

Analyse du bang sonique émis par la météorite de Carancas

M. Henneton^a, O. Gainville^a, F. Coulouvrat^b et J. Varnier^c

^aCEA/DAM/DIF, ..., F-91297 Arpajon, France

^bInstitut Jean le Rond d'Alembert, 4 place Jussieu, 75252 Paris, France

^cONERA, 29, avenue de la Division Leclerc, 92320 Châtillon, France

olaf.gainville@cea.fr

Le 15 septembre 2007, la station micro-barométrique I08BO (Bolivie) du Système de Surveillance Internationale et quatre stations sismiques ont enregistré des signaux acoustiques associés à la météorite dite de Carancas. Afin d'interpréter ces signaux, l'émission et la propagation du bang sonique sont modélisées. Le modèle de source infrasonore est développé à l'aide de simulations volumes finis de l'écoulement hypersonique portées en champ suffisamment lointain pour satisfaire les hypothèses de l'acoustique. Ce modèle 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 thermo-chimique 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 permet 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 caustique 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.

1 Introduction

Le 15 septembre 2007, la station micro-barométrique I08BO (Bolivie) du Système de Surveillance Internationale et quatre stations sismiques ont enregistré des signaux acoustiques associés au bang sonique émis par la météorite dite de Carancas. La météorite de Carancas est largement documentée (Le Pichon *et al.* (2008); Brown *et al.* (2008); Borovicka et Spurný (2008); Kenkmann *et al.* (2009); Henneton (2013)) 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. L'étude de la propagation du bang sonique est également motivée par la validation des modèles de propagation acoustique.

La météorite de Carancas a produit un cratère d'un diamètre d'environ 13.5 m (Kenkmann *et al.* (2009)) situé à la frontière entre la Bolivie et le Pérou (*cf.* figure 1). Les ondes sismiques aux stations permettent de déterminer l'heure d'impact à 16 :40 :14.1 UTC (Tancredi *et al.* (2009)). A une distance inférieure à 150 km du cratère se situent la station micro-barométrique I08BO et les quatre stations sismiques BBOD, LPAZ, BBOE et BBOK. 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.

Cet article complète l'article de Henneton *et al.* (unsubmitted) et présente plus en détail les modèles utilisés (première partie) ainsi que quelques résultats complémentaires (seconde partie). D'autres détails sont disponibles dans Henneton (2013).

2 Modélisation du bang sonique

2.1 Modélisation du choc aérodynamique

Les simulations numériques réalisées par Henneton (2013) et Henneton *et al.* (unsubmitted) montrent que pour une sphère à un nombre de Mach supérieur à environ 10, les équations d'Euler pour des gaz réels (modèle de Park (1990) à 11 espèces chimiques avec dissociation et ionisation partielle), en régime stationnaire et à l'équilibre thermo-chimique, décrivent bien la physique au voisinage

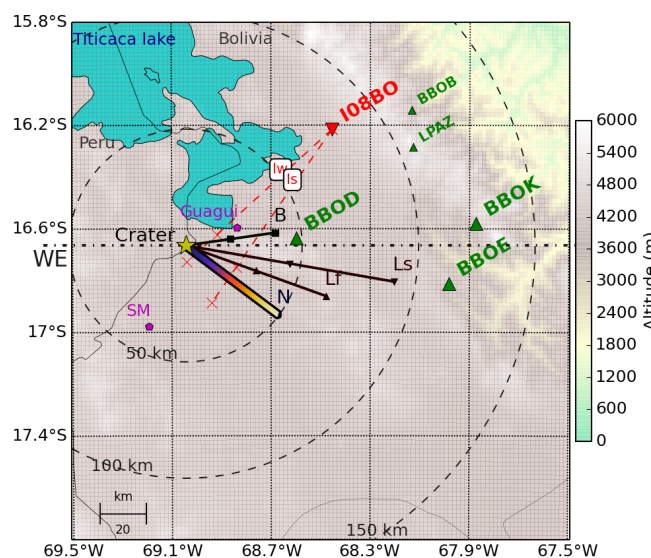


FIGURE 1 – Carte de la région de Carancas sur laquelle sont représentés le cratère (étoile), la station infrasonore (triangle rouge) et les stations sismiques (triangles verts). Les traces au sol des différentes trajectoires de la météorite disponibles dans la littérature sont indiquées (en noir : Brown *et al.* (2008) (B) et Le Pichon *et al.* (2008) (Ls et Lf) – rectangle coloré ; Henneton (2013) (N)). Pointillés rouges : traces au sol des deux arrivées infrasonores à la station I08BO (*cf.* texte).

| | 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 |

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

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 :

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

avec M le nombre de Mach de la météorite et c_x le coefficient de traînée. Les simulations de Henneton (2013) 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.

Les simulations de Henneton (2013) 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 $5R_0$.

2.2 Modèle de trajectoire

Différentes trajectoires pour cette météorite sont publiées dans la littérature (Le Pichon *et al.* (2008); Brown *et al.* (2008)) et représentées à la figure 1. En s'appuyant sur les travaux de Henneton (2013) et de Henneton *et al.* (unsubmitted), 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, comme présenté dans Henneton *et al.* (unsubmitted). Cette trajectoire 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 Iw et Is mesurées à la station I08BO. Les positions associées à ces vitesses sont indiquées sur les lignes en pointillés rouge des deux phases de la carte 1.

Le modèle de trajectoire utilisé dans Henneton *et al.* (unsubmitted) est détaillé en annexe 5.1. Les paramètres de ce modèle sont le coefficient de traînée c_x pris à 0,86 (Henneton *et al.* (unsubmitted)), le coefficient d'ablation σ_a pris à $0,004 \text{ s}^2 \text{ km}^{-2}$ (Brown *et al.* (2008)) et la masse volumique de la météorite ρ_m prise à 3300 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.

A la figure 2 est représentée, pour $\beta = 57^\circ$ et une vitesse d'entrée de 12000 m/s (Brown *et al.* (2008)), 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 m/s et 4000 m/s.

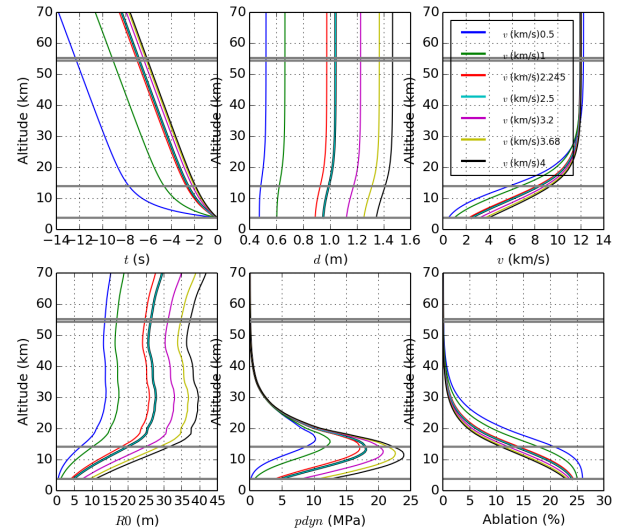


FIGURE 2 – Evolution en fonction de l'altitude h de la météorite de : (de gauche à droite et de haut en bas) 1) du temps (l'origine est l'heure d'impact), 2) du diamètre, 3) de la vitesse, 4) du rayon caractéristique R_0 , 5) de la pression dynamique ($\rho_0 v^2$) et 6) du pourcentage d'ablation de 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, 1000, 2245, 2500, 3200, 3680 et 4000 m/s.

On observe que, pour les vitesses au cratère supérieures à environ 1000 m/s, la chronométrie le long de la trajectoire est identique et que pour des valeurs inférieures à 1000 m/s, un décalage se produit entre le sol et 14 km d'altitude environ. Ce décalage est de seulement 6 s pour une vitesse au cratère de 500 m/s, soit moins de 2% du temps de propagation. Ainsi, les résultats de l'inversion de la trajectoire de Henneton *et al.* (unsubmitted) 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 (Kenkmann *et al.* (2009)), au delà de laquelle la météorite fragmente, est de quelques MPa. Ce problème, déjà soulevé par Kenkmann *et al.* (2009) reste une question ouverte.

2.3 Données atmosphériques

Les données atmosphériques utilisées sont les données ECMWF du 15 septembre 2007 à 18hUTC 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 de Sutherland et Bass (2004).

Le minimum de vitesse du son se situe à l'altitude de 17 km environ (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 Iw et Is ci-dessous.

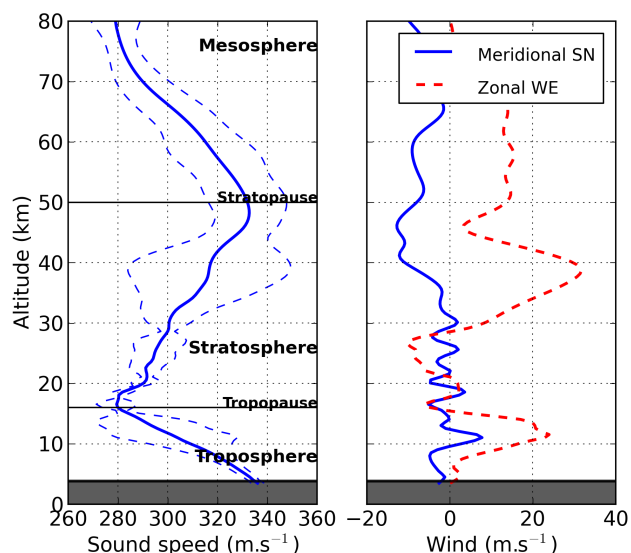


FIGURE 3 – Atmosphère : a) profils de vitesse du son entre le sol et 80 km d'altitude et des maximum et minimum de la vitesse du son effective (lignes discontinues) ; b) vents zonal (WE) et méridien (SN).

2.4 Modèle de propagation acoustique

La propagation du bang sonique est modélisée avec la méthode de tracé de rayons (*cf.* par exemple Gainville (2008)). 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.

Cette méthode est complétée par la résolution d'une équation de Burgers généralisée (Gainville (2008)) 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.

3 Analyse de la propagation

3.1 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).

L'ensemble des arrivées obtenues sont des arrivées directes, pour lesquelles l'altitude des rayons est toujours décroissante entre la source et le sol. Ainsi toutes les arrivées s'apparentent 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

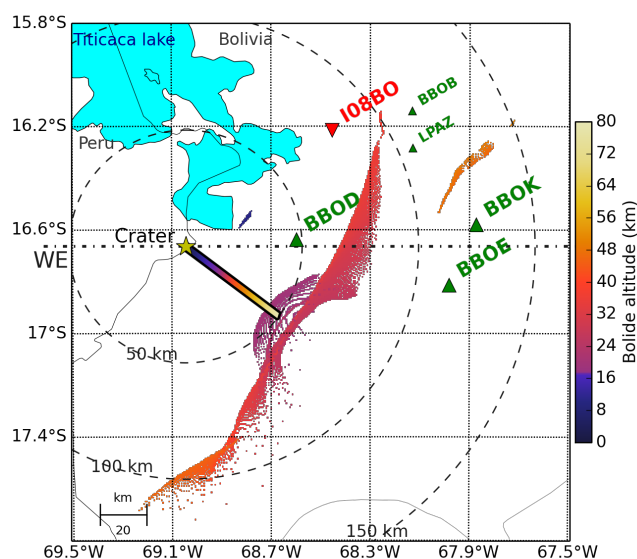
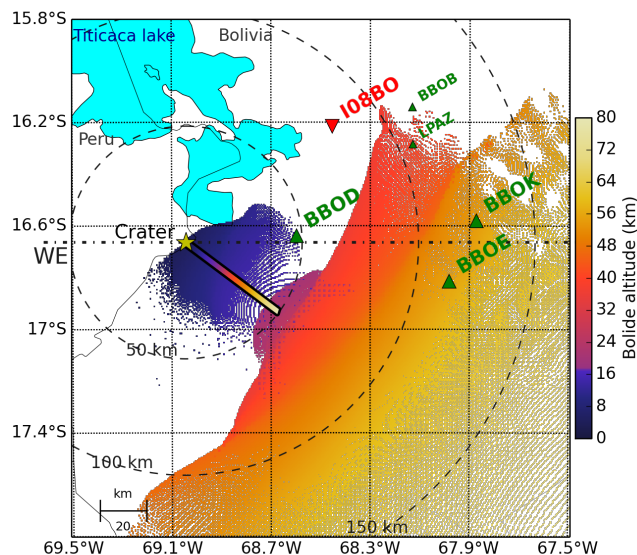


FIGURE 4 – Cartes au sol de l'altitude du bolide au temps d'émission des rayons acoustiques, en sélectionnant (en haut) les rayons n'ayant pas tangentié de caustique et (en bas) les rayons ayant tangentié une caustique. Calcul réalisé avec la trajectoire de Henneton (2013).

part au-dessus de 17 km, émissions que nous nommerons respectivement I_w et I_s . La tropopause correspond à un minimum de la vitesse du son effective pour toutes les directions de propagation (*cf.* figures 3 et 5).

Considérons d'abord la carte de bang sonique pour la phase I_w , en bleu foncé à 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

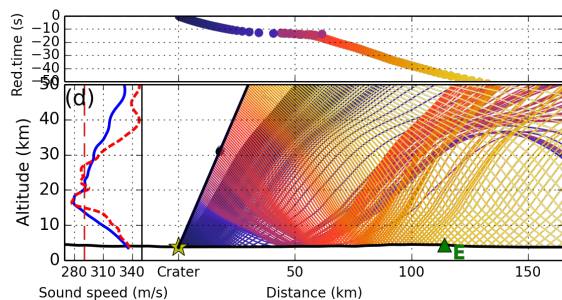


FIGURE 5 – Trajets des rayons émis sous la trajectoire de la météorite.

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 Is 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 Is_b et Is_a pour respectivement la branche n'ayant pas encore tangenté la caustique (carte du haut) et la branche ayant tangenté de la caustique (carte du bas). Les arrivées Is_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 Iw que Is du fait de la variation de densité avec l'altitude. La caustique de la phase Is , qui correspond à une zone de focalisation est également bien visible. Le niveau acoustique est relativement uniforme pour toutes les arrivées Is_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.

3.2 Rayons propres aux stations

Les signaux mesurés aux stations I08BO, BBOD, BBOE et BBOK sont présentés dans Le Pichon *et al.* (2008) et Henneton *et al.* (unsubmitted). I08BO, BBOE et BBOK présentent deux arrivées tandis que BBOD n'en présente qu'une. L'identification de ces arrivées est présentée dans Henneton *et al.* (unsubmitted) 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. 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 Iw qui passe 2500 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 Is qui passe 7000 m au-

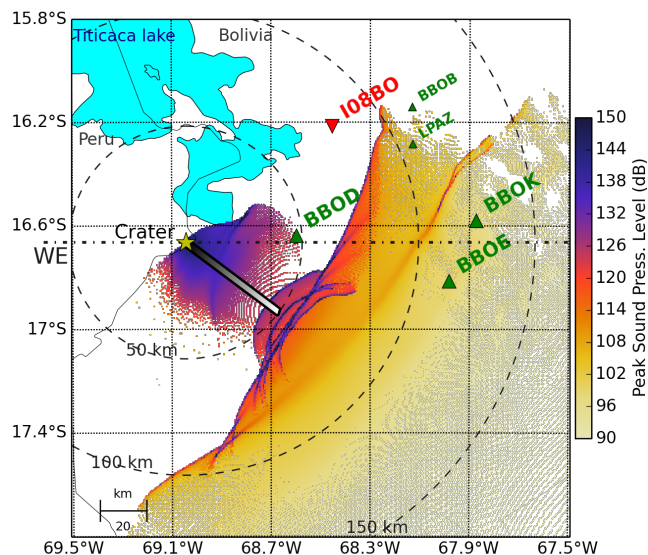


FIGURE 6 – Carte au sol du maximum de surpression.

| | 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 |

TABLE 2 – Diamètre de la météorite en entrée de l'atmosphère D_∞ et au cratère D_c , diamètre du cratère (côte) 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 et BBOK Henneton *et al.* (unsubmitted). Pour l'ensemble des cas, la vitesse d'entrée v_∞ est de 12 km/s.

dessus de la station, la station étant dans la zone d'ombre de la caustique des phases Is .

Pour la station BBOD, l'arrivée est une arrivée géométrique directement obtenue par la méthode de tracé de rayons et associée à la phase Iw . Néanmoins, la phase Is 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 Is_b . Ces arrivées jouent un rôle déterminant dans le processus d'inversion de la trajectoire (Henneton *et al.* (unsubmitted)). La seconde arrivée est associée à la phase Is_a qui passe respectivement 3400 m et 1500 m au-dessus de la station. La phase Is_a étant tronquée par le sol lorsque ses rayons y sont tangents, la diffraction est importante et complexe à étudier.

3.3 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 réalisée par

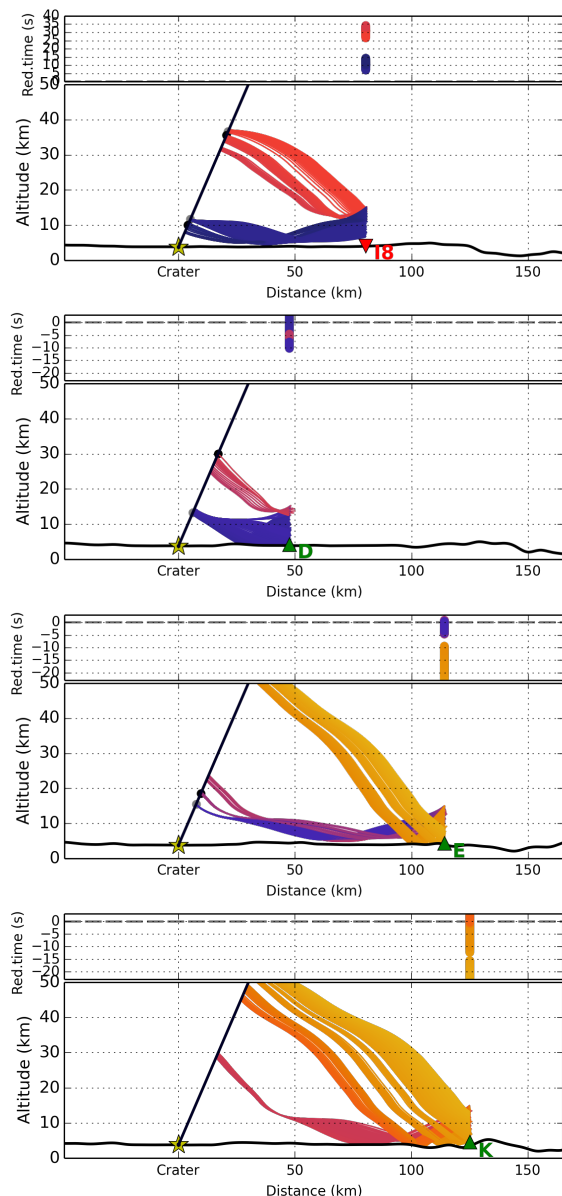


FIGURE 7 – Trajectoire des rayons propres entre la source et les stations et, au-dessus, leur temps d'arrivée pour, de haut en bas, la station I08BO, BBOD, BBOE et BBOK. La couleur des rayons code l'altitude d'émission comme à la figure 4.

Henneton *et al.* (unsubmitted) 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. La valeur nommée *Ref.* correspond à une vitesse au cratère v_c de 2500 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 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). 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

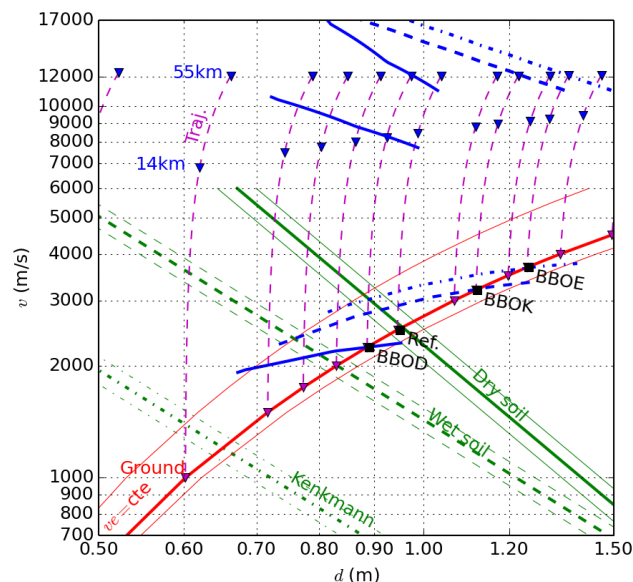


FIGURE 8 – Evolution de la vitesse v en fonction du diamètre D pour un angle d'entrée de 57° . Pointillés violets : évolution de v et D le long des trajectoires de vitesse d'entrée 12 km/s, depuis 100 km jusqu'au sol – lignes rouges : valeurs au cratère (v_c, D_c) vérifiant une vitesse d'entrée v_e constante (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 (pointillée) – 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'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 11000 à 17000 m/s. Les résultats des lois empiriques d'Holsapple (1993) 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.* (2009) 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.

4 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

- J. BOROVICKA et P. SPURNÝ : The carancas meteorite impact - encounter with a monolithic meteoroid. *A&A*, 485(2):L1–L4, 2008.
- 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(1–13), 2008.
- Z. CEPLECHA et D. O. REVELLE : Fragmentation model of meteoroid motion, mass loss, and radiation in the atmosphere. *Meteoritics & Planetary Science*, 40(1):35–54, 2005. ISSN 1945-5100.
- O. GAINVILLE : *Modélisation de la propagation atmosphérique des ondes infrasonores par une méthode de tracé de rayons non linéaires*. Thèse de doctorat, École centrale de Lyon, mai 2008. Num. 2008-07.
- M. HENNETON : *Apport de la simulation numérique à l'évolution du bang sonique issu des météorites*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2013.
- M. HENNETON, O. GAINVILLE et F. COULOUVRAT : Sonic boom from hypersonic meteoroids : numerical simulation and analysis of carancas meteorite. *AIAA Journal*, unsubmitted.
- K. HOLSAPPLE : The scaling of impact processes in planetary sciences. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 21:333–373, 1993.
- T. KENKMANN, N. A. ARTEMIEVA, K. WUNNEMANN, M. H. POELCHAU, D. ELBESHAUSEN et H. N. del PRADO : The Carancas meteorite impact crater, Peru : Geologic surveying and modeling of crater formation and atmospheric passage. *Meteorit. Planet. Sci.*, 44:985–1000, 2009.
- 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.*, 43:1797–1809, 2008.
- C. PARK : *Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics*. Wiley-Interscience, New York, 1990.
- L. C. SUTHERLAND et H. E. BASS : Atmospheric absorption in the atmosphere up to 160km. *J. Acoust. Soc. Am.*, 115 (3) (115 (3)):1012–1032, March 2004.
- 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):1967–1984, 2009.

5 Annexes

5.1 Modèle de trajectoire

La trajectoire de la météorite de Carancas est définie pas un ensemble d'équations (Ceplecha et Revelle (2005)) d'écrivant l'évolution de la vitesse v , la masse de la météorite m , l'angle de déflexion β ($\zeta 0$) (angle de la trajectoire par rapport à l'horizontal), la longitude l_n , la latitude l_t , le back-azimut α (direction d'où vient la météorite), l'altitude h en fonction du temps t .

Le mouvement et l'ablation d'un corps seul au travers de l'atmosphère sont décrits par les équations de la vitesse,

$$\frac{dv}{dt} = g \sin \beta - K \rho_0 m^{-1/3} v^2, \quad (2)$$

de la masse,

$$\frac{dm}{dt} = -\sigma_a K \rho_0 m^{2/3} v^3, \quad (3)$$

de l'angle de déflexion,

$$\frac{d\beta}{dt} = \cos \beta \left(-\frac{g}{v} + \frac{v}{h + R_T} \right), \quad (4)$$

et de la hauteur

$$\frac{dh}{dt} = -v \sin \beta, \quad (5)$$

où R_T est le rayon de la Terre (6373 km) et $g(h) = G_0(R_T + h)^{-2}$ la gravité ($G_0=3.9894e14$). K est un coefficient caractéristique du regroupement de l'aspect et de la masse volumique de la météorite (Ceplecha et Revelle (2005)) :

$$K = \frac{c_x S}{2m^{2/3}} = A \frac{c_x}{2\rho_m^{2/3}}, \quad (6)$$

avec S la section de l'objet, $A = S/V^{2/3}$ le coefficient d'aspect, où V est le volume et ρ_m la masse volumique de la météorite (3300 kg/m³). Pour une sphère, $A \approx 1,2$. Notons que le coefficient de traînée utilisé dans Ceplecha et Revelle (2005) (Γ) vaut $c_x/2$. Le coefficient d'ablation σ_a est compris entre 0.004 et 0.008 s²km⁻² pour un corps sans ablation, au sens de sans micro-fragmentation (non-spallation)(Ceplecha et Revelle (2005)). Cette hypothèse est utilisée par Brown *et al.* (2008) pour la météorite de Carancas.

L'évolution horizontale de la trajectoire vérifie les équations :

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{v}{h + R_T} \cos \beta \tan l_t \sin l_n, \quad (7)$$

$$\frac{dl_n}{dt} = \frac{-v}{(h + R_T) \cos l_t} \cos \beta \sin \alpha, \quad (8)$$

$$\frac{dl_t}{dt} = \frac{-v}{h + R_T} \cos \beta \cos \alpha. \quad (9)$$

La rotation de la Terre est négligeable pour une météorite à vitesse hypersonique et la portance est supposée nulle.

La distance caractéristique de l'onde de souffle à la source R_0 vaut avec ces notations :

$$R_0 = \sqrt{\gamma K M m^{1/3}}. \quad (10)$$

Pour une sphère de diamètre D , son expression se simplifie en $R_0 = \sqrt{\frac{\gamma c_x \pi}{8}} M D$.