HAL
open science

La cohérence optique en astrophysique.

Jacques Moret-Bailly

▶ To cite this version:

Jacques Moret-Bailly. La cohérence optique en astrophysique.. 2012. hal-00761828

HAL Id: hal-00761828
https://hal.science/hal-00761828v1

Preprint submitted on 6 Dec 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

La cohérence optique en astrophysique.

Jacques Moret-Bailly,jmo@laposte.net.

6 décembre 2012

Résumé

Les spectroscopistes considèrent que la propagation de la lumière dans un gaz pur sous très basse pression est exclusivement cohérente. Nous étudions des modèles dans lesquels certaines grandeurs ont une valeur inhabituelle pour un spectroscopiste : pression extrêmement basse, mais parcours immenses, sources extrêmement chaudes. Plusieurs effets cohérents sont pris en considération : superradiance, interactions multiphotoniques, effet Raman impulsionnel stimulé. Ces systèmes ressemblent à plusieurs types d'objets observés en astronomie, valident des hypothèses rejetées en considérant la propagation comme incohérente (méthode de Monte-Carlo) faute de compétition de modes. Mais la cohérence donnant une interprétation purement optique de la loi de Hubble, elle ne peut qu'être rejetée en astrophysique.

1 Introduction

En 1931, Menzel [1] a écrit : « It is easily proved that the so-called "stimulated emissions" are unimportant in the nebulae ». On peut douter de la démonstration de Menzel car, dans cet article, il confond deux grandeurs photométriques, radiance et irradiance : La radiance mesure le flux d'énergie dans un rayon, flux constant dans un milieu transparent, alors que l'irradiance est le flux, issu de toutes les directions, qui traverse dans un sens, une surface plane de surface unité. Cette confusion était fréquente à cette époque car ces deux grandeurs diffèrent par un angle solide non pris en compte dans les équations de dimension. L'opinion de Strömgren reste majoritaire en astrophysique, se traduisant, par exemple, par de nombreuses publications dans lesquelles l'incohérence est introduite par un tirage de Monte-Carlo.

Le point de vue des spectroscopistes, appuyé sur l'absence de bleu du ciel dans la stratosphère et par la nécessité d'éviter des diffusions incohérentes dans les gaz de lasers est opposé : Toutes les interactions lumière-gaz sous basse pression sont cohérentes. Les incohérences qui produisent, par exemple, le bleu du ciel résultent de collisions, majoritairement binaires, dont la densité est proportionnelle au carré de la pression.

La section 2 résume des propriétés générales de la spectroscopie cohérente.

La section 3 etudie par la spectroscopie cohérente, des modèles théoriques susceptibles d'exister en astronomie : grandes dimensions, températures extrêmement élevées, etc.

La section 4 compare des observations à ces modèles.

2 Interactions cohérentes.

2.1 Construction d'Huygens

Les constructions d'Huygens pour des ondes sinusoïdales quelconques sont des illustrations de la génération d'une surface d'onde nouvelle proche d'une ancienne surface d'onde : Des sources situées au voisinage de l'ancienne surface d'onde rayonnent des ondes sphériques. L'enveloppe des sphères obtenues après un temps Δt est une nouvelle surface d'onde. La partie de l'enveloppe correspondant à une onde rétrograde s'élimine car une surface d'onde initiale décalée d'un quart de longueur d'onde génère en arrière, une onde de phase opposée qui détruit l'onde

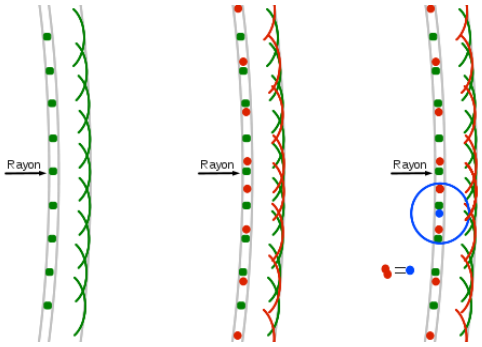

FIGURE 1 – A,B,C.–Constructions d'Huygens : A dans un milieu continu ; B dans un gaz sous basse pression ; C en présence de molécules rares • qui peuvent être formées par deux molécules en collision.

rétrograde.

La figure 1A applique la construction à un milieu homogène. Le volume situé entre deux surfaces d'onde dont la distance est infinitésimale est découpé en parcelles infinitésimales • qui rayonnent en phase pour construire la nouvelle surface d'onde.

La figure 1B, relative à la diffusion d'une onde électromagnétique, ajoute à la diffusion de 1A, une diffusion par un grand nombre de molécules •. En général, cette dernière diffusion est retardée de $\pi/2$, de sorte que la somme des deux ondes sinusoïdales est une onde sinusoïdale légèrement retardée, dite réfractée.

La figure 1C montre que le rayonnement d'ondelettes émises par des molécules rares • ne peut pas générer une enveloppe : il est incohérent. Dans les gaz, la collision de deux molécules engendre des systèmes dépendant de nombreux paramètres, donc des systèmes moléculaires différents qui produisent des diffusions incohérentes. Ce rayonnement incohérent produit le bleu du ciel qui disparait dans la stratosphère car la densité de collisions est proportionnelle au carré de la pression.

De même, un laser à gaz, ne peut fonctionner que si les diffusions iuncohérentes sont assez peu probables pour ne pas perdre trop d'énergie : la pression utilisée est de l'ordre de 100 Pa.

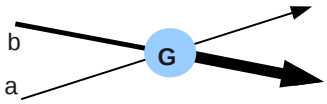

FIGURE 2 – Compétition de modes.

2.2 Superradiance.

Lorsqu'un rayon lumineux se propage dans un gaz, sa radiance spectrale $I(\nu)$ varie suivant la loi donnée par Einstein en 1917 [2] :

$$\mathrm{d}I(\nu) = B(\nu)I(\nu)\mathrm{d}x \tag{1}$$

où $\mathrm{d}x$ est le chemin parcouru dans le gaz et $B(\nu)$ le coefficient d'Einstein qui dépend de la nature et de l'état du gaz. (Nous sous-entendrons, en général : "(ν)" et "spectrale", qui précisent qu'il s'agit d'un flux d'énergie dans un intervalle de fréquences $\mathrm{d}\nu$ (ou de longueurs d'onde $\mathrm{d}\lambda$). L'intégration de l'équation 1 introduit une constante que nous écrirons I_0 en supposant qu'elle est la radiance d'un rayon issu d'un corps noir à 0 K, donc que $I_0 = h\nu^3/c^2$ en moyenne (Planck 1911 [3]). Si B est constant, I est une fonction exponentielle du chemin parcouru x. On convient souvent de dire qu'il y a superradiance lorsque I est supérieur à $2I_0$, alors que, habituellement, I reste voisin de I_0.

2.3 Compétition des modes.

En absorbant de l'énergie dans l'élément de volume G (fig 2), les rayons font décroître le coefficient B. D'après la formule 1, le rayon le plus intense absorbe plus d'énergie que l'autre dont la radiance reste voisine de I_0 : Il ne reste, bien visibles, que les rayons qui seraient les plus intenses sans superradiance.

2.4 Interactions multiphotoniques.

Des rayons de radiance élevée peuvent pomper des atomes sur des niveaux virtuels, d'où un ou plusieurs autres pompages peuvent leur faire atteindre un niveau résonant. Les lois de la thermodynamique doivent être respectées, une température étant déduite, pour chaque rayon, de sa fréquence et de sa

radiance par la loi de Planck (1911) [3]. La grande radiance spectrale, à chaque fréquence, d'une source extrêmement chaude permet de pomper un atome par des combinaisons de fréquences, absorbant notablement tout le spectre continu de la source.

2.5 Diffusion Raman impulsionnelle stimulée (ISRS)

Cette diffusion est utilisée, principalement pour étudier la matière, dans le laboratoire de Keith A. Nelson au M.I.T. L'ISRS peut être considéré comme un complément de la réfraction, dans lequel la diffusion Rayleigh cohérente, source de la réfraction, est complétée par une diffusion Raman. Le coefficient de diffusion Raman, déduit du tenseur de polarisabilité quadrupolaire, est, comme le coefficient de diffusion Rayleigh, en première approximation, loin des résonances, proportionnel à la fréquence du rayon incident.

Dans la réfraction, les champs sinusoïdaux incident et diffusé ont des fréquences égales, donc leur somme est sinusoïdale. Au contraire, en ISRS, les champs incident et Raman ont des fréquences différentes et produisent des battements.

Les champs diffusés en des points A et B d'un rayon, distants de x, ont, par rapport aux phases de l'onde incidente en A et$B$ respectivement, une même différence de phase. Ainsi, l'onde incidente parcourant le chemin AB, ces champs diffusés acquièrent une différence de phase $\Delta\phi = 2\pi x(1/\lambda_i - 1/\lambda_d)$, où λ_i et λ_d sont les longueurs d'onde des ondes incidente et diffusée. λ_i et λ_d sont différentes sauf avec un réglage convenable de certains cristaux. Pour une distance x telle que $\Delta\phi$ égale π, les amplitudes diffusées s'annulent.

La figure 3 explique, avec des ordres de grandeur irréalistes, l'interférence d'une onde incidente avec une onde de fréquence peu différente et d'amplitude plus faible qui joue le rôle d'une onde Raman Stokes. L'amplitude de la somme des deux ondes décroît jusqu'à l'opposition de phase. Cette somme a l'aspect d'une onde sinusoïdale dont la fréquence décroît puis croit.

La zone de décroissance est sélectionnée en arrêtant l'interaction par l'usage d'impulsions "shorter than all involved time constants" (G. L. Lamb, [4]). Si cette condition est remplie, les battements des ondes incidente et diffusée n'apparaissent pas et leur somme a un aspect sinusoïdal dont la fréquence majeure est donnée, par une analyse de Fourier, intermédiaire des fréquences initiales, dans le rapport des amplitudes des composantes. Ce glissement de fréquence est facilement observé en utilisant en ISRS, des impulsions laser femtoseconde [5].

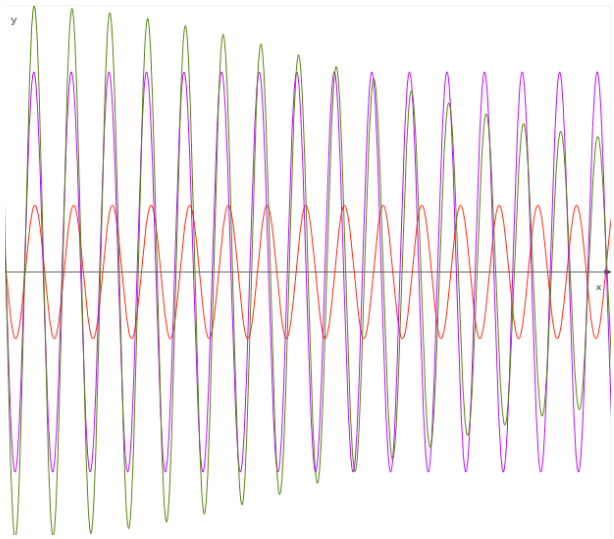

FIGURE 3 – Addition de sinusoïdes de fréquences différentes.

Les propriétés de l'ISRS qui n'impliquent pas les variations temporelles à l'échelle de la durée des l'impulsions, s'obtiennent par une simple transposition des propriétés de la réfraction : Réfraction et ISRS sont spatialement cohérents, permettant ainsi la fourmation d'images. La réfraction, et la variation relative de fréquence en ISRS $\Delta f/f$ dépendent d'une dispersion faible sauf au voisinage de résonances.

L'ISRS excite le milieu actif pendant les impulsions. La décroissance de cette excitation peut être sondée par un autre ISRS. Elle peut aussi être sondée par un rayon laser continu qui subit une variation de fréquence pendant l'excitation impulsionnelle du niveau Raman.

Un couplage de plusieurs ISRS dont le bilan d'ex-

citation du milieu est nul produit un effet dit “paramétrique” , beaucoup plus intense, pour lequel la matière est un catalyseur. Les échanges d’énergie des rayons impliqués se traduisent par des variations progressives de fréquence, en conformité avec les principes de la thermodynamique.

2.6 Effet Raman Cohérent sur la Lumière Incohérente (CREIL).

On appelle CREIL un ISRS dans lequel les impulsions résultent de la représentation usuelle de la lumière temporellement incohérente émise par les sources thermiques. La durée de ces impulsions est de l’ordre d’une nanoseconde. Pourquoi n’a-t-on jamais observé de glissements de fréquence avec la lumière naturelle ? En allongeant les impulsions laser, les glissements de fréquence par ISRS décroissent rapidement.

Supposons que la durée des impulsions permettant une observation de l’ISRS en laboratoire, est multipliée par un facteur k. La période quadrupolaire, ajustée aussi longue qu’autorisé par la condition de Lamb, doit être multipliée par k, la fréquence quadrupolaire ν est divisée par k. Le temps collisionnel du gaz doit aussi être multiplié par k, ce qui produit une division de la pression, donc de la diffusion, par k.

Ainsi, en résumé, toutes choses supposées égales par ailleurs, le glissement relatif de fréquence observé au laboratoire, par unité de longueur d’interaction, est divisé par k par chacun des effuets suivants :

a) A basse pression, le temps collisionnel, pour les collisions binaires majoritaires, est inversement proportionnel à la pression. L’allongement du temps collisionnel par un facteur k requiert une division de la pression par k.

b) La distance ν de la raie Raman à la raie excitatrice, donc le glissement ISRS, est divisée par k.

c) Une diffusion Stokes est accompagnée de la diffusion anti-Stokes qui a un effet opposé. Ces diffusions sont proportionnelles aux populations d’atomes qui se trouvent dans les deux états de la résonance quadrupolaire. Le rapport de ces populations est, à l’équilibre, $n_B/n_H = exp(h\nu/(kT))$ très voisin de 1, de sorte que $n_B - n_H$ est proportionnel à ν, ce qui divise encore le glissement de fréquence par k.

FIGURE 4 – Coquille sans superradiance

Au total, l’épaisseur de gaz traversée doit être multipliée par k^3 pour maintenir le glissement de fréquence observable. Le rapport des durées d’impulsions de la lumière incohérente issue d’une source thermique, à la durée d’impulsions d’un laser femtoseconde, est de l’ordre de $k = 1ns/10fs = 10^5$: le parcours doit être multiplié par 10^{15} , il ne peut être obtenu que dans l’espace.

Le champ électromagnétique thermique est toujours présent, tendant toujours à abaisser la fréquence de la lumière.

Le seul gaz abondant dans l’univers ayant une résonance de période supérieure à, et voisine de 1ns, permettant de catalyser un échange de glissements de fréquences, est l’hydrogène atomique excité dans les niveaux n=2, noté H* : il possède des transitions quadrupolaires à 178 MHz dans l’état $2S_{1/2}$, 59 MHz dans $2P_{1/2}$ et 24 MHz dans $2P_{3/2}$. Les niveaux plus excités ont des résonances de fréquences plus basses dont l’effet est quasiment négligeable.

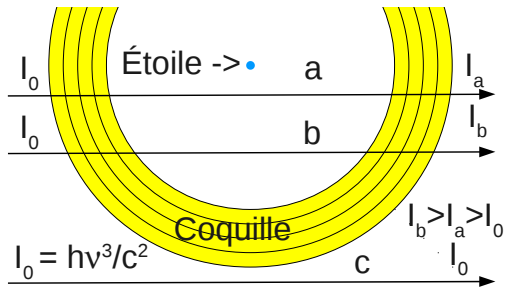

FIGURE 5 – Émission de la coquille.

3 Modèles astronomiques.

3.1 Sphère de Strömgren [6].

En 1939, Strömgren [6] a défini un système formé par une source (étoile) très chaude (plusieurs centaines de milliers de kelvins) placée dans un nuage d'hydrogène à basse pression initialement froid.

La source engendre une sphère de plasma presque totalement ionisé en protons et électrons. L'hydrogène est supposé pur. Strömgren a montré que quelques atomes créés par le refroidissement du plasma rayonnent beaucoup d'énergie, ce qui accélère le refroidissement et crée de nouveaux atomes, en un processus catastrophique. Il apparaît donc une coquille de plasma contenant des atomes d'hydrogène qui rayonnent intensément leurs raies spectrales. Strömgren semble avoir ignoré la superradiance, de sorte que sa sphère avait l'apparence de la figure 4. La coquille est divisée en une infinité de sous-couches (fig. 5). Tant qu'un rayon coupe la sphère, le parcours dans chaque sous-couche est une fonction croissante de la distance r du rayon à l'étoile. Donc la radiance I est une fonction d'abord croissante de r, qui retombe à 0, donc possède au moins un maximum R qui précise le rayon de la sphère de Strömgren. Ainsi, seuls les rayons qui dessinent le limbe de la sphère sont brillants.

Si la superradiance est suffisante, la symétrie du limbe est brisée par compétition de modes. le limbe est vu en un nombre de points pair car les phases de deux modes adjacents sont opposées (fig. 6).

FIGURE 6 – Modes de la coquille de Strömgren.

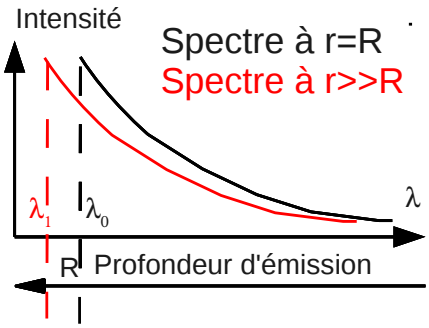

FIGURE 7 – Raie Lyα du disque.

3.2 Émission de la sphère de Strömgren.

La sphère contient surtout des protons et des électrons libres qui n'interagissent pas avec la lumière. Une faible densité d'atomes excités croît d'une façon quasi exponentielle jusqu'à la surface.

Admettons que les émissions ou absorptions des rayons a et b (figure 5) à l'entrée dans la sphère ne sont pas observables car ces rayons ont ensuite un parcours différent, sont mélangés par l'observation.

Observation au voisinage du point de sortie de la sphère (fig 7) :

– En profondeur, l'émission (amplification) d'une raie, par exemple Ly α est faible, puis elle est rougie par effet CREIL pendant la traversée du gaz jusqu'à la surface.

– En s'approchant de la surface, l'émission croît exponentiellement, alors que son rougissement diminuera.

– Au delà de la surface, la lumière traverse une région dans laquelle l'irradiance due aux rayons produits par l'émission superradiante est grande, de sorte que la raie reçoit de l'énergie, la longueur d'onde λ_1 est plus courte que la longueur d'onde $\lambda_0 = \lambda_\alpha$ de la raie Lyman α. Ainsi, successivement, en fonction d'une longueur d'onde croissante, la raie d'émission apparaît brusquement à une longueur d'onde $\lambda_1 < \lambda_0$, puis elle décroît avec allure exponentielle. En pratique, l'observation additionne des spectres distincts provenant de rayons tels que a et b (fig.5), de sorte que la croissance de l'intensité est moins brusque.

3.3 Absorption d'un spectre continu UV-X par de l'hydrogène atomique relativement froid (30000K).

Le rayonnement est absorbé par les atomes aux fréquences Lyman, imprimant le spectre dans la lumière. L'absorption de Lyman α peuple les niveaux n=2, de sorte qu'il se produit un effet CREIL qui déplace en permanence les fréquences de la lumière : les raies inscrites dans la lumière sont larges et peu intenses, invisibles.

Supposons qu'une raie, par exemple Ly β, ait été notablement absorbée dans une région où, par exemple une pression excessive (bien que basse !) interdit l'effet CREIL. Lorsque par rougissement CREIL la raie absorbée prend la fréquence ν_α de Lyα, l'excitation du gaz à $n = 2$ donc le CREIL disparaissent, tout le spectre de l'atome H est inscrit visiblement dans la lumière.

Toutefois les atomes pompés par Ly β, Ly γ produisent un léger CREIL, puis ils peuvent tomber aux niveaux n=2. Ainsi une région spectrale non absorbée précédemment prend la fréquence ν_α de Ly α , le rougissement de la lumière reprend jusqu'à ce qu'une raie inscrite atteigne la fréquence ν_α , etc.

Ainsi, le spectre du gaz est dupliqué dans la lumière chaque fois qu'une raie déjà inscrite atteint la fréquence ν_α.

Dans les glissements CREIL, le rapport $(n_1 - n_2)/n_1$ de fréquences spectrales inscrites dans la lumière est conservé, de sorte qu'on applique à une raie initiale des rougissements relatifs successifs :

$Z_{(\beta,\alpha)} = (\nu_\beta - \nu_\alpha)/\nu_\alpha = [(1-1/32-(1-1/22)]/(1-1/22)] \approx 5/27 \approx 0,1852 \approx 3*0,0617$;

$Z_{(\gamma,\alpha)} = (\nu_\gamma - \nu_\alpha)/\nu_\alpha$ =[(1-1/42 -(1-1/22)]/(1-1/22)] = 1/4 = 0,25 = 4*0,0625 ;

de même $Z_{(\gamma,\beta)} = 7/108 \approx 0,065$, etc. Les rougissements sont ainsi à peu près le produit de $Z_0 = 0,062$ par un entier q somme d'entiers 3, 4 et 1. Une raie sera plus intense pour $q = 3$ que pour $q = 4$ et, a fortiori pour $q = 1$. Il y a recouvrement de raies, de sorte qu'on construit un arbre dont les branches peuvent fusionner. Certaines valeurs de q sont remarquables , par exemple $q = 10 = 3+3+4 = 3+4+3 = 4+3+3 = 3+3+3+1$ correspond à une raie intense.

3.4 Glissements des spectres émis par des étoiles.

La compression due à l'énorme gravité à la surface des étoiles amène, à une faible distance de la surface, en dépit de la haute température, l'hydrogène à un état quasi-cristallin. Les atomes immobilisés rayonnent des raies fines donc un effet CREIL est possible. Des atomes relativement lourds peuvent se trouver à une température assez élevée pour émettre

FIGURE 8 – heic 1018a (Hubble).

des raies UV-X qui se propagent vers la surface en étant rougis. Si la lumière, émise par des d'atomes plus légers à une plus faible profondeur, échange plus d'énergie avec le rayonnement des atomes lourds qu'avec le rayonnement thermique, sa fréquence croit. Les émissions proches de la surface ne sont pas concernées.

Les glissements de fréquence sont plus intenses au limbe qu'au centre du disque car le parcours dans H* "cristallisé" est plus grand.

4 Astrophysique plausible.

4.1 Cercles

Le cliché de Hubble heic 1018a (fig 8) montre un cercle presque parfait qui peut être l'image du limbe d'une sphère de Strömgren.

4.2 Anneaux de la supernova 1987A.

Lorsque l'étoile dont le nom est devenu SN1987A s'est allumée, les astronomes ont observé des échos de lumière réfléchie par des nuages d'hydrogène. La variation de l'intensité lumineuse de l'étoile a permis de comparer les temps de propagation de la lumière directe et de la lumière réfléchie, de sorte que la géométrie de ces nuages a été tracée, en forme d'un sablier. Puis sont apparus trois anneaux (Image heic0704a, fig. 9) en même temps que l'étoile disparaissait.

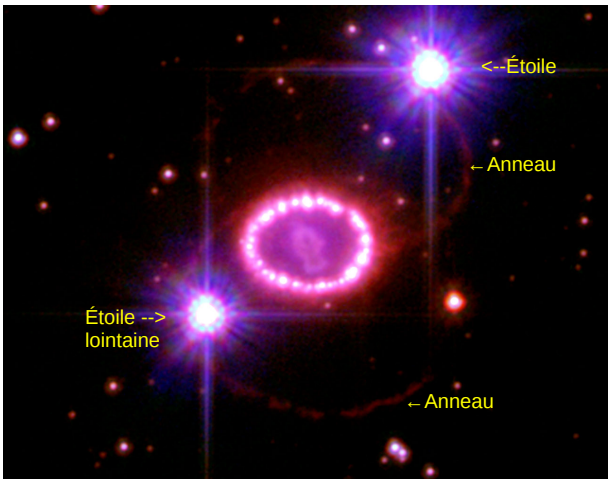

FIGURE 9 – SNR1987A heic 0704a (ESA/Hubble).

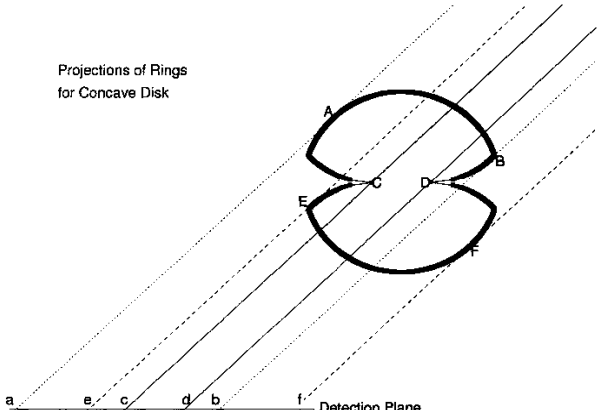

FIGURE 10 – Sablier d'après Martin et Arnett [7].

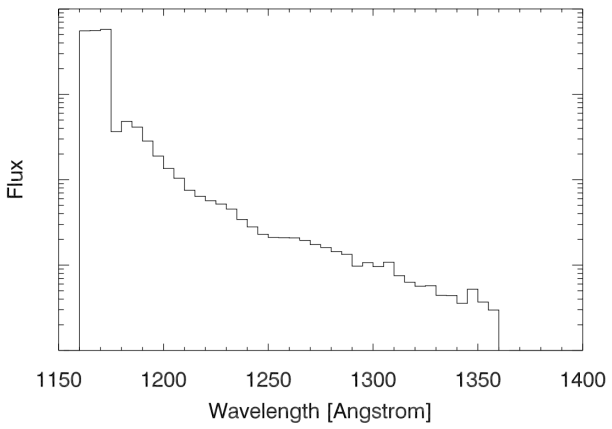

FIGURE 11 – Spectre calculé par Michael et al [9].

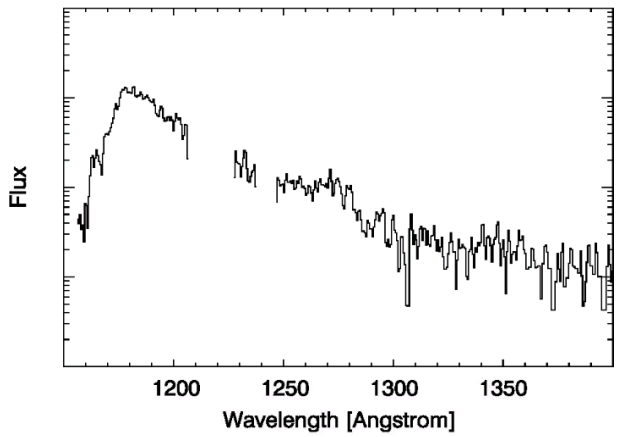

FIGURE 12 – Spectre mesuré par Michael et al [9]

Martin et Arnett[7] ont grossièrement dessiné une coupe du sablier (figure 10) pour montrer que les projections des tangentes en direction de la Terre dessinent les diamètres des anneaux. Ces auteurs ont été critiqués par Burrows et al.[8] qui, en ne tenant pas compte de la superradiance obtiennent un dessin semblable à la figure 4, plutôt qu'à la figure 6. La spectroscopie cohérente explique d'une part la structure des anneaux, d'autre part leur grande luminosité aux dépends de celle de l'étoile.

De nombreux systèmes montrent des ensembles de points interprétés par des effets de lentilles gravitationnelles, par exemple la croix d'Einstein. Cette interprétation pose deux problèmes :

- Il faut un grand nombre d'alignements d'astres convenables.

- La parité paire du nombre de points (point central exclu) dans les systèmes réguliers n'est pas expliquée.

4.3 Spectre de la lumière diffusée au centre de SNR1987A.

L'observation additionne les intensités provenant du disque central (intérieur de l'anneau principal [9]). Les rayons correspondants ont des parcours, des spectres différents de sorte que λ_1 de la figure 7 est variable). La figure 7 montre une intensité maximale limitée car l'exponentielle est coupée. Au contraire, le calcul de Monte-Carlo (fig. 11) montre une intensité maximale très grande limitée par la saturation du traceur de courbe.

4.4 Explication spectroscopique de la loi de Hubble.

Supposons que la densité d'hydrogène atomique excité H* et que l'irradiance du fond électromagnétique thermique sont constants dans l'univers. En négligeant la dispersion CREIL, le rougissement de la lumière est proportionnel à la distance : c'est la loi de Hubble. En fait, la loi de Hubble ne mesure pas la distance d'un astre, mais approximativement la densité de colonne d'hydrogène H* qui peut avoir des origines diverses.

L'hypothèse d'une densité constante de H* est acceptable à grande distance des étoiles où la densité d'hydrogène et de rayonnement susceptible de l'exciter peuvent être constants. Mais cette hypothèse n'est plus acceptable à proximité d'astres très chauds, et émettant de l'hydrogène. Halton Arp et d'autres auteurs ont remarqué que des astres chauds sont donnés plus éloignés que des astres plus froids qui leur semblent associés.

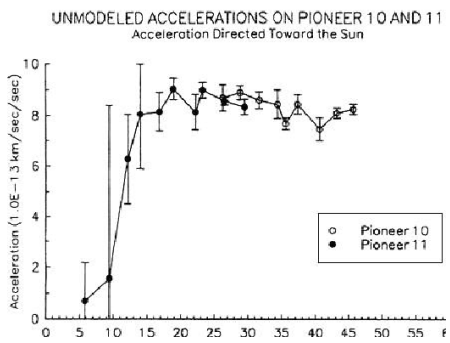

FIGURE 13 – Spectre tracé par Anderson et al [10]

4.5 Vides intergalactiques.

Certaines galaxies contiennent des astres massifs et chauds susceptibles d'émettre des vents d'hydrogène et de les maintenir excités jusque autour de quelques autres galaxies. Les bulles de H* ainsi formées produisent des rougissements qui, interprétés par la loi de Hubble, accroissent la distance apparente de toutes les galaxies vues à travers de telles bulles. En conséquence, les distances radiales des cartes des galaxies et les distances transversales qui en sont déduites sont exagérées. Il en résulte un calcul erroné de la dynamique des galaxies spirales corrigé par l'improbable hypothèse de la matière noire. D'un point de vue local, les bulles accroissent irrégulièrement les distances radiales, générant des vides qui contiennent peu d'astres, créant une structure spongieuse observable dans les cartes des galaxies. Mais cette structure spongieuse est anisotrope car l'accroissement des distances transverses est assez régulier, alors que l'accroissement des distances radiales ne l'est pas. Cette anisotropie parait placer la Terre au centre de l'univers.

4.6 Vérification expérimentale de l'effet CREIL.

Cette vérification requiert un long parcours de la lumière dans H* à basse pression. La détente d'hydrogène très chaud (plasma $p^+ + e^-$) produit d'abord H* qui ensuite se désexcite. Un calcul grossier de détente adiabatique du vent solaire situe une couche riche en H* entre 10 et 15 UA . Nous disposons ainsi d'un parcours suffisant pour une observation du CREIL :

La lumière solaire est rougie lorsqu'elle traverse cette couche, produisant une excitation des atomes H* détectable par une sonde qui peut être un rayonnement continu. L'expérience a déjà été faite : La porteuse des signaux échangés avec les sondes Pioneer 10 et 11 subit un accroissement de fréquence pendant sa traversée de la couche contenant H*(fig. 13). Remarquons qu'il s'agit d'accroissements de fréquence pendant les impulsions de la lumière solaire, avec une destruction de la cohérence temporelle lors des changements de fréquence. Le détecteur accordé extrait de l'onde bruyante qu'il reçoit une fréquence accrue.

Cette interprétation pourrait être vérifiée en ne mesurant pas la fréquence d'une porteuse, mais la fréquence des impulsions d'une source qui serait affectée par un effet Doppler, mais non par le CREIL. On disposerait d'un temps très long pour faire l'expérience puisque le bleuissement est pratiquement constant au delà de 15AU. Le rayonnement thermique observé à 2,7 K peut être amplifié par le même mécanisme. Son anisotropie observée, liée à l'écliptique, s'explique par l'anisotropie du vent solaire.

4.7 Périodicités dans les spectres des quasars et galaxies.

En 1968, Burbidge, G., [11], puis de nombreux autres auteurs ont trouvé expérimentalement que des quasars et galaxies ont souvent des rougissements donnés par $Z_{obs} \approx 0.061n$ avec n entier. Ils ont vainement cherché à justifier cette loi ou des lois analogues. Nous avons proposé en 3.3, par la théorie, une loi analogue, approximative, avec une constante légèrement plus grande 0,062. Nos calculs permettent d'utiliser, éventuellement, un résultat exact.

Notre théorie explique les spectres de la forêt Lyman des quasars. Son utilisation pour expliquer les périodicités des rougissements des galaxies requiert en plus une autre hypothèse : Il faut que, en général, les rayons observés sortent du nuage d'hydrogène qui produit les rougissements pendant qu'un spectre est en cours d'inscription dans la lumière.

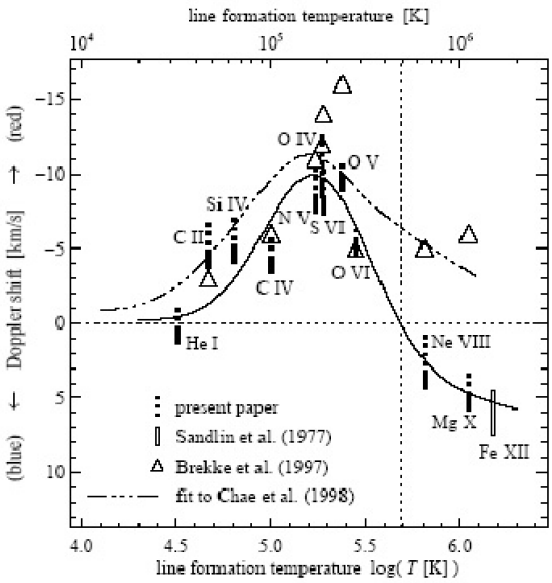

FIGURE 14 – Spectre UV-X du Soleil [10]

4.8 Rayonnement UV-X du Soleil observé par SOHO.

Peter & Judge [12] attribuent les glissements de fréquence des raies X-UV du Soleil à un effet Doppler produit par une vitesse verticale du gaz émetteur, effet maximal au centre du disque, nul au limbe. Mais les fréquences observées au limbe sont plus éloignées des fréquences de laboratoire que celles observées au centre. Avec la théorie donnée en 3.4, le sens de l'axe des ordonnées de la figure originale (fig. 14) et son échelle doivent être modifiés car cette figure représente la différence entre le glissement de fréquence (minimal) au centre du disque et le glissement de fréquence (maximal) au limbe.

5 Conclusion.

En critiquant une erreur, nous introduisons en astrophysique des méthodes bien vérifiées expérimentalement, au moyen de lasers en particulier. Ces méthodes semblent expliquer de nombreuses observations, mais chacun commet des erreurs : Il est donc souhaitable que des spécialistes de l'astrophysique critiquent, vérifient et améliorent nos suggestions, en particulier quantitativement.

Pour faciliter la critique et l'utilisation de ce travail, nous avons d'abord rappelé une physique bien connue, ensuite appliqué cette physique à des modèles de caractéristiques astronomiques, et, dans une dernière partie comparé ces modèles à des observations. Nos modèles sont très probablement exacts, mais leur comparaison aux observations astronomiques peut être trompeuse.

Pour comprendre des observations, l'optique cohérente nous parait être une véritable baguette magique : Sa puissance et la simplicité de son usage devraient étonner les astrophysiciens.

Références

[1] Menzel, D. H. (1931), PASP, 43 :70.

[2] Einstein A. (1917) Phys. Z., 18 :121.

[3] Planck M. (1911) Verh. Deutsch. Phys. Ges., 13 :138.

[4] Lamb G. L. Jr. (1971), Rev. Mod. Phys. 43 :99.

[5] Yan Y.-X. (1985), Gamble E. B. Jr, & Nelson K. A., J. Chem. Phys. 83 :5391

[6] Strömgren (1939), ApJ, 89 :526.

[7] Martin, C. L., Arnett, D. (1995), ApJ 447 :378.

[8] Burrows C. J. et al. (1995) ApJ. 452 :680.

[9] Michael E. et al. (2003) ApJ., 593 :809.

[10] Anderson J. D. (2005), Laign P. A., Lau E. L. et al. arXiv : gr-qc/0104064 .

[11] Burbidge, G. (1968), ApJ. 154 :L41.

[12] Peter H. & Judge P. G.(1999), ApJ, 522 :1148

Plus : http ://arxiv.org/a/moretbailly_j_1