

Pulsating Stars Newsletter

Serial number 3

Sous le haut patronage de Denis Gillet

1. Édito	1
2. Mission au C2PU T1m de l'Observatoire de la Côte d'Azur	1
3. Le profil de l'hélium vu avec un 2,50 m et un 35 cm : comparaison !	5
4. Quand observer RR Lyræ ?	7
5. Congrès de spectroscopie stellaire au Maroc	8
6. Ondes de pression et ondes de gravité dans les étoiles pulsantes	10

1. Édito



Par Benjamin MAUCLAIRE
E-mail : bma.ova@gmail.com

Les récentes observations de RR Lyræ ont montré des changements significatifs qui nécessitent confirmation : l'intensité des chocs est bien moins importante. Donc vos mesures photométriques et spectroscopiques sont nécessaires pour parvenir à une conclusion de notre étude au sujet de RR Lyræ.

Un certain nombre d'évènements ont ponctué cette année, dont une mission de test au télescope de 1 m du C2PU situé à l'OCA sur le plateau de Calern relaté par Thierry GARREL. Par ailleurs, courant octobre 2014, un congrès de spectroscopie stellaire a eu lieu au Maroc. Olivier THIZY nous décrit tout en images cette manifestation pour ceux qui n'avaient pu s'y rendre.

Enfin, Philippe MATHIAS nous décrit deux types d'ondes qui soutendent la physique des étoiles pulsantes, à savoir les ondes de pression et de gravité.

J'attire votre attention sur le fait que RR Lyræ n'est pas la seule étoile pulsante visible actuellement. Philippe MATHIAS met à disposition une liste d'étoiles à diagnostiquer. Il y a aussi l'étrange étoile X Cygni (HD 197572). Celle-ci avait été présenté dans la la PSN2, section 4.3.

C'est notre bulletin. À ce titre, vous avez tous la parole dans cette newsletter. Débutants comme chevronnés, nous avons

tous une expérience à relater, un savoir à transmettre.

N'hésitez pas à préparer un petit article, court ou long, nous vous aiderons dans votre démarche de contributeur qui apporte toujours une satisfaction toute particulière. Les articles à plusieurs sont aussi une belle expérience.

Pour l'envoi des articles, merci de contacter Benjamin :

bma.ova@gmail.com

Merci d'avance à ceux qui participeront.

Pour déposer vos spectres et tableaux de mesures photométriques, c'est ici :

<http://www.pulsating-stars.org/base>

Nous gardons le contact quotidien grâce à la mailing-list GRRR. Pour s'inscrire, c'est ici :

https://fr.groups.yahoo.com/neo/groups/Groupe_RR_Lyrae/info

Bonne lecture !

2. Mission au C2PU T1m de l'Observatoire de la Côte d'Azur



Par Thierry GARREL
E-mail : gabalou@gmail.com

2.1. Arrivée au plateau de Calern

Durant un long week-end de novembre 2014, Thibault de France, les Nice People (Pierre Dubreuil et Alain Lopez), Stéphane Ubaud et moi-même avons été conviés à une survey test du télescope de 1 m du laboratoire C2PU situé sur le plateau de Calern, au dessus de Grasse, ville des parfums.

Un eShel, un Alpy 600 et une Sardine sont disposés successivement au foyer d'un superbe télescope récemment mis en service sur le plateau de Calern. Notre première nuit a été gachée par des pluies diluviennes. Mais le ciel clair est ensuite vite revenu, nous observons des étoiles variables mal connues et des astéroïdes. À nous les découvertes grâce au télescope de 1m du C2PU !

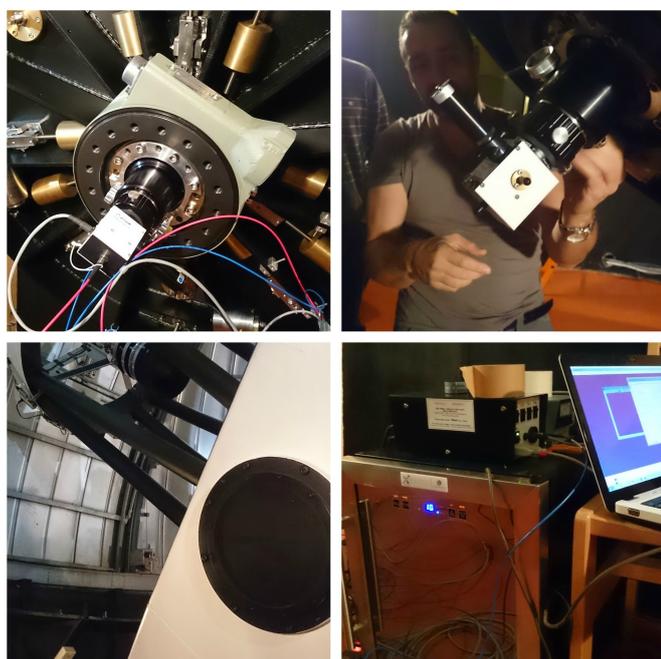


FIGURE 1 – Jean Pierre Rivet installant la bonnette du spectro eShel, (placé dans une enceinte thermostatée), au foyer Cassegrain du télescope.

Ambiance d'observatoire assurée vue que nous sommes au sein même du site de l'Observatoire de la Côte d'Azur avec le fameux télescope effectuant des tirs LASER vers la Lune pour les mesures télémétriques grâce à un réflecteur déposé par la mission Apollo XV.

Le principe est la mesure de la durée τ d'aller-retour d'une impulsion laser émise du sol terrestre vers un réflecteur lunaire. On en déduit la distance Terre-Lune $D = c\tau/2$. La valeur moyenne de la distance Terre-Lune étant d'environ $3,84.10^8$ m, on prévoit un intervalle $\tau \approx 2,56$ s entre l'émission d'une impulsion et la réception du signal de retour correspondant. Actuellement, la distance D est déterminée au centimètre près, la précision atteinte sur la mesure de τ étant de $\delta\tau \approx 10^{-10}$ s = 100 ps.

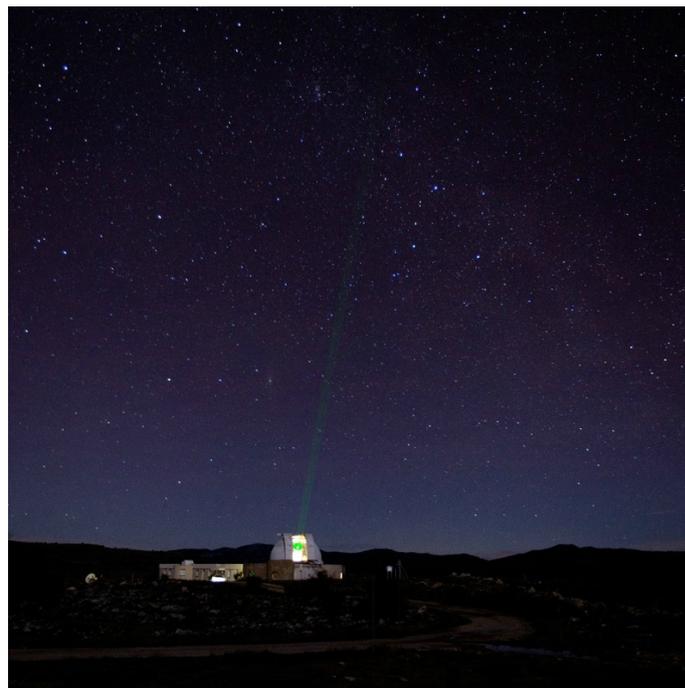


FIGURE 2 – LASER Terre-Lune en action. (crédit Thibault de France)

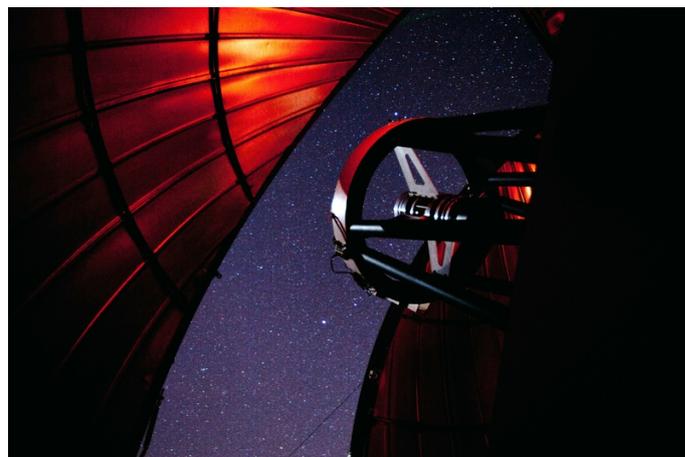


FIGURE 3 – Ambiance nocture. (crédit Thibault de France)

2.2. Résultats d'observation

2.2.1. Supernova dans la galaxie PGC 006399

Premier spectre de la supernova récemment apparue dans la galaxie PGC 006399 (ATel 6714) pris au C2PU avec un spectrographe basse résolution Alpy 600.

2.2.2. Dauban V250

Premier spectre jamais acquis de l'étoile Dauban V250. Cette étoile variable récemment découverte possède une large raie $H\beta$. Néanmoins, le spectre est relativement pauvre

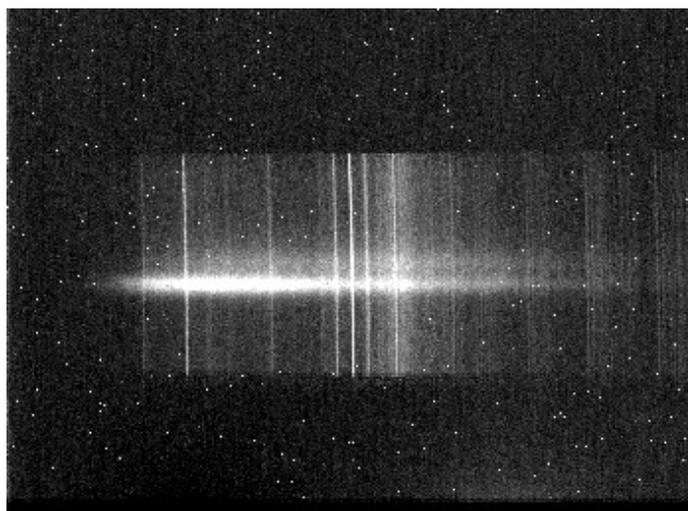


FIGURE 4 – Spectre 2D de la supernova récemment découverte dans PGC 006399.

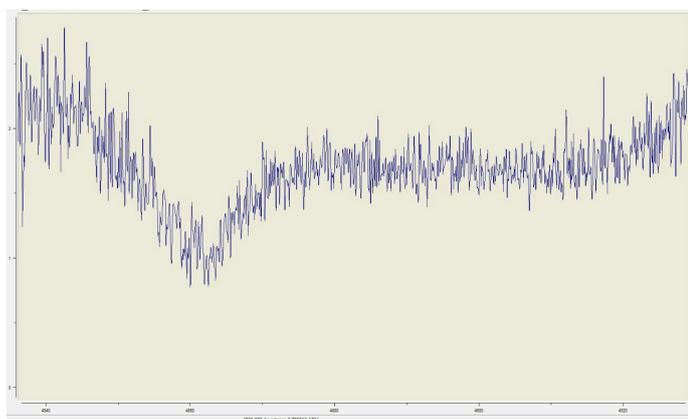


FIGURE 5 – Spectre de la nouvelle étoile variable Dauban V250.

en motifs laissant penser à une probable étoile en rotation rapide.

2.2.3. HR326

HR326 est une étoile qui demande confirmation pour être classée Be.

En effet, son spectre montre des raies $H\alpha$ et $H\beta$ remplies par une petite émission. Par contre, aucune raie d'émission de l'hélium I. C'est une bonne candidate Be.

2.2.4. IU Aur

Nouvelle phase d'éjection de matière dont la dernière remonte à décembre 2013 !

2.2.5. HD39478

Les variations du rapport des pics V/R de la raie $H\alpha$ semblent indiquer un système multiple.

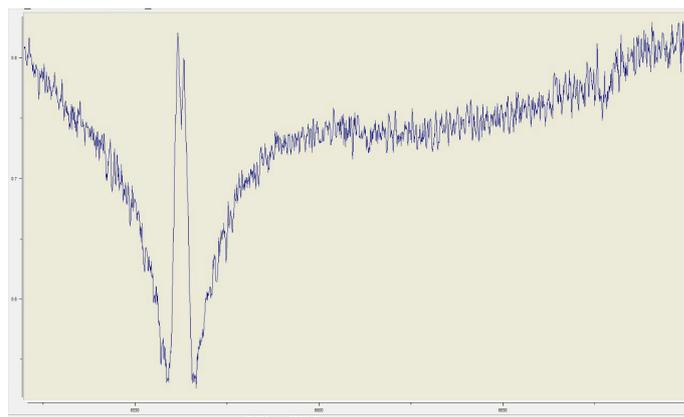


FIGURE 6 – Spectre de l'étoile Be probable HR 326.

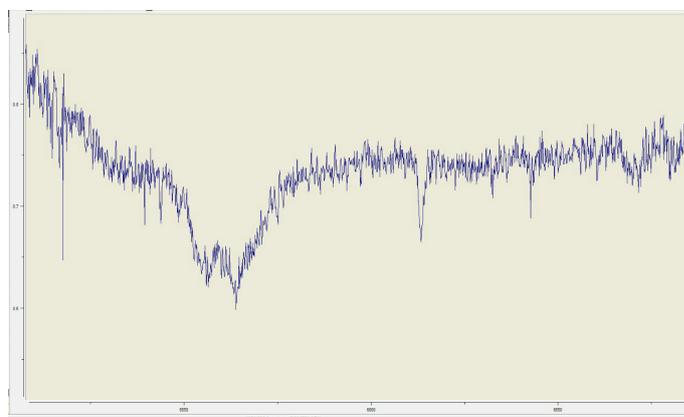


FIGURE 7 – Spectre de l'étoile IU Aur.

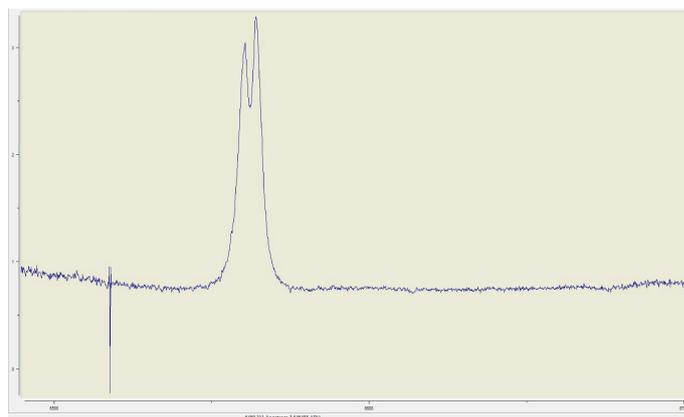


FIGURE 8 – Spectre de l'étoile HD39478.

2.2.6. HD36112

Fin de la phase en profil P Cygni de la raie $H\alpha$ de cette étoile Herbig Be. Ceci est significatif d'un puissant vent stellaire.

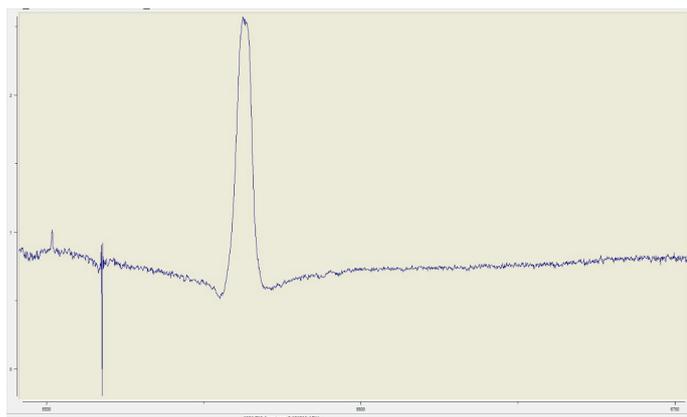


FIGURE 9 – Spectre de l'étoile Herbig Be HD36112.

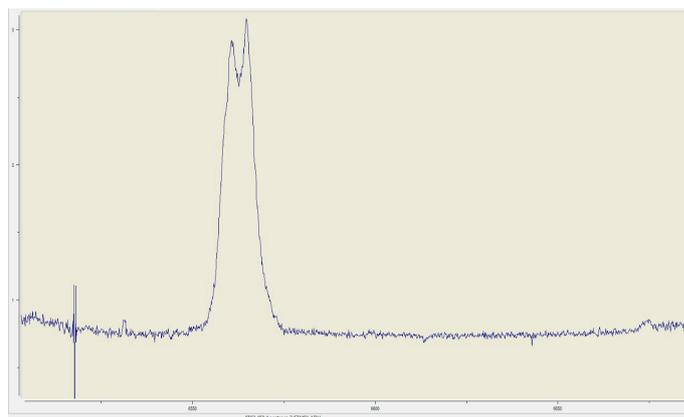


FIGURE 11 – Raie H α de l'étoile HD38191.

2.2.7. JCT3

Premier spectre de JCT3, une récente étoile double découverte par Jean-Claude Thorel à l'Observatoire de la Côte d'Azur avec la Grande lunette de 76 cm. Ce couple d'étoiles de type A-K est séparé de 0,3 arcsecondes.

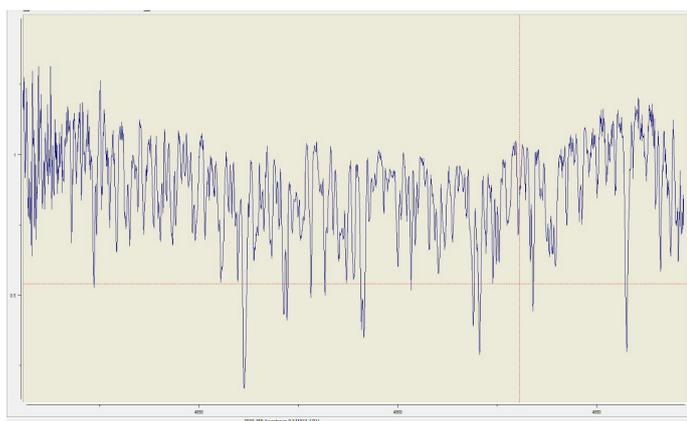


FIGURE 10 – Spectre de l'étoile double JCT3.

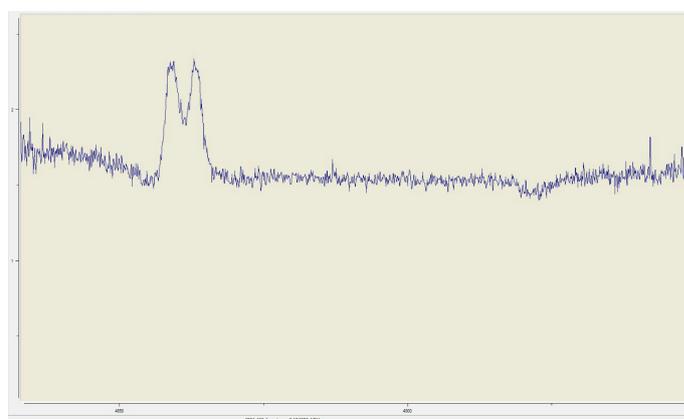


FIGURE 12 – Raie H β de l'étoile HD38191.

2.2.8. HD38191

Un double pic bien présent dans les raies H α et H β .

2.3. Ambiance façon survey

Écran de contrôle des acquisitions de spectres avec Audela d'une étoile de magnitude 8.2.

Quelques photos d'ambiance (page 5) de cet observatoire perché sur le plateau de Calern surplombant la plaine jusqu'au Cap d'Antibes.

D'autres données ont été acquises avec Sardine, un nouveau spectroscopie échelle, ainsi qu'avec l'Alpy 600 et le Star Analyser sur ces cibles du moment et des astéroïdes.

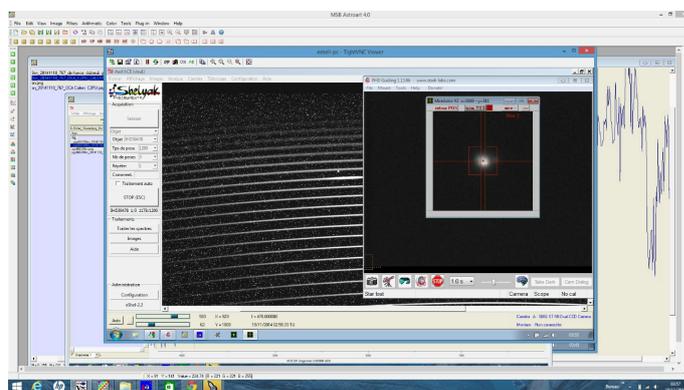


FIGURE 13 – Capture d'écran d'Audela au travail.

Références

[LASERTL 1990] [Description du LASER Terre-Lune par l'ENS de Lyon.](#)



FIGURE 14 – Bâtiment du C2PU.



FIGURE 17 – Réglage du matériel au foyer du télescope.

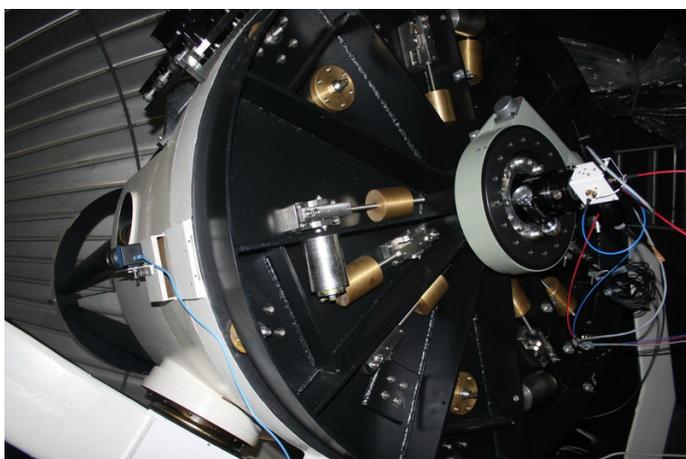


FIGURE 15 – Télescope de 1 m du C2PU.



FIGURE 18 – Vue d'ensemble de l'OCA.

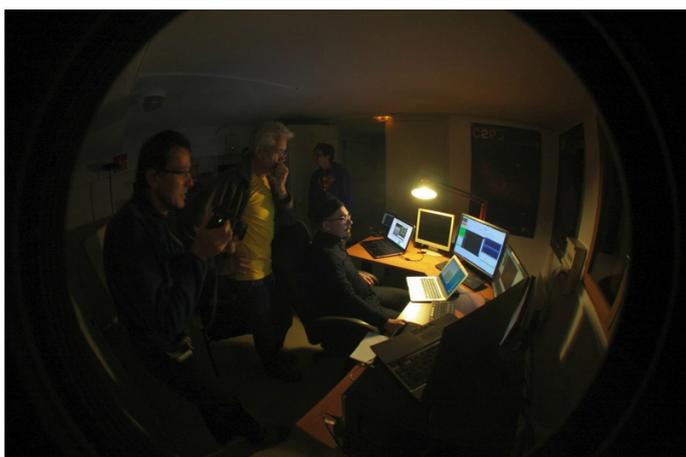


FIGURE 16 – Travail de nuit, quelle ambiance !

3. Le profil de l'hélium vu avec un 2,50 m et un 35 cm : comparaison !



Par Denis GILLET, Abdelmajid BENHIDA et Fouad SEFYANI
E-mail : denis.gillet@oamp.fr,
abdelmjidbenhida@yahoo.fr, sefyani2002@yahoo.fr

En 2009, Georges Preston détecte pour la première fois l'hélium en émission dans une étoile RR Lyræ [PRESTON 2009]. Pour cela il utilise le télescope de 2,50 m de l'observatoire de Las Campanas au Chili équipé d'un spectrographe échelle couvrant le domaine 3500 à 9000 Å et avec un pouvoir de

résolution d'environ 27000. Le temps de résolution se situait entre 3 et 10 minutes en fonction de l'étoile et le rapport signal-sur-bruit était d'environ 20. La figure 19 donne le profil de la raie D3 de l'hélium à 5875,66 Å de l'étoile Blazhko RV Oct ($V_{\max} = 10,53$ et $V_{\text{amp}} = 1,13$). Ce profil est la moyenne de 18 spectres successifs pris dans l'intervalle de phase de pulsation 0,00 et 0,06.

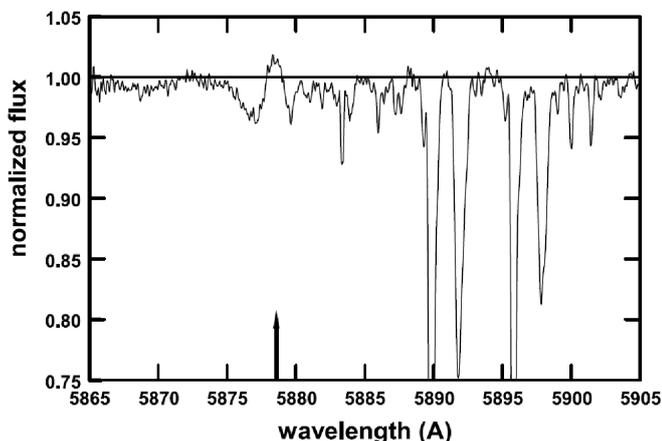


FIGURE 19 – Profil de la raie d'hélium D3 à 5875,66 Å créé à partir de la somme de 18 spectres successifs pris entre les phases de pulsation 0,00 et 0,06 de l'étoile Blazhko de type RRab RV Oct située dans l'hémisphère Sud (déclinaison -84°). La position de la raie est marquée par la flèche verticale et la position du continuum par la ligne horizontale. L'axe des longueurs d'onde est donné dans le référentiel de l'étoile. La raie D3 présente un profil P-Cygni en émission.

L'origine physique de cette surprenante et inattendue ré-émission après le maximum de luminosité n'a pas pu être identifiée par Preston en 2009.

Plus récemment, le 12 octobre 2013, cette émission dans le spectre de l'étoile RR Lyr elle-même a été observée par nos collègues marocains, en particulier Abdelmjid Benhida et Fouad Sefyani du Laboratoire de Physique des Hautes Energies et Astrophysique (LPHEA) de l'université Cadi Ayyad. Un spectrographe eShel de Shelyak Instrument compagny [THIZY 2010] monté sur un Celestron C14 à l'observatoire d'Oukaïmeden dans le Haut Atlas à 2700 m d'altitude et situé à 68 km de Marrakech a été employé pour cela. Le domaine spectral était entre 4100 et 7200 Å et le pouvoir de résolution était autour de 12000. Avec un temps de pose de 300 sec, le rapport signal-sur-bruit était d'environ 30. La figure 2 présente le spectre moyen de la raie D3 obtenu entre les phases 0,03 et 0,05 à partir de 5 spectres successifs (oui, seulement 5). Le traitement des données a été réalisé avec le logiciel libre Audela (<http://www.audela.org/>) dont la partie spectroscopie à fente a été conçue et réalisée par notre inestimable collègue Benjamin Mauclair.

Comme on peut le remarquer, l'observation de la D3 sur RR Lyr est quasiment identique à celle réalisée sur RV Oct. La forme typique du profil P-Cygni est donc bien confirmée

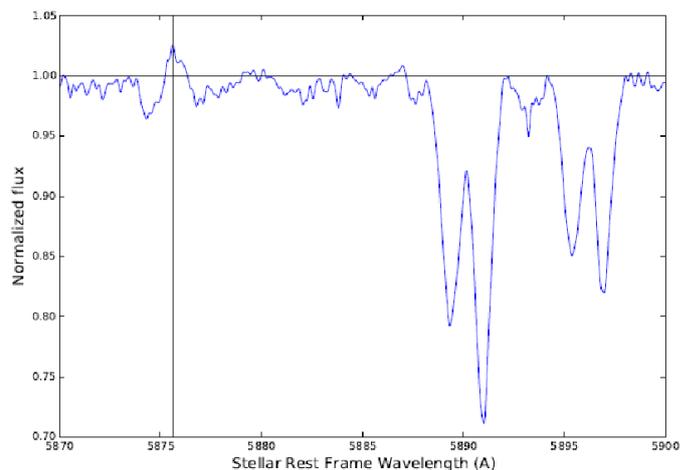


FIGURE 20 – Profil de la raie d'hélium D3 à 5875,66 Å créé à partir de la somme de 5 spectres successifs pris entre les phases de pulsation 0,03 et 0,05 de l'étoile Blazhko de type RRab RR Lyr. La position de la raie est marquée par la ligne verticale et la position du continuum par la ligne horizontale. L'axe des longueurs d'onde est donné dans le référentiel de l'étoile. La raie D3 présente un profil P-Cygni en émission.

et est certainement une caractéristique générale propre à la dynamique dans les étoiles RR Lyrae. Pourquoi cette émission n'avait jamais été observée auparavant, sachant que les étoiles RR Lyrae sont connues depuis plus d'un siècle ? Ce profil caractéristique est-il vraiment un profil P-Cygni ? Qu'elle l'origine physique de cette émission post-maximum qui survient après une première émission de l'hélium (blueshifted) à la phase 0,93 et qui correspond au passage d'un choc très intense dans l'atmosphère (voir [GILLET 2013]) ?

La réponse à ces questions est proposée dans un article à A&A (2015) en cours de publication. Donc affaire à suivre ! En tout cas, on peut élégamment conclure que l'on peut faire aussi bien avec un presque insignifiant 35 cm qu'avec une grosse bête quasiment inaccessible de 2,50 m. Messieurs, après cette belle démonstration, à vos télescopes !

Références

- [GILLET 2013] Gillet, D., Fabas, N., Lèbre, A. 2013, A&A, 553, A59
- [PRESTON 2009] Preston, G. W., 2009, A&A 507, 1621
- [THIZY 2010] Thizy, O., Cochar, F. 2010, in Active OB stars : structure, evolution, mass loss, and critical limits, Proceedings IAU Symposium No. 272, 2010, C. Neiner, G. Wade, G. Meynet & G. Peters, eds., p.282

4. Quand observer RR Lyræ ?



Par Daniel VERILHAC

E-mail : daniel.verilhac@free.fr

4.1. Les éphémérides de “Tonton”

Voici les éphémérides de RR Lyræ de période de pulsation 13h36min. où figurent les maxima photométriques pour les nuits de juillet à octobre 2015 (tableaux 1, 2, 3 et 4 page 7). Les éphémérides d'octobre se trouvent en page 8.

Cycle	JD	Jour	Mois	Heure (TU)
2013	2457218.33967001	14	juillet	20 h 09
2015	2457219.47323401	15	juillet	23 h 21
2017	2457220.60679801	17	juillet	2 h 33
2019	2457221.74036201	18	juillet	5 h 46
2020	2457222.30714401	18	juillet	19 h 22
2022	2457223.44070801	19	juillet	22 h 34
2024	2457224.57427201	21	juillet	1 h 46
2026	2457225.70783601	22	juillet	4 h 59
2029	2457227.40818201	23	juillet	21 h 47
2031	2457228.54174601	25	juillet	1 h 00
2033	2457229.67531001	26	juillet	4 h 12
2036	2457231.37565601	27	juillet	21 h 00
2038	2457232.50922001	29	juillet	0 h 13
2040	2457233.64278401	30	juillet	3 h 25
2043	2457235.34313001	31	juillet	20 h 14

TABLE 1 – Éphémérides des maxima de RR Lyræ pour le mois de juillet.

On peut télécharger les éphémérides complètes sur :
<http://www.pulsating-stars.org/ephemeris>

4.2. RR Lyræ en direct

Pour voir où on en est, le graphique de Thibault donne la phase en direct :
<http://pulsating-stars.org/generateur.php>

4.3. Quand observer en photométrie ?

Si c'est possible, démarrez et observez dès que vous pouvez voir RR Lyræ et laissez tourner ensuite. Si vous le pouvez, imagez aussi les minima.

Cycle	JD	Jour	Mois	Heure (TU)
2045	2457236.47669401	1	août	23 h 26
2047	2457237.61025801	3	août	2 h 38
2049	2457238.74382201	4	août	5 h 51
2052	2457240.44416801	5	août	22 h 39
2054	2457241.57773201	7	août	1 h 51
2056	2457242.71129601	8	août	5 h 04
2059	2457244.41164201	9	août	21 h 52
2061	2457245.54520601	11	août	1 h 05
2063	2457246.67877001	12	août	4 h 17
2066	2457248.37911601	13	août	21 h 05
2068	2457249.51268001	15	août	0 h 18
2070	2457250.64624401	16	août	3 h 30
2073	2457252.34659001	17	août	20 h 19
2075	2457253.48015401	18	août	23 h 31
2077	2457254.61371801	20	août	2 h 43
2079	2457255.74728201	21	août	5 h 56
2080	2457256.31406401	21	août	19 h 32
2082	2457257.44762801	22	août	22 h 44
2084	2457258.58119201	24	août	1 h 56
2086	2457259.71475601	25	août	5 h 09
2089	2457261.41510201	26	août	21 h 57
2091	2457262.54866601	28	août	1 h 10
2093	2457263.68223001	29	août	4 h 22
2096	2457265.38257601	30	août	21 h 10

TABLE 2 – Éphémérides des maxima de RR Lyræ pour le mois d'août.

4.4. Quand observer en spectrométrie ?

N'oubliez pas d'observer et de démarrer dès que vous pouvez voir RR Lyræ et laissez tourner ensuite hors maximum. Les choses changent après la phase 0,16.

En spectroscopie, le “flash” H_{α} est autour de la phase 0,85, soit environ 1 heure avant le maximum photométrique en heure TU. Ne vous faites pas piéger par l'avance ou le recul des maxima : observez avec une large marge de sécurité. 1 h avant et 1 h après est une bonne marge et voir la montée et descente de l'émission.

Exemple :

- Maximum photométrique : 22h30 TU
- ⇒ Maximum spectroscopique : 21h30 TU
- ⇒ Début des observations spectroscopiques : 20h30 TU

C'est-à-dire : $\begin{cases} 22h30 & \text{HL été} \\ 21h30 & \text{HL hiver} \end{cases}$

Cycle	JD	Jour	Mois	Heure (TU)
2098	2457266.51614001	1	sept.	0 h 23
2100	2457267.64970401	2	sept.	3 h 35
2103	2457269.35005001	3	sept.	20 h 24
2105	2457270.48361401	4	sept.	23 h 36
2107	2457271.61717801	6	sept.	2 h 48
2110	2457273.31752401	7	sept.	19 h 37
2112	2457274.45108801	8	sept.	22 h 49
2114	2457275.58465201	10	sept.	2 h 01
2116	2457276.71821601	11	sept.	5 h 14
2119	2457278.41856201	12	sept.	22 h 02
2121	2457279.55212601	14	sept.	1 h 15
2123	2457280.68569001	15	sept.	4 h 27
2126	2457282.38603601	16	sept.	21 h 15
2128	2457283.51960001	18	sept.	0 h 28
2130	2457284.65316401	19	sept.	3 h 40
2133	2457286.35351001	20	sept.	20 h 29
2135	2457287.48707401	21	sept.	23 h 41
2137	2457288.62063801	23	sept.	2 h 53
2140	2457290.32098401	24	sept.	19 h 42
2142	2457291.45454801	25	sept.	22 h 54
2144	2457292.58811201	27	sept.	2 h 06
2146	2457293.72167601	28	sept.	5 h 19
2149	2457295.42202201	29	sept.	22 h 07

TABLE 3 – Éphémérides des maxima de RR Lyræ pour le mois de septembre.

Cycle	JD	Jour	Mois	Heure (TU)
2151	2457296.55558601	1	octobre	1 h 20
2153	2457297.68915001	2	octobre	4 h 32
2156	2457299.38949601	3	octobre	21 h 20
2158	2457300.52306001	5	octobre	0 h 33
2160	2457301.65662401	6	octobre	3 h 45
2163	2457303.35697001	7	octobre	20 h 34
2165	2457304.49053401	8	octobre	23 h 46
2167	2457305.62409801	10	octobre	2 h 58
2170	2457307.32444401	11	octobre	19 h 47
2172	2457308.45800801	12	octobre	22 h 59
2174	2457309.59157201	14	octobre	2 h 11
2177	2457311.29191801	15	octobre	19 h 0
2179	2457312.42548201	16	octobre	22 h 12
2181	2457313.55904601	18	octobre	1 h 25
2183	2457314.69261001	19	octobre	4 h 37
2186	2457316.39295601	20	octobre	21 h 25
2188	2457317.52652001	22	octobre	0 h 38
2190	2457318.66008401	23	octobre	3 h 50
2193	2457320.36043001	24	octobre	20 h 39
2195	2457321.49399401	25	octobre	23 h 51
2197	2457322.62755801	27	octobre	3 h 3
2200	2457324.32790401	28	octobre	19 h 52
2202	2457325.46146801	29	octobre	23 h 4

TABLE 4 – Éphémérides des maxima de RR Lyræ pour le mois d'octobre.

5. Congrès de spectroscopie stellaire au Maroc



Par Olivier THIZY

E-mail : thizy@free.fr

L'université Cadi Ayyad de Marrakech (Maroc) a organisé un workshop de spectroscopie stellaire du 18 au 24 octobre 2014.

5.1. Animation à Marrakech

La première partie s'est déroulée à Marrakech avec une conférence et une animation en extérieur le samedi 18 octobre en soirée. Le ciel fut malheureusement couvert ce soir là (la seule soirée de la semaine - sinon grand beau temps !) donc nous nous sommes rabattu sur un lampadaire.

Mais la démonstration menée par Daniel Verilhac et Olivier Thizy a très bien marché. Un spectrographe Alpy 600 (avec

une simple caméra DMK pour l'acquisition et une Atik GP pour le pointage/guidage) monté sur une télescope de 200 mm a servi à la démonstration. Le logiciel RSpec© rendait visible les spectres en temps réel sur les images projetées sur le mur de la Faculté des Sciences et Techniques de Marrakech. Nous avons pu ainsi montrer le spectre de lampadaire en "live" et expliquer la spectroscopie. L'assistance, nombreuse, a posé beaucoup de questions...

5.2. Atelier à Oukaïmeden

L'observatoire astronomique d'Oukaïmeden (code J43) est une entité de recherche appartenant à l'université Cadi Ayyad. Il est situé à une altitude de 2700 m sur la chaîne du grand Atlas à 78 km au Sud de Marrakech

A l'observatoire, plusieurs thématiques de recherches sont en cours telles l'étude de qualification des sites astronomiques, la modélisation de la turbulence optique, l'extinction, la photométrie et aérosols, la haute résolution angulaire et l'interférométrie, la physique solaire : activité solaire et météorologie spatiale, planétologie, la détection des flash lunaires, la détection d'astéroïdes, les comètes et le suivi des météores, les exoplanètes, la détection et confirmation d'exoplanètes par mesures photométriques et vélocimétriques, l'observation directe d'exoplanètes par chronographie et apodisation de pupille.

La spectroscopie est une discipline nouvelle au sein du Laboratoire LPHEA. Ce workshop sur la spectroscopie stellaire



FIGURE 21 – Vue d'ensemble des démonstrations à Marrakech.

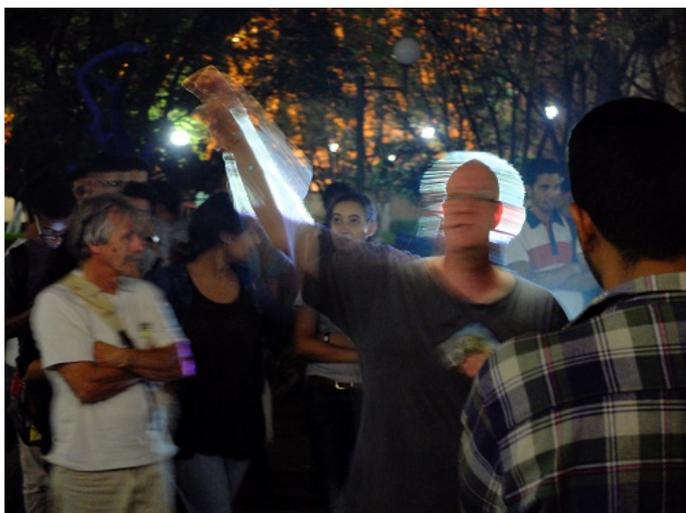


FIGURE 22 – Olivier Thizy décrivant les principes de la spectroscopie.

visait à développer cette thématique en réunissant la communauté des «spectroscopistes» pour échanger leurs savoirs faire en différentes thématiques liées à cette discipline.

Cette rencontre a aussi été l'occasion de présenter les travaux de recherches récents et d'exposer le matériel et les nouvelles techniques scientifiques en spectroscopie. Le thème principalement couvert, en plus de l'instrumentation et du eShel en particulier, a été les pulsations d'étoiles (pulsations non radiales et chocs violents dans les étoiles RR Lyræet autres étoiles pulsantes).

Denis Gillet et Philippe Matthias étaient également présents à cet atelier. Une quinzaine d'étudiants de Master ou doctorants étaient présents ainsi que quelques astronomes amateurs venus de France.

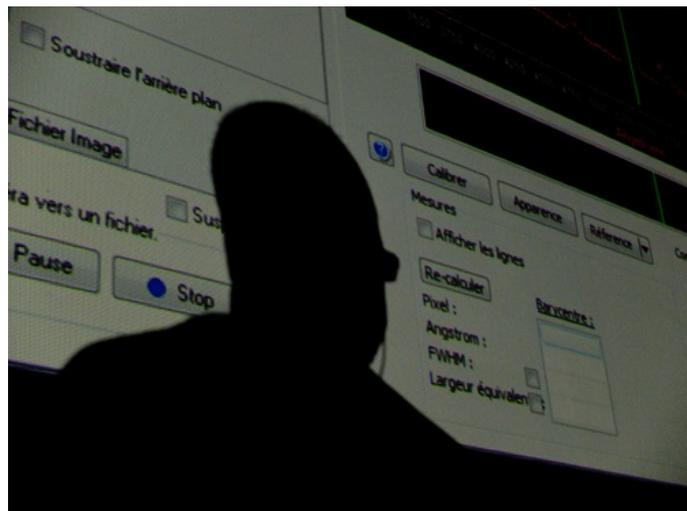


FIGURE 23 – L'ombre d'Olivier planant sur l'écran de vidéoprojection.



FIGURE 24 – Projection live de spectres avec RSpec©.

Ces belles photos ont été prises par Hubert Bousier, Olivier Thizy et Rachel Peillet.



FIGURE 25 – Denis Gillet présentant une conférence sur RR Lyræ.



FIGURE 26 – Le lac Ouka au voisinage de l'observatoire.

6. Ondes de pression et ondes de gravité dans les étoiles pulsantes



Par Philippe MATHIAS

E-mail : philippe.mathias@irap.omp.eu

6.1. Introduction

Comme les instruments de musique, les étoiles peuvent être considérées, en première approximation, comme des caisses de résonances, où se propagent des modes propres de vibration. En effet, du fait de la très forte décroissance de la densité au dessus de la photosphère (décroissance d'un facteur 10^4), on peut dans un premier temps considérer que les ondes se propageant dans l'étoile sont réfléchies par la photosphère : la pression à la "surface" de l'étoile est nulle.

6.1.1. Qu'est-ce qu'un mode propre d'oscillation ?

Les étoiles sont des musiciennes. Pour les comprendre, prenons l'exemple du diapason. Un diapason donnant la note LA à 440 Hz va vibrer à cette fréquence particulière, **la fréquence propre**, lorsqu'on l'excite avec un petit choc. Cette fréquence de l'oscillation du diapason dépend de sa longueur. Ceci est appelé **mode propre ou mode harmonique** où l'objet vibre alors de façon périodique : les oscillations ont une forme sinusoïdale, comme une vague régulière.

Cependant, les instruments de musique ne produisent pas un son pur : pour la note LA jouée, il y a la fréquence fondamentale à $f_0 = 440$ Hz mais aussi **les fréquences harmoniques associées** à $f_0 : 2f_0 = 880$ Hz, $3f_0 = 1760$ Hz, etc. Le son émis se compose donc de plusieurs fréquences dont une dominante, la fréquence fondamentale f_0 .

D'autres objets peuvent posséder plusieurs modes harmoniques conduisant donc à plusieurs fréquences propres avec leur suite de fréquences d'harmoniques associées. Par exemple, le Soleil possède plusieurs millions de modes propres d'oscillation.

6.1.2. Conséquences et applications

Si le système est soumis à une excitation externe, il pourrait entrer en résonance avec chacune des fréquences propres associées aux différents modes propres. Cette considération est cruciale en génie civil, pour éviter par exemple qu'un pont se mette à osciller avec une amplitude très importante au passage de vents par forçement violents ou d'un régiment et finisse par se disloquer.

Ceci est déjà arrivé, notamment en 1850 à Angers sur un pont suspendu où une des fréquences propres du pont était égale à celle des pas du régiment militaire qui l'a traversé. Bilan 226 morts. Le premier pont de Tacoma (USA) quant à lui, se mit à osciller jusqu'à son effondrement en 1940 sous l'effet de rafales d'un vent modéré.

6.2. De l'hydrostatique à l'hydrodynamique

Pour simplifier, on considère une étoile isolée, en équilibre hydrostatique, sans rotation ni magnétisme. On choisit un repère en coordonnées sphériques (O, r, ϕ, θ) centré sur l'étoile. Pour établir les caractéristiques des modes propres, on étudie le mouvement d'un point de l'étoile à partir des équations de conservation classiques :

- équation de continuité, ou de conservation de la masse ;
- équation du mouvement, ou de conservation de l'impulsion ($p = mv$) ;
- équation de conservation de l'énergie.

Auxquelles on ajoute :

- une équation qui décrit le potentiel gravitationnel (dite équation de Poisson) ;
- une équation d'état, permettant de relier les variables thermodynamiques, du type de la loi des gaz parfaits ;
- une loi de transport de l'énergie (convection et/ou radiation essentiellement).

On arrive ainsi à un système d'équations différentielles. Pour le résoudre, il faut se donner des conditions aux limites :

- pression nulle à la surface de l'étoile ($r = R$), où R est le rayon photosphérique. Cette condition (fausse) peut être améliorée par l'adjonction d'une atmosphère...
- luminosité nulle au centre de l'étoile ($r = 0$).

À l'équilibre hydrostatique, ces équations sont solvables et gouvernent la structure stellaire. Dans le cas dynamique (où les variables dépendent du temps), le système d'équations ne peut être résolu exactement, et il faut chercher des solutions approximatives.

6.3. Solutions des équations

Si on considère des mouvements de faibles amplitudes autour d'une position d'équilibre (c'est l'approche perturbative), on peut résoudre le système d'équations moyennant certaines simplifications. En particulier, on ne garde que les termes du premier ordre (d'intensité importante) : on parle de linéarisation. L'inconvénient est que l'on perd toute information relative aux amplitudes : on ne sait rien sur les solutions éventuelles loin de l'équilibre et on n'a aucune indication sur un cycle limite.

Mais on a en revanche des avantages quant à la résolution du système :

- si la configuration non perturbée est stationnaire, alors les variables de temps et d'espace sont indépendantes : les solutions peuvent s'écrire naturellement comme une combinaison linéaire des solutions simples dont la dépendance temporelle s'exprime par e^{st} , la fréquence $s \in \mathbb{C}$;
- la stabilité des modes est décrite par la partie réelle de s : stabilité pour $\Re(s) < 0$, instabilité pour $\Re(s) > 0$;
- dans le cas d'un système mécanique ayant un nombre fini de degrés de liberté, il y a un nombre fini de modes propres.

Finalement, on peut montrer que les amplitudes des vibrations solutions du systèmes sont de la forme :

$$\vec{X}(r, \theta, \phi, t) = \Re \left(\sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{-l}^{+l} \sum_{n=0}^{+\infty} A_{\ell,m,n} \vec{X}_{\ell,m,n}(r) Y_{\ell}^m(\theta, \phi) \exp(it\sigma_{\ell,m,n}) \right)$$

où $\vec{X}(r, \theta, \phi, t)$ représente le déplacement d'une partie de l'étoile repéré par ses coordonnées sphériques, $n \in \mathbb{N}$ est

l'ordre du mode (nombre de noeuds de la vibration entre le centre et la surface de l'étoile), $\ell \in \mathbb{N}$ est le degré du mode (nombre de noeuds à la surface sur les méridiens de l'étoile), et $m \in [-\ell; \ell]$ est le nombre azimutal. Les fonctions $Y_{\ell}^m(\theta, \phi)$ sont dites harmoniques sphériques, et $\sigma_{\ell,m,n}$ est la fréquence propre du mode de pulsation.

En "surface", la variation de \vec{X} entraîne, suivant la l'équation d'état adoptée (exemple : l'équation des gaz parfaits $pV = nRT$), des variations de pression et de température. Ces dernières sont parfaitement mesurables en photométrie en tant que variations de luminosité. En dérivant \vec{X} par rapport au temps on obtient naturellement les variations de vitesse de l'onde de vibration, ou plus exactement, après intégration, le champ de vitesse à la surface de l'étoile, qui peuvent être mesurées par effet Doppler en spectroscopie.

Ce procédé commun est utilisé sur le Soleil pour décrire son comportement en héliosismologie.

6.4. Fréquences caractéristiques

Lors de la résolution du système linéarisé, les divers changements de variables permettent de définir 2 fréquences caractéristiques :

- $L_{\ell} = \sqrt{\frac{\ell(\ell+1)c^2}{r^2}}$, où $c = \sqrt{\frac{\Gamma_1 p}{\rho}}$ est la vitesse du son dans le milieu stellaire, représente la fréquence acoustique de Lamb ;
- $N = \sqrt{g \left(\frac{1}{\Gamma_1 p} \frac{dp}{dr} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right)}$ représente la fréquence de Brunt-Väisälä.

Dans le cas d'un comportement adiabatique du plasma de l'étoile, c'est-à-dire que ce plasma considéré comme un fluide, n'échange pas de chaleur avec le milieu extérieur (ceci est vrai dans les couches profondes de l'étoile) et après simplification de la variation du potentiel gravitationnel, le déplacement de la composante radiale ξ_r d'une élément de fluide obéit à l'équation de propagation :

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} = \frac{\sigma^2}{c^2} \left(1 - \frac{N^2}{\sigma^2} \right) \left(\frac{L_{\ell}^2}{\sigma^2} - 1 \right) \xi_r$$

Ces deux fréquences caractéristiques, dont la variation suivant le rayon est représentée sur la Figure 27, permet de classer les zones de propagations des modes dans les étoiles.

La fréquence de Lamb L_{ℓ} tend vers l'infini quand r tend vers zéro, et diminue de manière monotone vers l'extérieur (comme la vitesse du son). Quant à la fréquence de Brunt-Väisälä N elle est imaginaire ($N^2 < 0$) dans les zones convectives significatif d'un phénomène de dispersion de l'onde (sa vitesse va dépendre de la fréquence) et réelle dans les zones radiatives, c'est-à-dire correspondant à une onde vibrante amortie ou non.

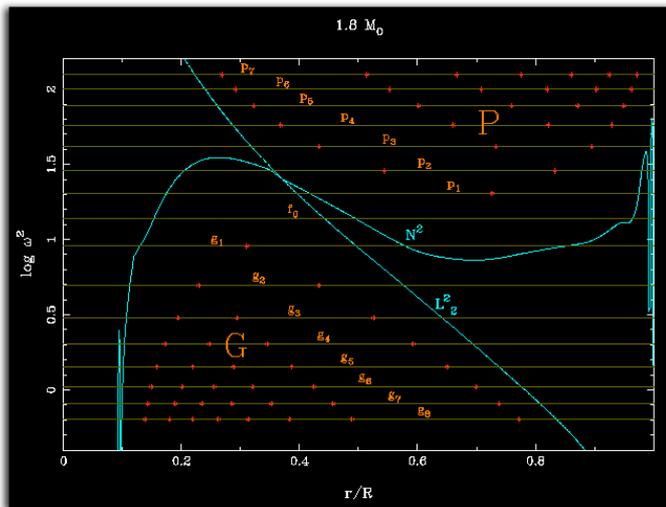


FIGURE 27 – Diagramme de propagation des fréquences (au carré) de Lamb et de Brunt-Väisälä en fonction de la fraction du rayon. Les cavités des ondes de pression p et des ondes de gravité g sont représentés par les points rouges qui symbolisent la présence des modes propres.

6.5. Propriétés des oscillations

À partir de son expression ci-dessus, l'équation de propagation peut se réécrire :

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} = -K(r)\xi_r$$

avec

$$K(r) = \frac{\sigma^2}{c^2} \left(\frac{N^2}{\sigma^2} - 1 \right) \left(\frac{L_\ell^2}{\sigma^2} - 1 \right).$$

Le comportement des solutions $\xi(r)$ dépend du comportement, en particulier du signe, de $K(r)$:

- $K(r) < 0$: solution de type exponentielle. Dans ces régions, **les ondes sont amorties**, on dit qu'elles sont évanescentes. On a l'encadrement des fréquences suivant :
 - $|N| < |\sigma| < L_\ell$
 - $L_\ell < |\sigma| < |N|$
- $K(r) > 0$: solution de type sinusoïdale, ou oscillante. On a établissement d'**ondes stationnaires**¹ telles que :
 - $|\sigma| > |N|$ et $|\sigma| > L_\ell$: ces modes de hautes fréquences sont dits **ondes de pression ou modes p** , car la force qui tend à ramener l'élément de fluide à sa position d'équilibre est la force de pression. D'après la Figure 27, la cavité dans laquelle se propage ces modes se situe plutôt dans les couches supérieures de l'étoile ;
 - $|\sigma| < |N|$ et $|\sigma| < L_\ell$: ces modes de basses fréquences sont dits **ondes de gravité ou modes g** , car la force

1. Au lieu d'y voir une onde qui se propage, on constate une vibration qui "n'avance pas" mais d'intensité différente, en chaque point observé. Les points fixes caractéristiques sont appelés des nœuds de pression. C'est la superposition d'une onde progressive et d'une onde régressive [STATIONNAIRE 2015].

qui tend à ramener l'élément de fluide à sa position d'équilibre est la force de gravité à travers le principe d'Archimède. Cette fois, la cavité se situe dans les régions les plus profondes de l'étoile, juste au-dessus du cœur.

6.5.1. Ondes de pression ou "modes p "

Pour ces modes, on a donc $\sigma \gg N$, et $K(r)$ peut en première approximation s'écrire :

$$K(r) \approx \frac{1}{c^2}(\sigma^2 - L_\ell^2)$$

La dynamique du mode est donc déterminée par la vitesse du son dans le milieu c .

Le comportement de ces ondes est donc une réflexion totale à la surface, qui va se propager vers l'intérieur tout en subissant un phénomène de réfraction : il existe une couche de propagation maximum qui dépend de ℓ , de la même manière que L_ℓ . Pour des valeurs élevées de ℓ , cette profondeur est très proche de la surface, mais s'enfonce dans les profondeurs pour de petites valeurs de ℓ . La fréquence de Lamb suivant une loi décroissante, l'amplitude de ces modes est donc confinée plutôt vers les couches supérieures. Au niveau de l'identification, on s'aperçoit d'après la Figure 27 que la fréquence de ces modes augmente avec l'ordre n du mode.

À noter un cas extrême, celui où $\ell = 0$: ces modes correspondent à des modes radiaux, pour lesquels $n = 0$ correspond au fondamental, $n = 1$ au premier harmonique, etc... Ces modes se retrouvent en particulier dans toutes les étoiles pulsantes évoluées (Céphéides, Miras, RR Lyrae, ...) mais aussi dans les étoiles pulsantes proches de la séquence principale (étoiles de type solaire, δ Scuti, β Céphéides...) ainsi que certaines naines blanches.

6.5.2. Ondes de gravité ou "modes g "

Dans ce cas (en supposant $\sigma^2 \ll L_\ell^2$), on a :

$$K(r) \approx \frac{1}{\sigma^2}(N^2 - \sigma^2) \frac{\ell(\ell + 1)}{r^2}$$

La dynamique est gouvernée par la fréquence de Brunt-Väisälä N , dont l'expression est liée à la gravité g .

Pour ces modes, $K(r)$ augmente lorsque la fréquence σ diminue : l'ordre du mode *augmente* lorsque la fréquence de ce mode *diminue* : c'est un comportement opposé à celui des ondes p .

La cavité de propagation de ces ondes est caractérisée par $N \equiv \sigma$: elles sont évanescentes dans les couches supérieures des étoiles donc assez difficiles à détecter.

À noter qu'il n'est pas possible de définir des modes ayant $n = 0$ ou, de manière équivalente, de modes ayant $\ell = 0$: les ondes de gravité ont une nature *uniquement* non radiale.

6.6. Conclusions

Si ce sont les ondes de pression (et au sein d'eux principalement les modes radiaux) qui sont le plus rencontrés dans les étoiles en général (et les étoiles évoluées en particulier), les ondes de gravité (modes exclusivement non radiaux) ont été détectés dans trois classes d'étoiles pulsantes : les SPB, les γ Doradus et certaines naines blanches.

Ces modes ne sont d'ailleurs pas exclusifs et les missions spatiales CoRoT et Kepler ont mis en évidence un certain nombre de pulsateurs hybrides.

Enfin, parceque les oscillations associées ont des amplitudes plus importantes dans les régions profondes des étoiles, les ondes de gravité sont particulièrement intéressants d'un point de vue astérosismologique, par exemple la signature de l'état évolutif d'une étoile.

Revers de la médaille, leurs périodes sont plus importantes d'un ordre de grandeur par rapport aux ondes de pression d'objets similaires et les amplitudes surfaciques sont beaucoup moins importantes, ce qui les rend difficiles à étudier. D'ailleurs, les ondes de gravité sont encore activement recherchées dans le Soleil...

Références

[MODEPROPRE 2015] [Wikipédia, mode propre d'un système.](#)

[RESONANCE 2015] [Wax science, la résonance.](#)

[STATIONNAIRE 2015] [Wikipédia, ondes stationnaires.](#)



FIGURE 28 – Photo de groupe des participants au congrès de spectroscopie stellaire.