumes finis* de l'écoulement hypersonique portées en champ suffisamment lointain pour satisfaire les hypothèses de l'acoustique. Il est couplé à une méthode de tracé de rayons non linéaire afin de propager la signature dans l'atmosphère jusqu'au sol. La nécessité d'utiliser un modèle de gaz réels à l'équilibre thermochimique au niveau de la source est démontrée à la fois pour le champ proche de la source mais également pour les signatures acoustiques au sol. L'analyse de la propagation acoustique a permis d'inverser la trajectoire de la météorite et d'expliquer l'ensemble des arrivées mesurées aux stations. La complexité de la propagation à 150 km du bang sonique est montrée avec l'existence d'émissions troposphériques et stratosphériques et d'une caustique¹ pour ces dernières. La comparaison des signaux mesurés et simulés met en évidence un accord raisonnable du spectre et de leur durée. L'ensemble des résultats conforte l'hypothèse que la météorite n'ait pas fragmenté avant son impact.

Le 15 septembre 2007, la station micro-barométrique I08BO du Système de Surveillance Internationale et les quatre stations sismiques situées en Bolivie ont enregistré des signaux acoustiques associés au bang sonique émis par la météorite dite de Carancas. Celle-ci est largement décrite dans [1,2,3,4,5] et constitue un cas de référence pour l'étude de la propagation du bang sonique. Dans le cadre du Traité d'interdiction complète des essais nucléaires, l'analyse du bang sonique des météorites est motivée par la nécessité de différencier les ondes infrasonores provenant des météorites de celles d'une éventuelle explosion nucléaire. De plus, elle permet de valider des modèles de propagation acoustique.

La météorite de Carancas a produit un cratère d'un diamètre d'environ 13,5 m [4] situé à la frontière entre la Bolivie et le Pérou (cf. figure 1 page suivante). Les ondes sismiques aux stations permettent de déterminer l'heure d'impact à 16:40:14.1 UTC [6]. La station micro-barométrique I08BO et les quatre stations sismiques BBOD, LPAZ, BBOE et BBOK se situent à une distance inférieure à 150 km du cratère.

Une cinquième station sismique BBOB située dans la même région ne présente pas de signaux acoustiques dépassant clairement le bruit de fond, bien que celui-ci soit du même niveau qu'aux autres stations. Les coordonnées des stations sont rappelées dans le tableau 1.

	Lat (°)	Lon (°)	Dist (Km)	Azm (°)
Cratère	-16,664459	-69,04416	-	-
I08BO	-16,21520	-68,45340	80,3	231,7
BBOD	-16,63740	-68,59810	47,7	266,3
LPAZ	-16,28440	-68,12890	106,4	246,6
BBOB	-16,14100	-68,13247	113,3	239,1
BBOE	-16,81270	-67,98325	114,3	278,1
BBOK	-16,57938	-67,87363	125,2	265,5

Tabl. 1 : Position du cratère et des stations. L'azimut est celui du cratère vu de la station, référencé par rapport au Nord

1- Une caustique désigne en optique et en mathématiques l'enveloppe des rayons lumineux subissant une réflexion ou une réfraction sur une surface ou une courbe. Lorsqu'une onde plane est réfléchie par un miroir circulaire, tous les rayons ne convergent pas en un seul point : ils forment une caustique.

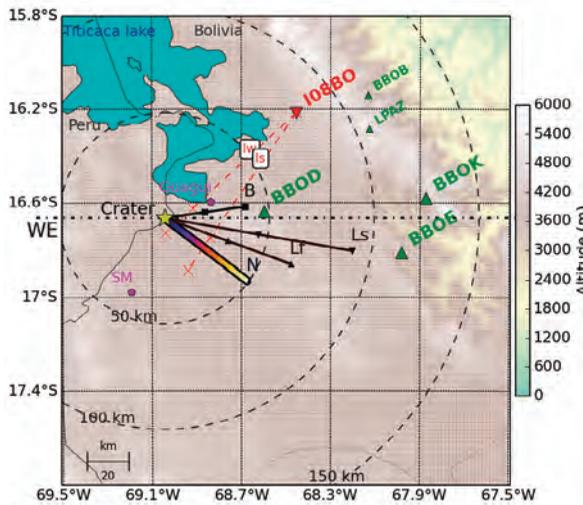


Fig. 1 : Carte de la région de Carancas sur laquelle sont représentés le cratère (étoile), la station infrasonore I08BO (triangle rouge) et les stations sismiques (triangles verts). Les traces au sol des différences trajectoires de la météorite disponibles dans la littérature sont indiquées en noir (B) [2], en brun (Ls et Lf) [1], par un rectangle coloré (N) [5]. Les pointillés rouges représentent les traces au sol des deux arrivées infrasonores à la station I08BO (cf. texte).

Dans sa première partie, cet article présente en détails les modèles utilisés ainsi que quelques résultats complémentaires dans sa seconde partie. D'autres détails sont disponibles dans la thèse de Martin Henneon (2013) [5].

Modélisation du bang sonique

Modélisation du choc aérodynamique

Les simulations numériques [5,7] montrent que pour une sphère à un nombre de Mach supérieur à 10, les équations d'Euler pour des gaz réels (modèle de Park [8] à 11 espèces chimiques avec dissociation et ionisation partielle), en régime stationnaire et à l'équilibre thermo-chimique, décrivent bien la physique au voisinage de la sphère (point d'arrêt) et le choc aérodynamique à grande distance. Le choc aérodynamique est principalement caractérisé par la distance $R_0 = \sqrt{E_0/\rho_0}$ où E_0 est l'énergie de traînée, soit l'énergie mécanique transférée au fluide par la météorite. Pour une sphère de diamètre D :

$$R_0 = \sqrt{\frac{\gamma \pi c_x}{8} M D} \quad (1)$$

avec M le nombre de Mach de la météorite et c_x le coefficient de traînée. Les simulations de Henneon [5] donnent un c_x de 0,86. Les valeurs de R_0 obtenues pour différentes trajectoires relatives à la météorite de Carancas sont représentées à la figure 2-4.

Les simulations de Henneon [5] permettent de construire un modèle empirique de source de bang sonique en normalisant les distances par R_0 , le maximum de surpression par la pression atmosphérique locale p_0 et le temps par R_0/c_0 . Ce modèle empirique permet de tenir compte, localement, de la vitesse de la météorite et des conditions atmosphériques qui dépendent de la position sur la trajectoire. L'initialisation du modèle de propagation présenté ci-dessous doit être réalisée dans le régime faiblement non-linéaire, soit vers $5R_0$.

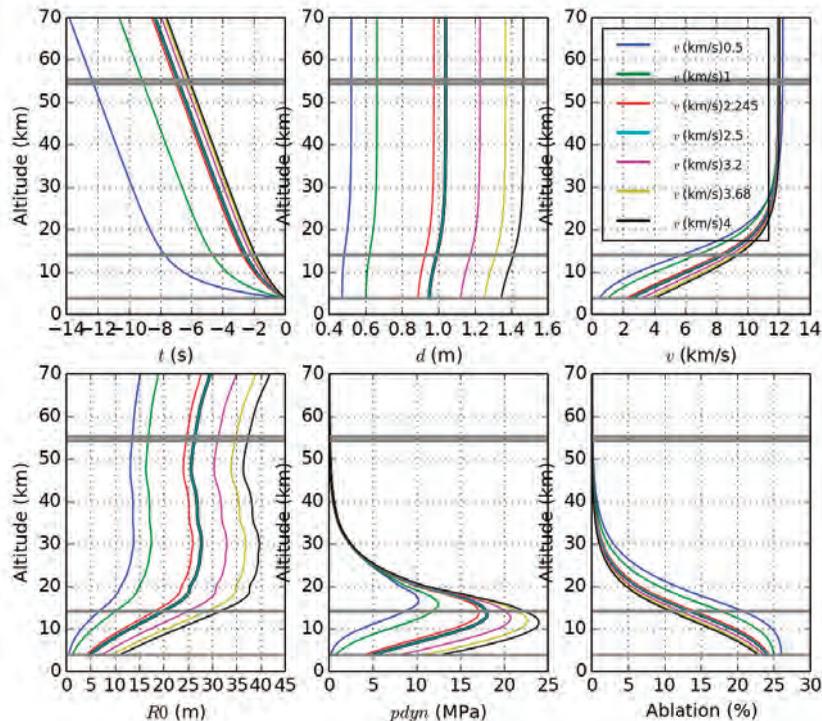


Fig. 2 : Évolution en fonction de l'altitude h de la météorite. De gauche à droite et de haut en bas : 1) du temps (l'origine est l'heure d'impact), 2) du diamètre, 3) de la vitesse, 4) du rayon caractéristique R_0 , 5) de la pression dynamique ($\rho_0 v^2$) et 6) du pourcentage d'ablation de la masse initiale de la météorite ($1 - m(z) / m(\infty)$). Les différentes trajectoires (couleurs) vérifient une vitesse en entrée de 12 km/s et des vitesses au cratère de 500, 1 000, 2 245, 2 500, 3 200, 3 680 et 4 000 m/s.

Modèle de trajectoire

Différentes trajectoires pour cette météorite sont publiées dans la littérature [1,2] et représentées à la figure 1 page précédente. En s'appuyant sur les travaux de Henneton [5,7], nous considérons la trajectoire d'angle d'incidence au cratère de 57° et d'azimut 127° , soit venant du Sud-Est. Cette trajectoire est inversée à partir de l'ensemble des arrivées géométriques, *i.e.* les arrivées obtenues par l'acoustique géométrique [7]. Elle permet d'expliquer l'ensemble des arrivées acoustiques mesurées sur l'ensemble des stations en supposant que les ondes acoustiques diffractent. De plus, comme indiqué à la figure 1, c'est la seule trajectoire de la littérature compatible avec une vitesse de propagation par rapport au sol comprise entre 270 et 340 m/s, valeurs généralement admises pour les phases infrasonores, pour les arrivées I_w et I_s mesurées à la station I08B0. Les positions associées à ces vitesses sont indiquées sur les lignes en pointillé rouge des deux phases de la carte 1.

Le modèle de trajectoire utilisé [7] est détaillé en annexe. Les paramètres de ce modèle sont le coefficient de traînée c_x pris à 0,86, le coefficient d'ablation σ_a pris à $0,004 \text{ s}^2\text{km}^{-2}$ [2] et la masse volumique de la météorite ρ_m prise à $3\,300 \text{ kg/m}^3$. La météorite est également supposée sphérique. Avec ces paramètres, la trajectoire de la météorite ne dépend plus que de l'angle d'incidence, de l'azimut et de deux autres paramètres parmi la vitesse au cratère, la vitesse d'entrée, le diamètre au cratère et le diamètre en entrée.

À la figure 2 est représentée, pour $\beta = 57^\circ$ et une vitesse d'entrée de $12\,000 \text{ m/s}$ [2], l'évolution en fonction de l'altitude, *i.e.* le long de la trajectoire, du temps t , du diamètre D , de la vitesse v , du pourcentage d'ablation et de la pression dynamique ($\rho_0 v^2$) pour différentes vitesses de la météorite au cratère comprises entre 500 et $4\,000 \text{ m/s}$.

On observe que, pour les vitesses au cratère supérieures $1\,000 \text{ m/s}$, la chronométrie le long de la trajectoire est identique tandis que pour des valeurs inférieures, un décalage se produit entre le sol et une altitude d'environ 14 km. Ce décalage est de 6 s pour une vitesse au cratère de 500 m/s , soit moins de 2% du temps de propagation. On peut donc considérer que les résultats de l'inversion de la trajectoire [7] sont valables quelle que soit la vitesse au cratère choisie.

Le pourcentage d'ablation est inférieur à 25%, ce qui représente une faible variation du diamètre de la météorite. La principale difficulté avec le modèle de trajectoire est la forte valeur du maximum de la pression dynamique $\rho_0 v^2$ qui s'exerce sur la météorite. La valeur, classiquement admise [4], au-delà de laquelle la météorite fragmente, est de quelques MPa. Ce problème reste une question ouverte.

Données atmosphériques

Les données atmosphériques utilisées sont celles de l'ECMWF (*European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*) du 15 septembre 2007 à 18:00 UTC présentées à la figure 3 pour l'interpolation à la verticale du cratère. Les profils de vitesse du son (température) et de vent sont complétés par un profil de pression vérifiant l'équilibre hydrostatique et la composition de l'atmosphère [9].

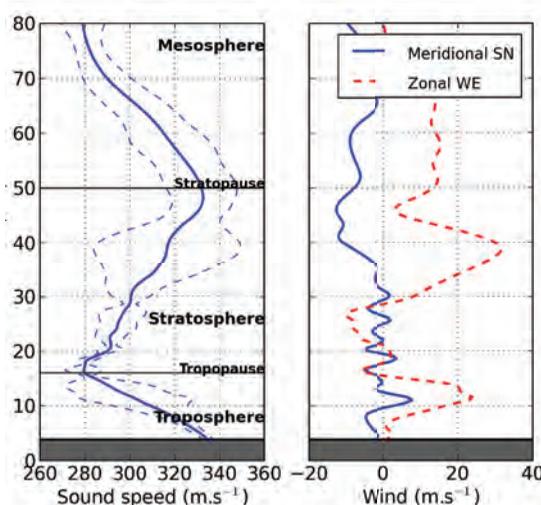


Fig. 3 : Atmosphère : a) profils de vitesse du son entre le sol et 80 km d'altitude et des maximum et minimum de la vitesse du son effective (lignes discontinues) ; b) vents zonal (WE) et méridien (SN)

Le minimum de vitesse du son se situe autour de 17 km d'altitude (tropopause). Ce minimum est important pour l'acoustique car il est le centre d'un guide d'onde qui sépare les émissions troposphériques des émissions stratosphériques notées respectivement I_w et I_s ci-dessous.

Modèle de propagation acoustique

La propagation du bang sonique est modélisée avec la méthode de tracé de rayons (cf. par exemple [10]). Cette méthode rapide est bien adaptée au bang sonique et elle permet de bien comprendre le chemin suivi par l'onde acoustique. Cependant, elle ne modélise pas les effets de diffraction, ce qui limite sa gamme d'application aux arrivées dites géométriques. Elle est complétée par la résolution d'une équation de Burgers généralisée [10] le long des rayons, qui modélise l'évolution de la signature acoustique depuis la source jusqu'au récepteur. Cette équation tient compte des effets faiblement non linéaires et de l'absorption atmosphérique en plus des effets de convergence et de divergence du front d'onde.

Analyse de la propagation

Cartes de bang sonique

Les cartes de bang sonique correspondent à la trace au sol du front d'onde simulé par la méthode de tracé de rayons présentée précédemment. Pour chaque position, une ou plusieurs arrivées peuvent exister. La carte de l'altitude d'émission des rayons est représentée à la figure 4 en dissociant les rayons n'ayant pas tangentié une caustique (carte en haut) de ceux ayant déjà tangentié une caustique (carte en bas). Toutes les arrivées obtenues sont des arrivées directes, pour lesquelles l'altitude des rayons est toujours décroissante entre la source et le sol. Ainsi elles s'apparentent toutes à du bang primaire. Cependant, des effets de réfraction font apparaître deux zones principales sur la carte du haut de la figure 4, correspondant d'une part aux émissions entre le sol à la tropopause (17 km) et d'autre part au-dessus de 17 km, aux émissions que nous nommerons respectivement I_w et I_s .

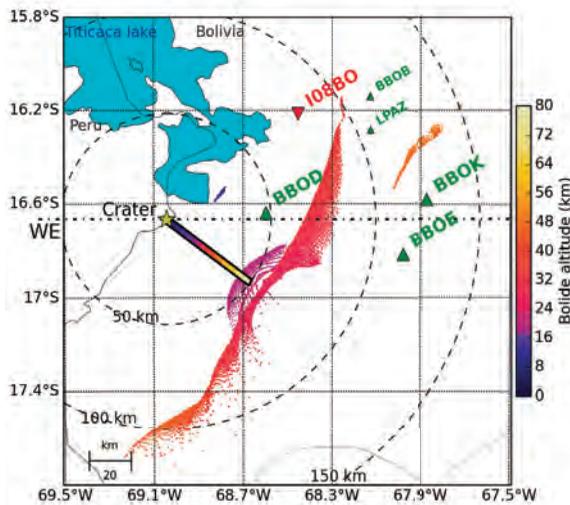
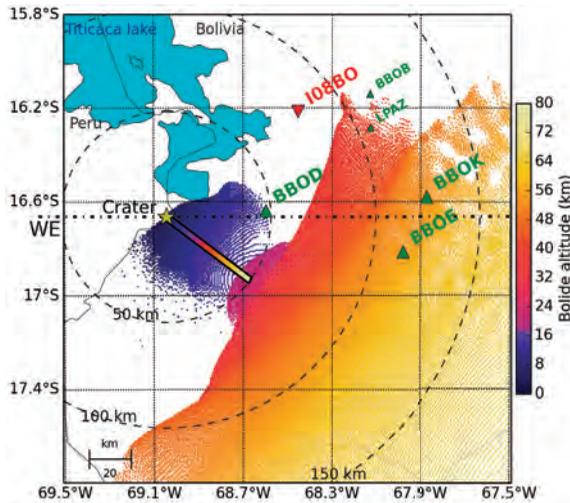


Fig. 4 : Cartes au sol de l'altitude du bolide au temps d'émission des rayons acoustiques, en sélectionnant (en haut) les rayons n'ayant pas tangé de caustique et (en bas) les rayons ayant tangé une caustique. Calcul réalisé avec la trajectoire de Henneton [5]

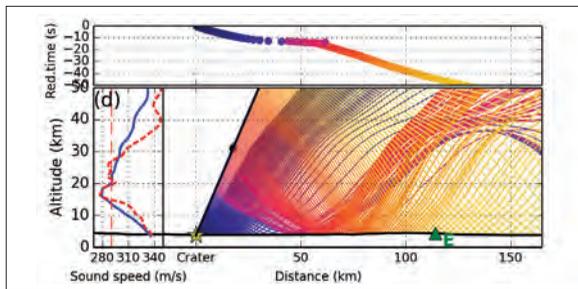


Fig. 5 : Trajets des rayons émis sous la trajectoire de la météorite

La tropopause correspond à un minimum de la vitesse du son effective pour toutes les directions de propagation (cf. figures 3 et 5).

Considérons tout d'abord la carte de bang sonique pour la phase I_w , en bleu foncé sur la figure 4. Elle est relativement simple et ne présente pas de caustique. La zone est limitée par des rayons rasant le sol, comme dans le cas du bang primaire standard.

Les rayons après la première réflexion au sol partent vers la thermosphère (cf. figure 5) où l'énergie acoustique est dissipée.

Considérons ensuite la carte de la phase I_s correspondant aux altitudes d'émission comprises entre 17 km et 26 km, cette seconde altitude correspondant à un minimum local de vitesse du son effective (cf. figure 5) pour les directions de propagation comprises entre 95° et 165°, soit sous la trajectoire. Cette zone apparaît en violet sur la carte 4. Elle présente un pli dans le front d'onde avec une branche avant la caustique (carte du dessus) et après la caustique (carte du dessous). Cette zone est cependant restreinte et relativement loin des stations.

Considérons enfin les phases I_s émises au-dessus de 26 km, en rouge et jaune sur la carte 4. Elles présentent elles aussi une caustique dont l'intersection avec le sol suit un axe Nord Est/Sud Ouest et forme une limite marquée entre la zone éclairée (Sud Est) et la zone d'ombre (Nord Ouest) sur les deux cartes de la figure 4. Chacune de ces cartes représente les arrivées géométriques au sol des deux branches de la zone éclairée de la caustique que l'on nomme I_{s_b} et I_{s_a} pour respectivement la branche n'ayant pas encore tangé la caustique (carte du haut) et la branche ayant tangé de la caustique (carte du bas). Les arrivées I_{s_a} au sol sont tronquées vers l'Est par la réfraction au niveau du guide d'onde à 26 km.

La figure 5 permet d'observer la trajectoire des rayons de ces différentes phases pour une propagation à la verticale de la trajectoire de la météorite.

Sur la figure 6 est représenté le maximum de surpression calculé pour les arrivées géométriques. On y observe que le niveau est plus élevé pour les arrivées I_w que I_s du fait de la variation de densité avec l'altitude. La caustique de la phase I_s , qui correspond à une zone de focalisation est également bien visible. Le niveau acoustique est relativement uniforme pour toutes les arrivées I_{s_b} . Par contre, il fluctue fortement pour les émissions comprises entre 17 km et 26 km. Cet effet est essentiellement lié à la traversée des hétérogénéités de l'atmosphère par la météorite.

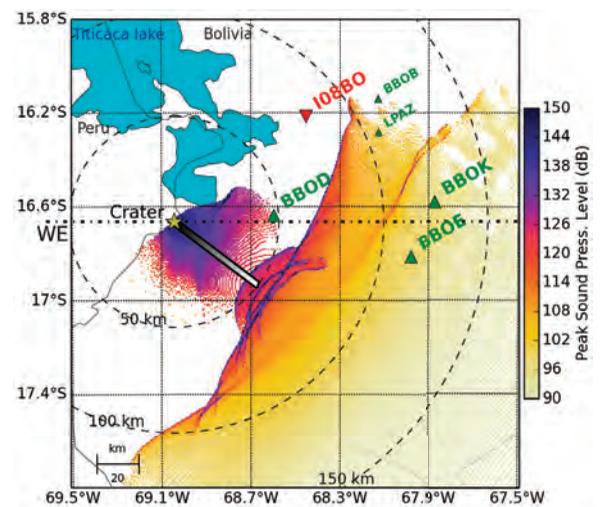


Fig. 6 : Carte au sol du maximum de surpression

Rayons propres aux stations

Les signaux mesurés aux stations I08BO, BBOD, BBOE et BBOK sont présentés dans [1] et [7]. I08BO, BBOE et BBOK présentent deux arrivées tandis que BBOD n'en présente qu'une. L'identification de ces arrivées est présentée dans [7] à l'aide de la méthode de tracé de rayons et en tenant compte des effets de diffraction des ondes aux caustiques ou pour les ondes rampantes. Les rayons associés à ces résultats sont représentés à la figure 7.

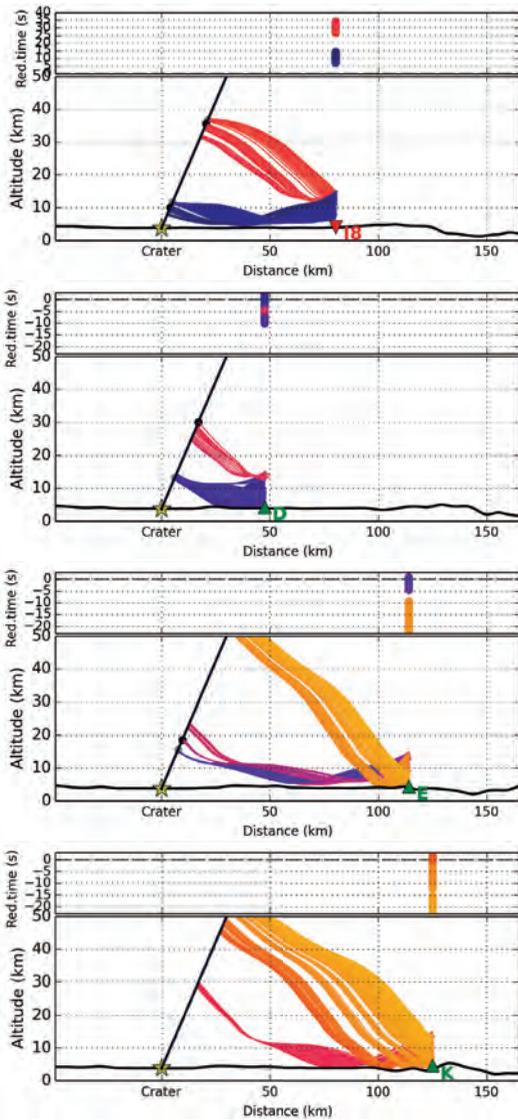


Fig. 7 : Trajectoire des rayons propres entre la source et les stations et, au-dessus, leur temps d'arrivée pour, de haut en bas, la station I08BO, BBOD, BBOE et BBOK. La couleur des rayons code l'altitude d'émission comme à la figure 4

Ils correspondent aux rayons propres pour des récepteurs situés à la verticale des stations pour I08BO, BBOD, BBOE et BBOK, entre le sol et 12 km d'altitude. Pour la station micro-barométrique I08BO, la première arrivée peut être associée à la phase I_w qui passe à 2 500 m au-dessus de la station. Le mécanisme de diffraction est celui des ondes rampantes comme dans le cas du bang primaire.

La seconde arrivée est une phase I_s qui passe à 7 000 m au-dessus de la station, la station étant dans la zone d'ombre de la caustique des phases I_s .

Pour la station BBOD, l'arrivée est une arrivée géométrique directement obtenue par la méthode de tracé de rayons et associée à la phase I_w . Néanmoins, la phase I_s est présente en haute altitude avec une caustique. Là encore, la théorie des rayons s'avère insuffisante et la diffraction devrait être prise en compte pour étudier plus précisément ce cas.

Pour les deux stations BBOE et BBOK, la première arrivée est une arrivée géométrique associée à la phase I_{s_b} . Ces arrivées jouent un rôle déterminant dans le processus d'inversion de la trajectoire [7]. La seconde arrivée est associée à la phase I_{s_a} qui passe respectivement 3 400 m et 1 500 m au-dessus de la station. La phase I_{s_a} étant tronquée par le sol lorsque ses rayons y sont tangents, la diffraction est importante et complexe à étudier.

Inversion de la vitesse de la météorite à partir des arrivées géométriques

Dans la partie précédente, nous avons vu que trois signaux mesurés sont obtenus directement par l'acoustique géométrique : l'arrivée à BBOD et la première arrivée à BBOE et à BBOK. L'analyse de ces signaux [7] permet de déterminer la vitesse de la météorite aux altitudes d'émission obtenues.

Les couples vitesses de la météorite au cratère v_c et diamètres au cratère D_c nécessaires pour obtenir les signaux mesurés sont représentés à la figure 8 par les carrés noirs et récapitulés au tableau 2, page suivante.

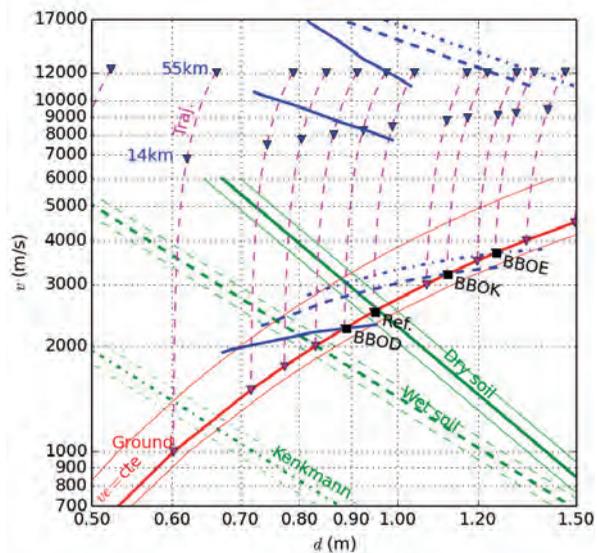


Fig. 8 : Évolution de la vitesse v en fonction du diamètre D pour un angle d'entrée de 57° . Pointillés violets : évolution de v et de D le long des trajectoires de vitesse d'entrée 12 km/s, depuis 100 km jusqu'au sol - lignes rouges : valeurs au cratère (v_c , D_c) vérifiant une vitesse d'entrée v_e constante (12 km/s en gras et 11 et 17 km/s en fin) - lignes bleues : (v , D), au sol à 14 km et à 55 km, en fonction de la vitesse d'entrée v_e et en vérifiant les observations à BBOD (continue), BBOE (discontinue) et BBOK (pointillés) - lignes vertes : inversions de (v_c , D_c) pour différents modèles de caractérisation, pour un cratère de 13,5 m ($\pm 0,5$ m)

	D_{∞} (m)	D_c (m)	L_c (m)	v_c (m/s)
Reference	1.04	0.95	13.3 – 16.9	2500
BBOD	0.97	0.89	12.1 – 15.1	2245
BBOE	1.36	1.25	19.5 – 26.0	3680
BBOK	1.22	1.12	16.9 – 22.1	3200

Tabl. 2 : Diamètre de la météorite en entrée de l'atmosphère D_{∞} et au cratère D_c , diamètre du cratère (crête) L_c (pour les modèles de sol sec et humide) et vitesse de la météorite au cratère pour la trajectoire de référence (sol sec), et les trajectoires inversées à partir du rayon caractéristique de l'onde de souffle compatibles avec les spectres mesurés à BBOD, BBOE, BBOK [7]. Pour l'ensemble des cas, la vitesse d'entrée V_{∞} est de 12 km/s

La valeur nommée *Ref.* correspond à une vitesse au cratère v_c de 2 500 m/s, valeur utilisée dans les calculs précédents. Ces résultats sont obtenus en supposant une vitesse d'entrée de 12 km/s. La courbe rouge de la figure 8 (page précédente) correspond à l'ensemble des couples (v_c, D_c) compatibles avec cette vitesse d'entrée. Les lignes en pointillés violet correspondent à l'évolution de la vitesse et du diamètre de la météorite depuis 100 km d'altitude jusqu'au sol. Au-dessus de 30 km d'altitude, ces grandeurs évoluent peu (cf. figure 2, page 20). Les triangles situés sur ces lignes en pointillés violets indiquent les positions à 55 km, 14 km et au sol. Les altitudes 14 km et 55 km sont les altitudes d'émission des arrivées géométriques à BBOD d'une part et à BBOE et BBOK d'autre part. Les lignes bleues correspondent aux couples (v_c, D_c) compatibles avec les observations à BBOD (ligne continue et émission à 14 km), BBOE (ligne discontinue et émission à 55 km) et BBOK (pointillée et émission à 55 km), pour des vitesses d'entrée allant de 11 000 à 17 000 m/s. Les résultats des lois empiriques d'Holsapple [11] permettant d'obtenir un cratère de 13 m ($\pm 0,5$ m) de diamètre sont également représentés pour des sols sec et mouillé. Ces deux conditions de sol correspondent à des cas limites des lois. Les calculs de taille de cratère réalisés suivant les paramètres de Kenkmann et al. [4] sont également indiqués.

Les résultats de la figure 8 montrent que les données au cratère et aux différentes altitudes sont d'un accord raisonnable. Cependant, il n'est pas possible en faisant varier simplement la vitesse d'entrée de trouver une trajectoire permettant de rendre compatibles les observations en hautes altitudes (BBOE et BBOK à 55 km) et en basses altitudes (BBOD 14 km et le cratère). L'ajustement d'autres paramètres de la trajectoire (aspect de l'objet, coefficient de traînée, coefficient d'ablation) pourraient peut-être permettre de rendre ces observations compatibles.

Conclusion

Un modèle de bang sonique pour les météorites a été développé, permettant de simuler la propagation de la source jusqu'aux récepteurs. L'utilisation de ce modèle sur le cas de la météorite de Carancas a permis d'expliquer l'ensemble des mesures observées ainsi que d'inverser en partie les caractéristiques de la trajectoire de la météorite.

Références bibliographiques

- [1] A. Le Pichon, K. Antier, Y. Cansi, B. Hernandez, E. Minaya, B. Burgoa, D. Drob, L. G. Evers et J. Vaubaillon, Evidence of a meteoritic origin of the september 15th, 2007 Carancas crater. *Meteor. Planet. Sci.*, 43: pp 1797-1809, 2008.
- [2] P. G. Brown, D. O. ReVelle, E. A. Silber, W. N. Edwards, S. Arrowsmith, L. E. Jackson, G. Tancredi et D. Eaton, Analysis of a crater-forming meteorite impact in Peru. *J. Geophys. Res.*, 113:E09007 (pp 1-13), 2008.
- [3] J. Borovicka et P. Spurný, The carancas meteorite impact - encounter with a monolithic meteoroid. *A&A*, 485(2):L1-L4, 2008.
- [4] T. Kenkmann, N. A. Artemieva, K. Wunnemann, M. H. Poelchau, D. Elbeshhausen et H. N. del Prado, The Carancas meteorite impact crater, Peru : Geologic surveying and modeling of crater formation and atmospheric passage. *Meteorit. Planet. Sci.*, 44: pp 985-1000, 2009.
- [5] M. Henneon, Apport de la simulation numérique à l'évolution du bang sonique issu des météorites. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2013
- [6] G. Tancredi, J. Ishitsuka, P. H. Schultz, R. S. Harris, P. Brown, D. O. ReVelle, K. Antier, A. Le Pichon, D. Rosales, E. Vidal, M. E. Varela, L. Sanchez, S. Benavente, J. Bojorquez, D. Cabezas et A. Dalmau, A meteorite crater on earth formed on september 15, 2007 : The Carancas hypervelocity impact. *Meteorit. Planet. Sci.*, 44(12): pp 1967-1984, 2009
- [7] M. Henneon, O. Gainville et F. Coulouvrat, Sonic boom from hypersonic meteoroids : numerical simulation and analysis of Carancas meteorite. *AIAA Journal*, unsubmitted.
- [8] C. Park, Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics. Wiley-Interscience, New York, 1990
- [9] L. C. Sutherland et H. E. Bass : Atmospheric absorption in the atmosphere up to 160 km. *J. Acoust. Soc. Am.*, 115 (3) (115 (3)): pp 1012-1032, March 2004
- [10] O. Gainville, Modélisation de la propagation atmosphérique des ondes infrasonores par une méthode de tracé de rayons non linéaires. Thèse de doctorat, Num. 2008-07, École centrale de Lyon, mai 2008
- [11] K. Holsapple, The scaling of impact processes in planetary sciences. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 21: pp 333-373, 1993.
- [12] Z. Ceplecha et D. O. ReVelle, Fragmentation model of meteoroid motion, mass loss, and radiation in the atmosphere. *Meteoritics & Planetary Science*, ISSN 1945-5100, 40(1): pp 35-54, 2005