Pour une astrophysique rationnelle.

Jacques Moret-Bailly

Résumé

U c n astrophy s d n L c m n l n l e s

1 INTRODUCTION

Le développement scientifique du dix-neuvième siècle a été préparé par le rationalisme encyclopédique du dix-huitième siècle. Mais le passage de la science désintéressée des amateurs aux professionnels à la fin du dix neuvième siècle a correspondu à une recherche de productivité négligeant parfois les principes d'où des incohérences :

- Planck a montré en 1911 [1] la nécessité d'introduire le « champ du point zéro » dans la loi du rayonnement du corps noir ; mais l'ajout du demi-quantum correspondant est souvent oublié. Ainsi les calculs d'énergie électromagnétique sont souvent faux. En particulier une erreur d'un facteur 2, apparaît souvent dans les mesures de faibles intensités lumineuses par « comptage de photons ». Certains en déduisent que l'électromagnétisme classique est erroné ! Rappelons aux physiciens que, selon Planck, la « radiance spectrale d'un rayon polarisé de fréquence f, dans un corps noir à la température T » est $I = \{hf^3/(2c^2)\}\{1+2/[\exp(hf/kT) -1]\}$. Cette relation entre radiance, fréquence et température permet, par exemple, d'attribuer une température à une fréquence (couleur) d'un rayon.

- Louis de Broglie n'est pas parvenu à étudier, pour représenter le champ qu'il avait découvert, ce qu'on appelle maintenant un soliton, une onde vérifiant des équations de propagation *non linéaires* (comme les équations conduisant à un « couac » d'un un instrument de musique). En dépit des critiques de Schrödinger et de nombreux autres physiciens, le « mainstream » continue à défendre l'absurde « dualité onde-corpuscule », alors que de Broglie avait montré que l'approximation linéaire du soliton par une onde de Schrödinger représente correctement, à grande distance, l'onde du soliton. L'extension, à courte distance, de l'utilisation de l'onde de Schrödinger, inquiète de plus en plus de physiciens doutant de la validité de la théorie des particules fondamentales.

- La théorie de l'interaction des ondes électromagnétiques avec un grand nombre de particules identiques, qu' Einstein a établie par la thermodynamique en 1917 [2], a été longtemps ignorée de presque tous les physiciens : On s'est beaucoup moqué de Townes lorsqu'il construisait le premier maser. Le développement de la théorie des lasers et de leurs applications n'a intéressé qu'un petit nombre de physiciens. Certains ont paradoxalement introduit une quantification parfaitement inutile dans cette théorie. Beaucoup de physiciens et quasiment tous les astrophysiciens (« adeptes du big bang » sera sous-entendu.) continuent à négliger l'importance des interactions cohérentes de la lumière avec la matière (paraissant ignorer que la réfraction en est la plus élémentaire et utile application).

Pour expliquer l'apparence de l'Univers, ces astrophysiciens défendent une théorie (Big bang, Λ-CDM) contestée, peu féconde car les observations les obligent à la compléter par des concepts physiques aussi douteux (matière et énergie sombres, variation de la constante de structure fine, MOND, ...)

Une astrophysique rationnelle s'appuie exclusivement sur des théories vérifiées en laboratoire (avec évidemment des variables d'espace et de temps adaptées), et des observations de nombreux astres. Elle est féconde, n'ayant aucun besoin de théories complémentaires. Elle s'oppose à une astrophysique fondée sur la construction d'un château de cartes formé d'un ensemble de théories discutables, souvent introduites pour résoudre les problèmes posés par la théorie précédente.

La rigueur scientifique requiert l'utilisation de mots dont le sens est bien défini. Mais deux concepts

de la spectroscopie n'ont pas été correctement adoptés par les astrophysiciens :
* Pour un physicien, un « laser » (ou maser) est constitué d'un milieu amplificateur de la lumière situé à l'intérieur d'un résonateur optique, formé, par exemple, de deux miroirs, chacun superposant à l'autre miroir sa propre image ; ainsi, en négligeant les pertes d'énergie par absorption par les miroirs et par diffraction, un rayon lumineux est indéfiniment piégé.
Pour un astrophysicien, un laser est formé seulement d'un milieu fortement amplificateur qualifié par le physicien de « superradiant ».
* En 1931, L'astrophysicien Menzel a écrit que « les ainsi-dites ''interactions cohérentes'' de la lumière avec la matière sont négligeables dans les nébuleuses », c'est à dire dans des gaz à basse pression. Le point de vue des physiciens est exactement opposé : Les interactions de la lumière avec les gaz à basse pression sont exclusivement cohérentes. Par exemple, le ciel est noir au dessus de la stratosphère, en dépit de la présence de gaz observé par la réfraction de la lumière solaire. Notre ciel bleu résulte de diffusions incohérentes par des impuretés constituées par des molécules en état de collision.

Nous verrons que ces erreurs de langage ou de conception sont à l'origine de graves problèmes que les astrophysiciens croient résoudre par d'invraisemblables hypothèses.

Au contraire, la cohérence optique, telle qu'elle intervient en physique des lasers est féconde. Nous montrerons l'importance que devrait avoir la cohérence des intéractions de la lumière avec les gaz de l'Univers, sur l'exemple de la superradiance. Nous verrons que la superradiance et les interactions multiphotoniques expliquent la brillance et la structure de nombreux anneaux observés, partant des plus faibles détectés seulement par l'amplification de la lumière d'étoiles lointaines, jusqu'aux plus brillants de SNR1987A dont les anneaux sont apparus quand l'étoile s'est éteinte, en passant par les trous noirs et les amplifications qui seraient dues à des effets gravitationnels. Nous prouverons que la spectroscopie des quasars montre que les rougissements des astres ne mesurent pas des distances, mais des densités de colonne d'hydrogène atomique excité.

LA SUPERRADIANCE.

* * * * * * * début de hors texte 1

La propagation des ondes est souvent représentée par la construction d'Huygens pour une onde scalaire, fonction continue des variables d'espace et sinusoïdale du temps. Cette construction est facilement généralisée à des cas plus complexes, en particulier par des décompositions de Fourier des variations temporelles.

Les surfaces équiphases sont nommées surfaces d'onde. Pour déduire une surface d'onde inconnue de deux surfaces d'onde très voisines, on découpe l'espace contenu entre ces surfaces d'onde en volumes égaux, infinitésimaux, supposés émettre des ondelettes sphériques représentées après un même court temps de propagation, initialement en phase avec l'onde incidente. Les enveloppes de des ondelettes sont deux ondes, l'une est l'onde cherchée, l'autre, rétrograde, est détruite par addition de l'onde rétrograde émise à un quart de longueur d'onde de la surface initiale, car sa phase est ainsi opposée.

Figure 1 montre la génération de la nouvelle onde pendant sa propagation dans un gaz pur, en ne figurant que quelques volumes (en vert) générateurs d'ondes sphériques représentées après un temps court, sous forme d'ondelettes. Dans la figure 2, des molécules (en rouge) excitées par l'onde incidente à sa fréquence (excitation Rayleigh) génèrent aussi des ondelettes ; mais il est possible que ces dernières soient déphasées, ce qui déphase l'onde finale : c'est la réfraction. Dans la figure 3, deux molécules sont en cours de collision. Les propriétés du système formé par deux molécules en collision (en bleu) dépendent de nombreux paramètres, donc les ondelettes ainsi émises, toutes différentes n'interfèrent pas pour former la surface d'onde nouvelle : la lumière est diffusée dans toutes les directions (cercle bleu). Cette diffusion incohérente produit le bleu du ciel qui disparaît presque lorsqu'on est dans un avion à 12 000 mètres d'altitude.

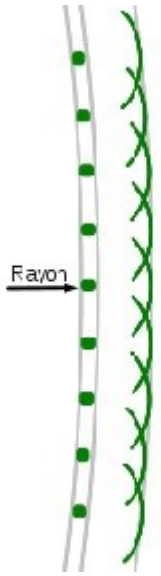


Figure1
Diffusion de l'onde électromagnétique.

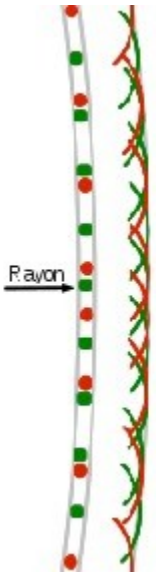


Figure 2
Diffusion moléculaire cohérente.

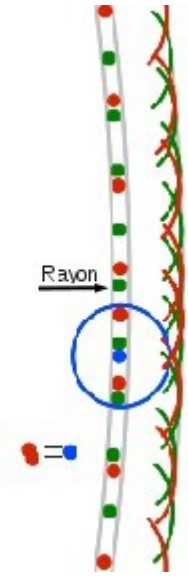


Figure 3
Diffusion moléculaire Incohérente.

Dans un laser à gaz, la pression doit être très basse car les molécules en collision ne sont pas identiques aux molécules libres, mais ont des fréquences propres voisines de leurs fréquences ; leur quasi-résonance avec le rayon laser leur permet de l'absorber fortement puis de la rayonner de façon incohérente, d'où une perte d'énergie qui doit être évitée.

* * * * * * * * * Fin de hors texte 1

Interaction cohérente de la lumière avec la matière.

Einstein a montré que, dans des conditions précisées dans le hors texte 1, conditions remplies par les gaz à basse pression, la radiance spectrale I d'un rayon (intensité à une fréquence donnée), traversant une source localement homogène varie sur une longueur dx suivant la loi $dI = B\ I\ dx$, où B est le coefficient d'Einstein, positif ou négatif, dépendant de la fréquence, de la nature et de l'état du milieu traversé. Cette équation requiert que I ne puisse être nul, conformément à l'existence du champ du point zéro découvert par Planck en 1911. Une amplification positive d'un rayon absorbe de l'énergie fournie par le milieu, ce qui tend à faire décroître B. Un rayon intense est plus amplifié dans une région isotrope donnée qu'un rayon moins intense dont l'amplification peut devenir négative (absorption). Ainsi les rayons les plus intenses tendent à absorber toute l'énergie disponible, au détriment des moins intenses : c'est la « compétition des modes ».

Observons la décharge électrique dans le tube d'un laser à gaz : Si les miroirs sont bien réglés, de sorte qu'un rayon laser est émis, le tube est peu lumineux. Si on dérègle les miroirs de façon à éteindre le rayon laser, le tube devient beaucoup plus lumineux car il n'y a plus une forte absorption d'énergie par le rayon laser, la compétition des modes est devenue négligeable.

Les « Sphères de Strömgren ».

Les étoiles perdent de l'hydrogène très chaud, décomposé en protons et électrons. Ainsi la haute atmosphère de la Terre est soumise à un bombardement par le « vent solaire » qui provoque les « aurores boréales ».
En se détendant, le vent solaire se refroidit, de sorte que, lorsqu'il parvient à une distance environ dix fois le rayon moyen de l'orbite de la Terre (10 unités astronomiques : AU), il se forme des atomes d'hydrogène excités, de-excités vers 15 AU.

L'astrophysicien Strömgren a donné son nom à la sphère de protons et électrons entourant les étoiles,

sphère quasiment transparente car les charges électriques (protons et neutrons) y sont quasiment libres. Cette sphère est entourée de la coquille formée d'atomes excités qui, autour des étoiles brillantes, perdent surtout de l'énergie par rayonnement, en particulier en émettant les raies ultraviolettes « Lyman » de l'atome d'hydrogène.

Un rayon est amplifié en traversant chaque coquille infinitésimale formant la « coquille de Strömgren ». S'il est tangent à la sphère, il traverse toutes ces coquilles sous une incidence minimale. Les rayons tangents à la sphère absorbent ainsi l'essentiel de l'énergie disponible. Dans une direction donnée, ils dessinent le limbe de la sphère.

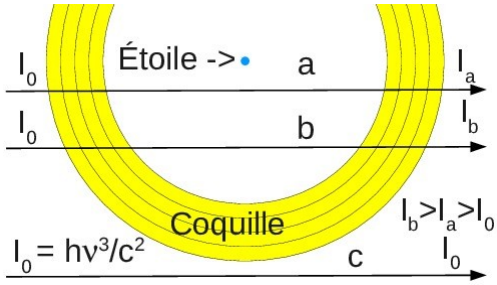
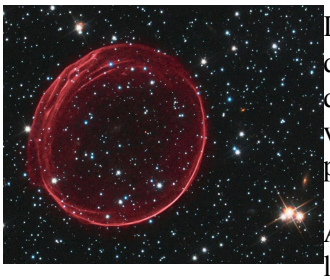


Figure 4 : Sphère de Strömgren.



Dans l'espace, l'amplification de la lumière par une coquille de Strömgren peut être assez faible pour qu'elle ne soit détectée que par une variation anormale de la magnitude d'étoiles plus lointaines [4]. Des anneaux un peu plus intenses sont appelés « trous noirs ».

Avec une amplification plus intense, les rayons tangents à la sphère en dessinent le limbe ayant l'apparence d'une bulle (figure 5).

Figure 5 : NGC7635 ; Van Vleet, Shaver Lake obs .

Une superradiance très intense produit une compétition des modes qui ponctue l'image du limbe. La figure obtenue est généralement attribuée à une lentille gravitationnelle, mais les coquilles de Strömgren sont abondantes, en comparaison avec la faible probabilité de trouver deux étoiles massives alignées avec la Terre.

Supernova SNR1987A.
Origine des anneaux.

En 1987, l'astronome Ian Shelton observa qu'une étoile à peine connue devint brillante en quelques heures: Elle est nommée maintenant « Supernova SN 1987A ».

Les astronomes braquèrent les meilleurs télescopes vers elle, en particulier le télescope orbital Hubble.

Environ un an après l'explosion, une région lumineuse en forme de sablier est apparue. Ce retard paraît dû au temps mis par une lumière diffusée par le sablier pour faire le trajet indirect étoile-sablier-Terre.

Creator:Draw
LanguageLevel:2

Brutalement, l'étoile disparut, et à sa place, apparurent trois magnifiques anneaux.
Les astrophysiciens ne savent pas comment une aussi brutale substitution a pu se produire, ni comment la source d'énergie à laquelle ils faisaient appel pour expliquer les anneaux, une collision entre des nuages d'atomes, pouvait être pérenne. Suggérons leur d'appeler SN1987A un trou noir !
La superradiance explique la formation des anneaux qui affichent les trois limbes d'un sablier dont l'axe fait un angle avec la direction de la Terre .
Des planètes ou des anneaux placés dans un plan équatorial d'une étoile absorbent ou diffusent de l'énergie, de sorte que la sphère de Strömgren est

Figure 6, image obtenue par le télescope Hubble.

déformée, étranglée, prenant alors une forme d'un sablier que nous appelons « sablier de Strömgren ».

La lumière issue de deux étoiles étoiles lointaines parait fortement amplifiée par son passage à proximité du sablier.

Permanence de la luminosité des anneaux [5].

L'astrophysique standard qui fait appel à des chocs de nuages n'explique ni la permanence de la luminosité ds anneaux, ni leur rapide allumage pendant que l'étoile disparaissait.

Ces phénomènes sont dus à un transfert d'énergie quasi instantané de la lumière émise par l'étoile aux anneaux du fait d'une simultanéité de divers processus :
- Absorption de plusieurs fréquences de la lumière blanche de l'étoile, fréquences dont la combinaison est une fréquence propre de l'atome H ; de nombreuses combinaisons sont possibles.
- Amplification cohérente de la lumière émise par les anneaux, en utilisant des transitions pompées virtuellement.

Ceci est possible par des non-linéarités autorisées en raison des hautes températures et d'un accroissement important de l'entropie du système :

- Bien que l'étoile ne soit pas un corps noir, la température de son rayonnement (donné par la loi de Planck) a l'ordre de grandeur de la température de l'étoile. La radiance spectrale des anneaux correspond à une température beaucoup moins élevée, de sorte que le transfert d'énergie se produit.

À beaucoup plus petite échelle, ce processus intervient dans le fonctionnement de lasers tels que le laser à rubis pompé par flash : la radiance spectrale du faisceau laser est supérieure à la radiance spectrale de la lumière blanche, à la fréquence du laser : il y a donc fourniture d'énergie à des fréquences différentes. Ces processus dits multiphotoniques interviennent dans de nombreuses expériences de laboratoire.

La rapidité de l'établissement de ce processus à l'échelle stellaire n'est limitée que par la vitesse de propagation de la lumière.

ROUGISSEMENTS DES QUASARS : EFFET RAMAN COHÉRENT.

La spectroscopie expérimentale a longtemps utilisé des spectromètres constitués d'une fente éclairée par la source de lumière étudiée et un système optique formant image de la fente. Un prisme dont l'indice de réfraction dépend beaucoup de la longueur d'onde de la lumière (ou un réseau diffractant) fait que la position de l'image dépend de la couleur : on observe des images de la fente juxtaposées en fonction de leur couleur, plus précisément de leur fréquence. Une absorption ou une forte émission fait apparaître une raie sombre ou brillante dans le rectangle éclairé. Actuellement, on utilise plutôt des interféromètres plus simples optiquement, mais demandant des calculs de transformées de Fourier. Le mot « raie spectrale », correspondant à une fréquence, reste utilisé.

Une raie spectrale émise par un astre à une fréquence $\nu_é$, est observée dans un télescope à une fréquence inférieure ν_i. On appelle « rougissement » de l'astre $Z = (\nu_é-\nu_i)/\nu_é$; le mot « rougissement » introduit lorsqu'on ne s'intéressait pas aux fréquences infrarouges est maintenant impropre ; il signifie toujours : « déplacement vers les basses fréquences ».

Périodicités des rougissements des quasars.

Les spectroscopistes savent repérer des ensembles de raies émises ou absorbées, raies dont les fréquences ont été mesurées en laboratoire ; ils peuvent ainsi mesurer avec précision les rougissements des astres. En étudiant les rougissements de quasars peu rougis, semblant isolés dans l'espace, qui étaient observables au 20° siècle, Burbidge [6] et Karlsson [7, 8], puis de nombreux autres auteurs ont établi que les rougissement d'une grande majorité de ces quasars sont voisins d'une valeur Z(m) = mK, où K est la

« constante de Karlsson » 0,061, (déduite de milliers d'observations), et m un entier prenant les valeurs 3, 4, 6, … . L'absence des valeurs 1, 2, 5 conduit à écrire la formule d'une façon plus esthétique Z(p, q) = p(3K) + q(4K) où p et q sont des entiers non-négatifs, et où 3K et 4K sont des rougissements remarquables.

Les fréquences des raies de l'atome d'hydrogène sont données, en fonction de deux entiers positifs $n_1 < n_2$ par la formule de Rydberg: $\nu(n_1,n_2) = R_\nu (1/n_1^2-1/n_2^2)$, où R_ν est la constante de Rydberg pour les fréquences. Le lecteur vérifiera facilement [9] que le rougissement 3K=Z(1,0) (respectivement 4K=Z(0,1)) amène, avec la précision de la détermination de K, la fréquence de la raie Lyman bêta $\nu_\beta = \nu(1,3)$ (resp. Lyman gamma $\nu_\gamma = \nu(1,4)$), à la fréquence de la raie Lyman alpha $\nu_\alpha = \nu(1,2)$.
Réécrite Z(p,q) = pZ(1,0)+qZ(0,1), la loi de Karlsson associe les rougissements observés au spectre de l'atome d'hydrogène. La précision de cette loi est remarquablement confirmée par la parfaite superposition de raies (voir plus bas), qui respecte leur finesse.

Karlsson n'est pas parvenu à utiliser sa loi pour interpréter simplement les spectres pour les raisons suivantes :

-A Appliquons le rougissement qui amène la fréquence béta ν_β en alpha ν_α : On peut écrire $\nu_\alpha = (\nu_\alpha /\nu_\beta)\ \nu_\beta$; En admettant que, comme un effet Doppler, toutes les fréquences sont multipliées par un même facteur, ici ν_α/ν_β , après un second rougissement, les fréquences seront multipliées par $(\nu_\alpha/\nu_\beta)^2$. Plus généralement les fréquences seront multipliées par $[(\nu_\alpha /\nu_\beta)^p(\nu_\alpha /\nu_\gamma)^q]$. Ce n'est pas équivalent à la formule de Karlsson !

-B L'analogie avec un effet Doppler n'est pas vérifiée expérimentalement. L'erreur est simplement corrigée en multipliant la fréquence obtenue par une fonction de la fréquence obtenue voisine de 1 aux hautes fréquences. Cette fonction de dispersion est obtenue empiriquement, à partir des spectres. Elle paraît calculable ab initio.

Les rougissements remarquables Z(0,1) et Z(1,0) ont une conséquence importante dans les spectres : les raies Lyman bêta et gamma absorbées coïncident exactement avec les raies appelées Lyman alpha, de sorte que toutes ces raies sont nommées Lyman alpha. Il n'y a qu'une exception, la raie d'absorption Lyman bêta à la fréquence du laboratoire, non rougie. On ne peut pas observer une raie Lyman gamma non rougie car elle serait en dehors de la bande d'émission rougie de l'étoile : on ne peut pas absorber une énergie manquante !

Mécanisme d'inscription de raies rougies dans les spectres des quasars.

Comment une raie bêta ou gamma absorbée vient-elle, par rougissement, exactement s'arrêter à la fréquence Lyman alpha ?

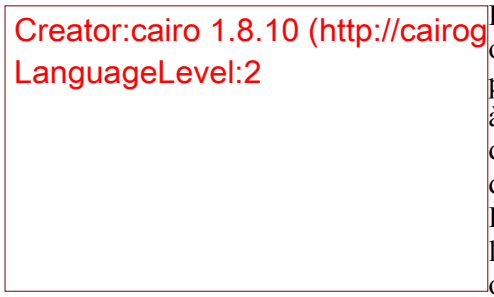
Pendant un rougissement qui amène une raie d'absorption Lyman bêta inscrite dans le spectre à la fréquence Lyman alpha, l'absorption Lyman alpha se produit de la fréquence initiale Lyman alpha, jusqu'à la fréquence initialement égale à Lyman bêta. Il en résulte une raie absorbée très large, donc faible, invisible. Les raies visibles sont inscrites lors d'un arrêt du rougissement dû à la coïncidence d'une raie absorbée avec la raie Lyman alpha.

Cette coïncidence correspond à l'arrêt de l'absorption Lyman alpha, donc à l'arrêt d'une génération d'hydrogène excité (n=2, orbitale P, soit état 2P) à partir d'atomes non excités (1S). Nous en déduisons que *le rougissement des spectres est dû au passage de la lumière dans de l'hydrogène 2P.* La construction d'un spectre complet des raies absorbées, fines et saturées , à l'exception de quelques raies non dues à l'hydrogène, conforte les hypothèses.

Physique des rougissements.

D'après les observations précédentes, les rougissements sont soumis aux conditions suivantes :
- Pour que les raies spectrales soient très fines, il faut que la pression d'hydrogène atomique soit basse.
- Pour que l'excitation du gaz résulte seulement de l'absorption Lyman alpha il faut éviter une excitation thermique d'où une température inférieure à 50 000 K .
- Pour que les images ne soient pas brouillées, il faut que toute interaction de la lumière avec le gaz soit cohérente. Ce ne peut être, pour qu'il y ait échange d'énergie, qu'un effet Raman cohérent. Mais les longueurs d'onde différentes de la lumière excitatrice et diffusée produisent des propagations avec une différence de

phase croissante, donc, lorsque les phases sont opposées, des réabsorptions de la lumière préalablement diffusée. Pour éviter les réabsorptions, les expériences doivent être brèves, par utilisation d'impulsions lumineuses courtes :



La figure montre l'addition des ordonnées d'une sinusoïde bleue aux ordonnées d'une rouge de plus grande amplitude et de fréquence plus basse, pour obtenir une fonction somme en violet. Initialement, à abscisse nulle, les sinusoïdes sont en phase. La somme a l'aspect d'une sinusoïde de fréquence intermédiaire tant qu'il n'apparaît pas de battements notables. Un calcul simple vérifie cette observation.
En se limitant à une série d'interactions courtes par l'usage d'un laser impulsionnel, ou de lumière temporellement incohérente, on observe ce glissement de fréquence. Ainsi G. L. Lamb écrit [12]: « La lumière doit être formée d'impulsions d'une durée inférieure à toutes les constantes de temps impliquées ». La lumière naturelle est formée d'impulsions de 1 nanoseconde environ beaucoup plus longues que les impulsions de lasers femtoseconde utilisées au laboratoire : l'accroissement du temps séparant en moyenne deux collisions impose une diminution de pression ; l'accroissement de la période Raman réduit l'effet à la fois directement, et par réduction de la différence de populations entre les niveaux Raman : une observation de l'effet en lumière naturelle supposerait d'immenses laboratoires [10].
Faute de collisions pour de-exciter les atomes, au moins un second ISRS doit intervenir, qui transfère l'énergie acquise par pompage des niveaux Raman, au rayonnement électromagnétique thermique. Cet ensemble d'ISRS, (Coherent Raman Effects on Incoherent Lights, sigle CREIL) échange des énergies qui font croître l'entropie d'ensembles de rayons.

En pratique, le catalyseur qui agit dans l'espace est l'atome d'hydrogène excité : les périodes des résonances hyperfines dans les niveaux excités sont supérieures à 1ns, alors que dans le niveau de base, la résonance à 1420 MHz a une période de 0,704 nanoseconde, trop courte (selon Lamb) pour un Effet Raman impulsionnel cohérent. Les fréquences de résonance diminuant avec le nombre quantique principal n de l'atome, seuls les premiers niveaux excités sont efficaces.

* * * * * Hors texte 2 : Effet Raman impulsionnel cohérent.

Dans le hors texte 1, la diffusion de la lumière était supposée à la fréquence incidente. Une diffusion Raman est identique pour toutes les molécules identiques, à la fréquence près. En général, le changement de fréquence produit un changement de longueur d'onde, de sorte que les ondes diffusées sur deux surfaces d'onde ont parcouru la distance de ces deux surfaces avec des longueurs d'onde différentes, donc ont acquis des phases différentes ; lorsque la différence de phase atteint π, les ondes s'annulent, la diffusion est négligeable.

Il y a des exceptions :
- Dans un cristal optiquement anisotrope, les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire sont différents sur un même rayon pour des polarisations différentes. C'est l'origine de divers effets, par exemple additions, multiplications de fréquences de faisceaux de laser.
- On peut élargir le spectre d'une lumière initialement monochromatique en la hachant en impulsions. La largeur de raie obtenue est d'autant plus grande que les impulsions sont courtes. Si cette lumière hachée subit une diffusion Raman, le spectre de la raie incidente et le spectre de la raie Raman peuvent être assez élargis pour avoir une région commune décalée par rapport à la fréquence de la raie excitatrice. La condition est que la durée des impulsions soit inférieure à toutes les constantes de temps impliquées (ici, période de la résonance Raman, temps de libre parcours moyen des molécules d'un gaz).

Cet « effet Raman impulsionnel cohérent (ou stimulé) » dont le signe anglais est ISRS est principalement utilisé en chimie en utilisant des impulsions de 10 nanosecondes fournies par des lasers.
En utilisant les impulsions qui forment la lumière naturelle, d'une durée voisine de 1 nanoseconde, la durée des impulsions est $k=10^5$ fois plus longue. Par rapport à une expérience de laboratoire, il faut réduire la pression du gaz du facteur k, la période Raman doit être supérieure à 1µs (fréquence inférieure à 1GHz).
La réduction de pression réduit le glissement de fréquence du facteur k, la réduction de fréquence réduit deux fois ce glissement, une fois directement, une seconde fois en réduisant la différence de population des niveaux résonants. En compensation, il faut accroître le parcours d'un facteur 10^{15} ! Un parcours astronomique est nécessaire.

La résonance hyperfine de l'atome H dans son état fondamental (fréquence 1420 MHz) ne convient pas contrairement aux résonances dans le premier état excité. Les niveaux plus excités conviennent aussi, mais les fréquences hyperfines sont plus basses, l'effet très faible.

* * * * * Fin du hors texte 2

Bilan de l'effet Raman cohérent..

L'effet Raman impulsionnel cohérent modifie la fréquence d'un rayon lumineux en transférant de l'énergie entre ce rayon et les niveaux hyperfins d'une population d'atomes d'hydrogène excités. Ces atomes existent dans des nébuleuses d'hydrogène chaud (température supérieure à 100 000K), ou ils sont créés par absorption de la raie Lyman alpha dans de l'hydrogène atomique non excité, par exemple à très basse pression à des températures comprises entre 3000K (pour l'atomisation des molécules) et 50 000K (pour une excitation thermique négligeable).

En négligeant les excitations collisionnelles à basse pression, les atomes n'échangent de l'énergie avec les radiations électromagnétiques que par effet Raman cohérent, la lumière pompant les niveaux hyperfins des atomes 1S, et le fond électromagnétique à basse température tendant à de-exciter ces niveaux. En fait l'énergie absorbable par transition hyperfine est négligeable, les ces échanges d'énergie notables résultent d'un rôle de catalyseur des atomes 2P. Une perte d'énergie qui rougit la lumière, est exactement compensée par un « bleuissement » du fond thermique. Les lois de la thermodynamique sont respectées. L'effet Raman cohérent global est un effet paramétrique nommé par le sigle CREIL (Coherent Raman Effect on Incoherent Light).

FÉCONDITÉ DE L'UTI LISATION DE LA COHÉRENCE OPTIQUE EN ASTROPHYSIQUE: SPECTRE COMPLET DES QUASARS.

Construction du spectre d'une étoile à neutrons plongée dans une nébuleuse d'hydrogène en suivant la lumière émise par l'étoile ; l'effet CREIL jouera rôle fondamental.

On n'a jamais observé d'étoiles à neutrons dans des nébuleuses bien que l'accrétion de gaz devrait les rendre si chaudes que de nombreuses « étoiles à neutrons accrétant des nébuleuses » devraient être vues, bien que petites, de la taille de la Terre pour la masse du Soleil. Nous ferons l'hypothèse que les quasars sont les « accreting neutron stars » manquantes. Décrivons la formation du spectre du quasar jusqu'à la Terre sans nous préoccuper de l'échelle des distances :

A) Le « noyau » du quasar est constituée de neutrons résultant de la compression des atomes lors de l'effondrement de l'étoile mère.

****

B) Autour du noyau se trouvent des atomes lourds très chauds, mais qui ont résisté à l'effondrement de l'étoile, en raison d'une pression insuffisante. Ces atomes émettent un spectre de rayons X durs.

****

C) Plus près de la surface, la température décroissant, des atomes plus légers émettent des radiations à des longueurs d'onde plus grandes. L'effet CREIL fait croître la fréquence des rayons émis à plus basse fréquence, plus loin du centre, pendant qu'ils se dirigent vers la surface, en réduisant réduisant les fréquences les plus élevées et accroissant les fréquences moins élevées. Mais

les rayons émis près de la surface n'ont pas un parcours commun assez grand pour participer de tels échanges. C'est ainsi que les variations de fréquence sont représentées par la courbe d'aspect « cosinus entre 0 et pi » observée dans le spectre X-UV du Soleil par un spectromètre porté par la sonde SOHO. Il peut paraître étonnant que l'effet CREIL se produise à pression et température élevées, alors que dans l'espace, il requiert une très basse pression. D'autres atomes que l'hydrogène peuvent impliqués, mais, surtout, la haute pression immobilise les atomes en une structure quasi-cristalline stable pendant la durée des impulsions lumineuses.
****

D) On peut définir la surface de l'étoile comme la région où les atomes acquièrent une liberté qui interdit un effet CREIL. L' « atmosphère » composée principalement d'hydrogène comme dans toutes les étoiles se refroidit rapidement car la taille du quasar est de l'ordre de la taille de la Terre. l'atmosphère absorbe alors fortement les raies de l'hydrogène atomique, ce qui a été remarqué d'abord par Gunn et Petersson.
****

E) Si les conditions atmosphériques sont propices à la présence d'une couche fortement ionisée par le rayonnement ou par l'accrétion de la nébuleuse dans laquelle se trouve le quasar, il se produit de violents orages électromagnétiques, et la quasar est dit bruyant. Les raies Lyman de l 'atome H, fines à cette pression, sont absorbées par le gaz.
****

F) La lumière parvient dans une région où la température est assez basse pour que l'hydrogène soit peu excité. Le pompage des atomes du niveau 1S à des niveaux plus excités est peu efficace car les raies sont fines, ce qui sature les absorptions . La pression du gaz décroît.
****

G) La pression est assez faible pour un effet CREIL faisant intervenir les fréquences hyperfines de l'atome d'hydrogène dans le niveau 2P. Le rougissement de la lumière amène en permanence de nouveaux éléments spectraux à la fréquence Lyman alpha, de sorte que deux effets peuvent apparaître :
****

H1) La température de la lumière (liée la fréquence et la radiance spectrale par la loi de Planck) est encore très élevée car il n'y a pas eu de fortes absorptions aux hautes fréquences. Ainsi la population des niveaux excités tend vers la population du niveau de base, donc le coefficient d'amplification du gaz devient élevé principalement à la fréquence Lyman alpha. Ce système instable revient à l'équilibre par émission d'un flash de lumière, les atomes s'excitent à nouveau, etc. Ces oscillations de relaxation peuvent être régulières, mais les caractéristiques des flash sont imprévisibles, en particulier les directions des émissions sont a priori aléatoires, de sorte que les flashs sont observés au voisinage de l'astre sous la forme de flamboiements ; l'émission d'un flash n'induit pas seulement une dépopulation des niveaux atomiques excités, en équilibrant les températures à un niveau bas, il absorbe intensément le rayon lumineux observé, y imprimant une raie fine à la fréquence Lyman alpha.

H2) L'absorption Lyman alpha, donc le rougissement qui l'entretient disparaissent si un élément spectral absorbé préalablement atteint la fréquence Lyman alpha. Alors les interactions du gaz avec la lumière ne sont plus soumises à des glissements de fréquence, les raies spectrales du gaz sont inscrites dans le spectre, avec toute leur finesse.
Les fréquences hyperfines dans les niveaux excités de l'atome d'hydrogène sont très basses, de sorte qu'elles produisent un effet CREIL, mais ce dernier est d'autant plus faible que l'excitation est plus forte.
Ainsi, s'il y a de l'énergie à la fréquence Lyman bêta, un très lent glissement de fréquence fait sortir la raie absorbée de la fréquence Lyman alpha, le système revient en G).

Il convient de corriger les valeurs calculées selon H1) et H2) avec une fonction de dispersion chromatique.
****
I) Il n'y a plus d'interaction notable entrela lumière et les gaz jusqu'à l'observation du spectre.

****

AUTRES CONSÉQUENCES DE LA COHÉRENCE OPTIQUE

Dispersion des rougissements.

L'observation de multiplets émis par divers atomes excités dans l'atmosphère des quasars montre des distorsions de spectres analogues à celles qui apparaissent après passage dans un prisme, alors que, comme un effet Doppler, la théorie du big bang n'en prévoit pas : Ces distorsions sont expliquées habituellement par une variation peu crédible de la constante de structure fine.
Comme la réfraction, CREIL dépend de résonances dans la matière, donc de la fréquence de la lumière.

Explication des « accélérations anormales » des sondes Pioneer 10 et 11.

La distance et la vitesse d'une sonde spatiale sont mesurés par le temps de parcours et la fréquence reçue de signaux microonde qui lui sont envoyés de la Terre, et sont retournés après filtrage et amplification. La vitesse et l'accélération de la sonde sont déduites de la variation de fréquence de l'onde porteuse de signaux, due à l'effet Doppler [13].
Lorsque la distance des sondes au Soleil dépasse dix fois le rayon de l'orbite terrestre (10 unités astronomiques AU), les sondes semblent subir une « accélération anormale » croissante jusqu'à 15 AU, puis fixe.
Il se trouve que le refroidissement du vent solaire le transforme en atomes H excités au-delà de 10 AU, jusque vers 15 AU.
Il y a simplement, dans cette coquille d'atomes excités, un transfert, par CREIL, d'énergie du rayonnement solaire vers les microondes plus froides, transfert catalysé par les atomes H excités.

Loi de Hubble.

La loi de Hubble ne donne pas les distances, mais approximativement les densités de colonne d'atomes dans le premier état excité ; l'évaluation ne donne qu'un ordre de grandeur en raison du nombre de rayons électromagnétiques impliqués. L'usage habituel de la loi de Hubble suppose une polarisabilité moyenne constante de l'espace gazeux dans tout l'univers, ce qui est particulièrement inexact au voisinage des astres chauds où la densité d'hydrogène atomique excité est grande.

Conséquences funestes de l'utilisation inappropriée de la loi de Hubble :

Exagération de la distance des galaxies spirales :
Les galaxies spirales contiennent des astres chauds qui génèrent une grande quantité d'hydrogène atomique, de sorte que l'application de la loi de Hubble exagère leur distance, donc leur taille d'un facteur important, par exemple voisin de 3.
Alors, les lois de la mécanique céleste sont valables, sans qu'une addition de « matière noire » soit nécessaire : l'inconnue n'est pas la masse de la galaxie, mais sa distance.

Apparition de bulles dans les cartes des galaxies :

L'hydrogène atomique créé par un astre chaud accroît localement les distances radiales (en direction de la Terre), ce qui accroît les distances transversales puisque les distances angulaires sont mesurées. Il y a apparition de bulles dans les cartes, de sorte que l'univers prend une apparence spongieuse, trompeuse.

CONCLUSION

Cet article ait été écrit par un physicien qui a moissonné, par-ci, par-là des problèmes d'astrophysique solubles plus facilement par la physique vulgaire, (couramment utilisée dans les laboratoires), que par des théories fantastiques.
Il est sûr que de vrais astrophysiciens pourront facilement et simplement résoudre d'autres problèmes et en mettant à jour leur spectroscopie simplifier beaucoup notre conception de l'univers tout en évitant la construction de théories étranges. Mais, ce faisant, beaucoup de merveilleux disparaîtra !

Le sommeil de la raison engendre des monstres (Goya). La mise au point de triangulations à l'échelle de notre galaxie montre l'absurdité du big bang. Maintenant, il faut cultiver notre jardin (Voltaire).

[1] Planck M. , « Eine neue Strahlungshypothese. » Verh. Deutsch. Phys. Ges., 13, 138-175, 1911.
[2] Einstein A. , « Zur Quantentheorie der Strahlung. », Phys. Zeits.,18, 121-128, 1917.
[3] Strömgren B., « The Physical State of Interstellar Hydrogen. » ApJ, 89, 526, 1939 .
[4] Arp H. , Fulton C., « The 2dF Redshift Survey II: UGC 8584 - Redshift Periodicity and Rings », arXiv:0803.2591v1.
[5] Burrow C. J., Krist, J., Hester J.J et al., « Hubble space telescope observations on the SN 1987A triple ring nebula » ApJ, 452, 680-684, 1995.
[6] Burbidge, G ., "The Distribution of Redshifts in Quasi-Stellar Objects, N-Systems and Some Radio and Compact Galaxies". ApJ. 154, L41–L48, 1968.
[7] Karlsson, K. G., "Possible Discretization of Quasar Redshifts". A&A 13: 333. Astron. Astrophys., 239, 50-56, 1970.
[8] Karlsson, K. G., « Quasar redshifts and nearby galaxies. », Astron. Astrophys., 239, 50-56, 1990.
[9] Moret-Bailly J., "The parametric light-matter interactions inastrophysics", AIP Conference Proceedings, 822, 226-238, 2006.
[10] Moret-Bailly J., « Optical Coherence in Astrophysics: The Powerful Alternative of Big Bang », JMP, 4, 197-206, 2013.
[11] Moret-Bailly J., « Propagation of Light in Low-Pressure Ionized and Atomic Hydrogen: Application to Astrophysics » IEEE TPS, 31, 6, 1215-1222, 2003.
[12] Lamb G. L. Jr., « Analytical Descriptions of Ultrashort Optical Pulse Propagation in a Resonant Medium » Rev. Mod. Phys., 43, 99-124, 1971.
[13] Anderson J. D., Laing P. A., Lau E. L., Liu A. S.,Nieto M. M. , \& Turyshev S. G., « Study of the anomalous acceleration of Pioneer 10 and 11 », Phys. Rev. D ,65, 082004, gr-qc/0104064, 2002.