

Et si la physique traditionnelle suffisait à résoudre certains mystères de l'Univers ?

Quelques applications de l'optique paramétrique en astrophysique.

1 – Introduction

Lorsque Townes voulut construire les premiers lasers, il se heurta à l'incrédulité de la plupart des théoriciens car, pour ceux-ci, un photon ne pouvait interagir qu'avec une seule molécule. Pourtant la réfraction de la lumière par de nombreuses molécules atmosphériques nous permet, de voir le soleil levant, alors que l'astre est encore au dessous de l'horizon. Il y a maintenant des lasers partout, on sait doubler, tripler, faire glisser la fréquence d'un faisceau de lumière, combiner les fréquences de plusieurs faisceaux mais seuls quelques spécialistes savent que le mécanisme de ces effets est l'interaction de faisceaux de lumière avec de grands ensembles de molécules qui jouent toutes le même rôle, interaction qualifiée de *cohérente*. Les interactions cohérentes préservent la pureté des surfaces d'onde, et permettent donc d'obtenir des images nettes et contrastées; elles sont *paramétriques* si, en plus, la matière n'est excitée que fugitivement.

Dans les années 1970, je proposai à mes étudiants de maîtrise de physique un problème sur une interaction cohérente nommée « Impulsive Stimulated Raman Scattering » (ISRS), observée en utilisant des lasers fournissant des impulsions longues d'environ 100 femtosecondes; cet effet transfère de l'énergie entre des faisceaux de lumière conformément aux lois de la thermodynamique, produisant des glissements de fréquence; une dernière question du problème était: Peut-on observer l'ISRS au laboratoire avec de la lumière naturelle ? Ils répondirent correctement: « non, il faudrait que la lumière traverse une cuve de longueur astronomique contenant un gaz dilué convenable ».

A la même époque, les astrophysiciens cherchaient à expliquer comment les spectres de certains astres pouvaient être extrêmement décalés vers le rouge; certains pensaient que le décalage résulte d'un effet Doppler ou d'une expansion de l'univers conduisant à la théorie du big bang. D'autres cherchaient comment la lumière peut être « usée » pendant sa propagation. Mais le développement de ces deux théories requiert tant de nouveaux concepts qu'apparaissent des colloques sur la « crise de la cosmologie ».

Lisant vers 1994 un article de vulgarisation de Jean-Claude Pecker, je me demandai pourquoi les astrophysiciens n'appliquaient pas l'ISRS pour obtenir un certain équivalent de l'usure de la lumière. Mais, si l'application de l'ISRS à la lumière naturelle, nommée maintenant « Coherent Raman Effect on Incoherent Light » (CREIL) a été bien reçue dans les revues de spectroscopie, son emploi paraît offenser les astrophysiciens. Méconnaissant la cohérence, pour eux, toute interaction entre la lumière et la matière est une absorption, un effet Compton, ou Raman incohérent et ne peut ainsi pas expliquer un glissement de fréquence qui ne brouille pas les images et les spectres.

Les deux sections suivantes de cet article sont de la physique pure; il suffit d'en lire les conclusions (sous-sections 2.3 et 3.4) pour comprendre comment appliquer l'effet CREIL à l'astrophysique.

De même que « lumière » et « ondes radio » désignent des ondes électromagnétiques qui ne diffèrent que par les ordres de grandeur du paramètre fréquence, les sigles ISRS et CREIL désignent un effet unique pour deux ordres de grandeur des durées d'impulsions électromagnétiques. La section 2 de cet article explique la physique de l'effet CREIL (ou ISRS), avec un minimum de calculs.

La section 3 applique l'effet CREIL à la propagation d'une lumière riche en ultraviolet lointain dans de l'hydrogène atomique; la solution de ce problème de physique est la clef de l'explication de beaucoup d'observations.

La section suivante sont applique l'effet CREIL à diverses observations astronomiques.

2 - De la réfraction à l'effet CREIL (ou ISRS).

2.1 - Rappel de la théorie de la réfraction.

Huygens construit une surface d'onde inconnue S' à partir d'une surface d'onde connue S voisine en supposant que tous les points de S sont des sources d'ondelettes (sphériques dans un milieu isotrope), synchrones avec les ondes incidentes, correspondant à un court temps de propagation; S' est une des enveloppes de ces ondelettes; l'onde rétrograde est éliminée par l'interférence d'ondes monochromatiques correspondant aux ondelettes émises par deux surfaces d'onde décalées d'un quart de la longueur d'onde λ . Fresnel, Kirchoff, Maxwell ont justifié ultérieurement cette construction.

Soumise à un champ électromagnétique, une molécule d'un milieu transparent est « polarisée ». D'un point de vue classique, elle se comporte comme un dipôle électrique ayant une fréquence propre d'oscillation très supérieure à la fréquence de l'onde; l'excitation de cet oscillateur provoque la diffusion « Rayleigh cohérente » d'une ondelette de même fréquence, retardée de $\pi/2$. En supposant que la densité de molécules au voisinage d'une surface d'onde est grand, la construction d'Huygens s'applique approximativement, de sorte que des surfaces d'onde géométriquement identiques aux surfaces d'onde incidentes, mais retardées de $\pi/2$ sont engendrées. La coïncidence de surfaces d'onde incidente et diffusée permet leur interférence en une onde réfractée unique:

Si $E_0 \sin(\Omega t)$ représente une onde incidente monochromatique, l'onde diffusée par la matière située entre deux surfaces d'onde situées à une distance infinitésimale ε peut s'écrire $E_0 \varepsilon K P \cos(\Omega t)$, où K est un coefficient de diffusion.

L'onde finale est :

$$E = E_0 \sin(\Omega t) + E_0 \varepsilon K \cos(\Omega t) \approx E_0 [\cos(\varepsilon K) \sin(\Omega t) + \sin(\varepsilon K) \cos(\Omega t)] = E_0 \sin(\Omega t + \varepsilon K).$$

L'indice de réfraction n est défini en posant :

$$K = 2\pi n / \lambda = \Omega n / c. \quad (1)$$

Le nombre des ondelettes diffusées par les molécules n'étant pas infini, la construction d'Huygens correspondante n'est pas parfaite, de sorte qu'il existe une faible diffusion de même fréquence dite « Rayleigh incohérente ». Par exemple la propagation des rayons solaires par l'atmosphère produit à la fois une réfraction par diffusion Rayleigh cohérente et le bleu du ciel par diffusion Rayleigh incohérente. En diffusion cohérente on ajoute les amplitudes diffusées par chaque molécule, alors qu'en diffusion incohérente, on ajoute les intensités; l'intensité diffusée de façon cohérente est ainsi multipliée par le nombre souvent très grand de molécules impliquées.

2.2 - Principe de l'effet CREIL (ou ISRS).

D'un point de vue quantique, une onde électromagnétique perturbe l'état stationnaire ψ en le mélangeant avec d'autres états pour former un état non stationnaire $\psi + c(t)\phi$, où $c(t)$ est une fonction du temps et ϕ une combinaison d'états stationnaires. Une interaction entre deux réfractions requiert l'existence d'un opérateur de type Raman, dont les éléments matriciels entre les deux fonctions ϕ impliquées est non nul.

Les nombreuses expériences tentées pour mettre en évidence une interaction entre des ondes réfractées par un milieu transparent commun ont été négatives tant qu'on n'a pas disposé de faisceaux microonde ou laser. Il est maintenant courant de multiplier, combiner, déplacer des fréquences. Des conditions expérimentales délicates, comme l'usage de deux indices de réfraction d'un cristal, sont cependant nécessaires pour assurer les mêmes relations entre les phases des oscillateurs moléculaires et les phases locales des faisceau lumineux, c'est à dire la cohérence spatiale des interactions. Est-il possible de transposer le calcul de la réfraction en remplaçant la diffusion Rayleigh cohérente par une diffusion Raman cohérente ?

Les obstacles sont :

- Dans une diffusion Rayleigh, les échanges d'énergie entre lumière et matière sont

transitoires et toute molécule impliquée revient à son état stationnaire après son interaction avec une impulsion électromagnétique. Au contraire la fréquence Raman diffusée est différente de la fréquence excitatrice, de sorte que le bilan énergétique est non nul, ce qui semble interdire une interaction cohérente dans laquelle les molécules ne sont excitées que pendant les impulsions de lumière; cependant le bilan est annulé si l'énergie apportée par une diffusion est compensée par une extraction de la même énergie par une ou plusieurs autres diffusions. Ainsi l'effet peut être « paramétrique », c'est à dire à la fois cohérent spatialement et avec un bilan énergétique nul pour la matière. En d'autres termes, c'est une interaction entre des faisceaux électromagnétiques catalysée par une matière réfringente. Bien entendu, les deux principes de la thermodynamique doivent être respectés: comme la température d'une onde déduite de la loi de Planck est habituellement plus grande pour la lumière que pour les ondes radio, la lumière perd habituellement de l'énergie, ce qui diminue sa fréquence (« rougissement », par convention) alors que les ondes radio en gagnent (« bleuissement »).

- Une diffusion Rayleigh est peu sensible aux collisions car le champ diffusé est toujours en retard de $\pi/2$. En diffusion Raman, le déphasage initial est nul, et la différence de fréquence entre les ondes produit une variation continue de leur déphasage de sorte qu'une interruption de la diffusion par une collision ramène brutalement le déphasage à 0, source d'une incohérence. Pour que toutes les molécules situées sur une surface d'onde émettent des rayonnements synchrones, *il faut que le nombre de collisions soit négligeable pendant la durée d'une impulsion*, ce qui, en utilisant la lumière naturelle, requiert l'usage d'un gaz raréfié.

- Il faut que l'interférence des ondes incidente et diffusée produise une seule fréquence:

Soit ω la pulsation d'une résonance Raman et $K' > 0$ le coefficient de diffusion pour une pulsation augmentée (dite anti-Stokes); comme la résonance Raman introduit un déphasage initial de $-\pi/2$ qui annule le déphasage dû à la diffusion, l'amplitude de l'onde totale s'écrit :

$$E = E_0\{(1-K'\epsilon) \sin(\Omega t) + K'\epsilon \sin[(\Omega + \omega)t]\} \quad (2)$$

$$E = E_0\{(1-K'\epsilon) \sin(\Omega t) + K'\epsilon [\sin(\Omega t)\cos(\omega t) + \cos(\Omega t)\sin(\omega t)]\} \quad (3)$$

ϵ est infinitésimal, et supposons que ωt est petit; au second ordre près:

$$E \approx E_0\{\sin(\Omega t) + \cos(\Omega t)\sin(K'\epsilon \omega t)\} \quad (4)$$

$$E \approx E_0\{\sin(\Omega t)\cos(K'\epsilon \omega t) + \cos(\Omega t)\sin(K'\epsilon \omega t)\}$$

$$E \approx E_0 \sin[(\Omega + K'\epsilon \omega)t] \quad (5)$$

Nous avons obtenu une fonction sinusoïdale en supposant que ωt est petit, donc que *la période Raman $2\pi/\omega$ est grande par rapport à une durée d'impulsions t* .

Les deux conditions définissent, suivant G. L. Lamb Jr, des « impulsions ultracourtes », terme mal choisi car il est relatif non seulement aux impulsions, mais aussi à la matière traversée.

Pour tenir compte de la contribution Stokes, on ajoute à K' un coefficient K'' négatif. $K'+K''$ est proportionnel à la densité du gaz P et à la différence de populations entre les deux niveaux Raman qui, à l'équilibre thermique à une température T , est proportionnelle à $\exp(-h\omega/2\pi kT)-1$ donc à ω/T si la température n'est pas très basse (h et k : constantes de Planck et Boltzman respectivement).

En supposant que le tenseur de polarisabilité est, comme un indice de réfraction, peu dépendant de la fréquence, par une formule analogue à (1), $K'+K''$ est sensiblement proportionnel à $P\Omega\omega/T$ et le glissement de fréquence $\Delta\Omega = (K'+K'')\epsilon\omega$ proportionnel à $P\epsilon\Omega\omega^2/T$. Le glissement relatif de fréquence $\Delta\Omega/\Omega$ dépend peu de Ω .

Ces lois sont vérifiées au laboratoire en ISRS, avec des impulsions longues de quelques dizaines de femtosecondes. On peut observer les glissements de fréquence de deux faisceaux laser convergent dans une cuve; alors la densité d'énergie pendant les impulsions est si grande que n , K' et K'' deviennent fonctions de l'intensité; utilisant la propagation de faibles impulsions d'un laser unique dans une fibre optique, on observe leur rougissement par un transfert d'énergie vers le bruit de fond thermique. Avec les impulsions d'environ 1 nanoseconde qui forment la lumière naturelle les ordres de grandeur de P et ω doivent être au moins 10 000 fois plus petits, donc pour observer

un effet CREIL équivalent, le trajet dans le gaz doit être multiplié par 10^{12} . Un parcours astronomique est nécessaire, une expérience de laboratoire paraît exclue.

2.3 - Conclusion: Description de l'effet CREIL.

L'entropie d'un ensemble de faisceaux d'ondes électromagnétiques temporellement incohérentes (issus de sources thermiques par exemple) peut croître par des échanges d'énergie correspondant à des glissements de fréquence si ces faisceaux sont réfractés par un gaz sous faible pression possédant une résonance de type Raman de l'ordre de 100 MHz. Ni les images ni les spectres ne sont troublés. En général les fréquences de la lumière sont abaissées (« rougissements ») et le rayonnement thermique est « bleui », c'est à dire amplifié.

3 - Propagation d'un rayonnement riche en ultraviolet lointain dans de l'hydrogène atomique.

3.1 – Activité CREIL de l'hydrogène atomique.

Dans son état fondamental (1s) l'énergie hyperfine de recouplage des spins nucléaire et électronique correspond à la fréquence 1420 MHz ($\lambda = 21$ cm), trop élevée pour une activité CREIL. Pour les états $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$, l'énergie hyperfine correspond à 178, 59 et 24 MHz respectivement, ce qui convient bien. Dans les états plus élevés, les fréquences sont trop basses pour produire un effet CREIL notable.

On obtient un gaz contenant des atomes excités dans les états 2s ou 2p de plusieurs façons:

- en chauffant de l'hydrogène à une température de l'ordre de 100 000 K, à condition que la pression ne soit pas trop faible, de façon que l'ionisation soit limitée;
- en chauffant de l'hydrogène entre 10 000 et 50 000 K environ pour dissocier les molécules, puis en le soumettant à un pompage sur la raie Lyman alpha (Ly_{α}) de fréquence ν_{α} qui assure la transition des niveaux 1s aux niveaux 2p;
- en refroidissant un plasma de protons et électrons.

3.2 - Propagation d'un rayonnement ayant un spectre UV continu dans l'hydrogène atomique non excité thermiquement (vers 20 000 K).

La population en atomes d'hydrogène sur les niveaux 2p dépend du bilan entre le pompage des atomes non excités et les désexcitations spontanées et par chocs.

Si, dans une certaine région « S », l'intensité à la fréquence ν_{α} de la raie Ly_{α} est grande, une absorption partielle peut engendrer une « densité de colonne » (nombre de molécules dans un cylindre de surface de base unité, ayant les rayons comme génératrices) d'hydrogène 2p suffisante pour déplacer hors de la raie la fréquence de la lumière qui était égale à la fréquence ν_{α} ; ainsi, la lumière est renouvelée à cette fréquence avant absorption complète, et ce processus (qui est, en fait, continu) produit un rougissement permanent et une absorption constante si les conditions physiques du gaz ne varient pas. Dans le spectre, cette absorption, ainsi que les absorptions ou émissions d'autres raies produisent des raies dont la largeur est voisine du rougissement; en conséquence, il est difficile d'observer des raies engendrées dans une région « S ».

Au contraire, si, dans une région « A » l'intensité dans le profil de la raie à la fréquence ν_{α} est faible, cette intensité est absorbée avant renouvellement de l'énergie, l'effet CREIL disparaît, on revient à une spectroscopie usuelle.

S'il y a une seule petite source de lumière, on passe d'une région S à une région A lorsqu'une raie absorbée est glissée à la fréquence ν_{α} . Un faible rougissement peut subsister dans une région A, en particulier par suite d'un peuplement de l'état métastable 2s par désexcitation de niveaux très excités; ainsi, un rayon peut passer d'une région A engendrée par une raie d'absorption pré-existante dans le spectre, à une région S.

Au voisinage d'un corps très chaud, en présence d'hydrogène, l'espace est ainsi structuré physiquement.

3.3 – Caractérisation de l'hydrogène atomique.

Dans une région A, les raies Lyman Ly_β et Ly_γ sont absorbées. Lorsque le rayon se propage dans une région S, la raie écrite par l'absorption Ly_β le fait passer dans une région A lorsqu'elle est glissée à la fréquence ν_α , etc. Les rougissements correspondants sont:

$$z_{\beta,\alpha} = \frac{\nu_\beta - \nu_\alpha}{\nu_\alpha} \approx \frac{1 - 1/3^2 - (1 - 1/2^2)}{1 - 1/2^2} = 5/27 \approx 0,1852 \approx 3 * 0,0617 \quad (6)$$

$$z_{\gamma,\alpha} = \frac{\nu_\gamma - \nu_\alpha}{\nu_\alpha} \approx \frac{1 - 1/4^2 - (1 - 1/2^2)}{1 - 1/2^2} = 1/4 = 0,25 \approx 4 * 0,0625 \quad (7)$$

La périodicité fondamentale $z_b = 0,062$ a été mesurée dans l'observation de nombreux astres très rouges et brillants, particulièrement des quasars.

Une autre périodicité, exprimée sous la forme « 37 km/s » en supposant qu'elle correspond à un effet Doppler, a été observée sur les galaxies; elle est probablement due à la construction de régions « a » et « s » dans un gaz froid entourant les galaxies. Les transitions hyperfines moléculaires de l'ordre de 100 MHz étant mal connues, il est difficile de déterminer quelle(s) molécule(s) est (sont) à l'origine de cet effet.

3.4 – Conclusion

L'hydrogène atomique excité produisant un effet CREIL peut être produit thermiquement à très haute température (100 000 K), par combinaison des protons et électrons d'un plasma, ou par excitation en ultraviolet lointain d'hydrogène atomique non excité (vers 20 000 K).

Cette dernière possibilité semble être à l'origine de la plupart des grands rougissements de la lumière; il multiplie les raies en reproduisant les spectres existants avec une variation relative de fréquence multiple entière de 0,062.

4 Applications à l'astrophysique

4.1 Les quasars.

Les quasars sont des astres dont les spectres sont très rouges, astres cependant assez brillants; on distingue des quasars isolés dont la répartition est isotrope et des quasars associés à des galaxies. Comme leurs rayonnements dans les domaines X et microondes sont très caractéristiques, ils sont souvent recherchés par des détecteurs fonctionnant dans ces régions spectrales. On trouve alors non seulement des quasars, mais aussi des étoiles à neutrons se déplaçant rapidement dans des galaxies, peu brillantes, nommées, en raison de la ressemblance, « micro-quasars ».

Les spectres des quasars sont très complexes. En supposant qu'un micro-quasar arrive dans un nuage relativement dense d'hydrogène impur, semble-t-il en quittant une galaxie, il acquiert le spectre complexe d'un quasar que nous allons décrire simplement grâce à cette hypothèse.

Une étoile à neutrons ayant une masse de l'ordre de celle du Soleil pour un diamètre de l'ordre de 10 km, le potentiel gravitationnel à sa surface est énorme de sorte que l'accrétion du nuage maintient la température de surface à plus de 10^6 K.

Dans la description suivante, au delà de la surface, la température décroît lorsque la distance r du point d'émission au centre de l'étoile augmente; de même, le rougissement de la lumière observée depuis la Terre décroît lorsque r croît puisque la lumière traverse moins de gaz produisant un effet CREIL.

La surface peut être définie comme une région où des atomes lourds existent à une densité suffisante pour fournir un spectre continu riche en ultraviolet lointain. Pour r un peu plus grand, les atomes lourds ou de masse moyenne sont fortement ionisés, donc susceptible d'émettre des raies; bien que la température et la pression soient encore élevés, les raies émises sont fines du fait d'une superradiance produite par la forte excitation du milieu.

Plus loin, à une température de l'ordre de 10^5 K, l'accrétion est supposée suffisante pour que la pression permette une combinaison de protons et électrons en hydrogène excité. Tant que la température ne descend pas au dessous de 40 000 K environ, un effet CREIL permanent rougit donc élargit tant les raies qu'elles ne sont pas détectables; il y a donc une absence de raies correspondant

à cette zone de rougissemments.

Plus loin, de 40 000 K à 10 000 K, l'hydrogène n'est plus excité thermiquement, de sorte que le processus de multiplication des raies décrit dans la section 3 apparaît. Au début, la pression est encore élevée, de sorte que les raies sont larges, saturées, leur région centrale prenant une température (déduite de la loi de Planck) égale à la température du gaz; les raies d'émission sont progressivement remplacées par des raies d'absorption.

Ensuite il ne reste que les raies de l'hydrogène, et le nombre de régions A et S est assez grand pour que les raies forment une « forêt Lyman ». Avec une décroissance de la pression et de la température, les désexcitations du niveau 2p deviennent plus lentes, de sorte que les absorptions nécessaires pour atteindre la « densité de colonne » d'hydrogène 2p qui permet de quitter une région S décroissent. Les raies devenant de plus en plus fines, les absorptions intégrées sur la largeur de raie dans les régions A, décroissent aussi. Finalement, l'absorption moyenne dans la forêt Lyman décroît lorsque R croît.

Alors que le ralentissement des désexcitations par une baisse de pression favorise le rougissemment lorsqu'il s'applique aux niveaux 2p, il réduit les cascades aboutissant aux niveaux 2p ou 2s, donc la vitesse de sortie des régions A. En conséquence le rapport des parcours dans les régions A, aux parcours dans les régions S augmente. La probabilité d'arrêt du processus de multiplication des raies dans une région A devient grande, de sorte que la probabilité d'un rougissemment final multiple de 0,062 devient aussi grande.

La pression du gaz qui produit les raies larges (~ 100 Pascals) le rend bon conducteur de l'électricité par ionisation. Lorsque l'astre émet puissamment aux fréquences radio, l'ionisation de l'hydrogène interdit l'effet CREIL qui sépare habituellement les raies larges produites par une même transition; on obtient alors des raies larges au profil complexe correspondant à une superposition d'une émission suivie d'une absorption d'une raie moins élargie.

Enfin, le transfert d'énergie de la lumière vers le rayonnement thermique produit un halo dont la température peut monter à plusieurs centaines de Kelvins si l'astre est à la fois brillant et très rougi.

Discussion.

Ce modèle est à la fois plus simple et plus efficace que le modèle standard, alors qu'il ne requiert pas de modification de la physique usuelle. Le modèle standard explique les rougissemments par une expansion de l'univers partiellement compensée soit par la vitesse de jets d'hydrogène, soit par une répartition de nuages minces d'hydrogène sur le parcours de la lumière. Il manque une explication de l'absence de raies ayant des rougissemments intermédiaires entre ceux des raies d'émission fines et ceux des raies larges; les nuages doivent être contraints par une étrange matière sombre *ad hoc*; il manque aussi une explication de la variation de comportement des raies larges avec l'émission radio du noyau; la périodicité 0,062 est attribuée à un artefact alors qu'elle a été constatée par de nombreux observateurs. On pourrait comparer les nuages de cette théorie avec les régions A et S, mais les régions A et S sont relativement proches des astres très chauds, alors que les nuages de la théorie du Big Bang sont mieux répartis sur le trajet de la lumière.

Suivant la théorie standard, le gaz ne devrait pas contenir les atomes lourds qui sont observés. La variation relative des fréquences des éléments d'un multiplet n'est pas constante; l'effet CREIL l'explique par la dispersion du tenseur de polarisabilité de l'hydrogène alors que la théorie standard doit faire appel à une variation d'une constante fondamentale.

4.2 – L'effet de proximité et les alignements de quasars

De nombreux astres observés à proximité des quasars apparaissent anormalement rougis, ce qui s'explique par une traversée de leur lumière à travers des régions S produites par les quasars.

Halton Arp a observé des alignements d'une galaxie avec plusieurs quasars trop nombreux pour résulter d'un hasard; ces alignements sont donc non seulement apparents, mais aussi réels dans l'espace. En conséquence, la galaxie, beaucoup moins rougie que les quasars, mais cependant trop rouge, est sensiblement à la même distance que les quasars: les grands rougissemments ne donnent pas une évaluation des distances.

L'explosion d'une supernova dans une galaxie produit des quasars de sorte que certaines

régions S engendrées par les quasars sont traversées par la lumière que ces galaxies nous envoient, ce qui provoque un rougissement « anormal » de la galaxie.

4.3 La supernova SN1987A.

La supernova SN 1987A (figures 1 et 2), est apparue en janvier 1987 à la place d'une étoile super-géante bleue. Détectée optiquement et par l'arrivée de quelques dizaines de neutrinos, sa magnitude a augmenté pendant quelques jours jusqu'à 2,9, avant de décroître assez régulièrement jusqu'en septembre. En 1990, le télescope Hubble observa un anneau autour d'un point lumineux central; plus tard, le point central devint flou et disparut, et deux anneaux apparurent progressivement.

La comparaison de la variation de luminosité de l'étoile et de celle des anneaux permet de repérer des particularités communes, donc de comparer le chemin direct de l'étoile à la Terre au chemin indirect étoile - anneau éclairé - Terre et d'en déduire la dimension de l'anneau, grand diamètre de $(1,27 \pm 0,07) \cdot 10^{16}$ m, ainsi que, par comparaison avec le diamètre angulaire de 1,66", la distance du système à la Terre 16 000 al (année-lumière).

Divers problèmes apparaissent :

a) On déduit habituellement de la classification des étoiles que les supernova résultent de l'explosion d'une super-géante rouge et non bleue.

b) La première interprétation de l'allumage des anneaux a été la collision d'une onde de choc résultant de l'explosion observée avec un gaz éjecté 10 000 ans avant cette explosion. Mais de nombreux auteurs (S. Bludman, E. Myra, S. Bruenn, ...) doutent de la possibilité qu'une onde de choc sorte d'une étoile massive, et se propage à une fraction de la vitesse de la lumière.

c) Une autre explication de cet allumage, dite « par photoionisation », est un équilibre entre une bulle de gaz photo-ionisé autour de l'astre et un gaz froid lointain; une coquille intermédiaire doit contenir de l'hydrogène atomique qui produit une diffusion résonante dans la région du spectre Lyman de l'hydrogène atomique; mais la coquille ne devrait pas être vue comme un anneau ayant un bord intérieur brillant, net.

d) On ne sait pas expliquer la disparition de l'astre central qui au début émettait le spectre de l'hydrogène, puis, en s'affaiblissant et se diluant émet des spectres d'ions lourds. On ne sait expliquer simplement les « perles » des anneaux.

e) On a tenté d'expliquer la présence de trois anneaux par de la poussière ayant la forme d'un sablier; mais les anneaux sont trop fins, et il faudrait expliquer la génération du sablier.

Les explications suivantes diffèrent du modèle de photoionisation par l'introduction d'une cohérence dans l'interaction de la lumière avec le gaz, et, pour expliquer la présence des anneaux extérieurs, par l'hypothèse que l'explosion antérieure de 10 000 ans d'une géante rouge engendre deux étoiles à neutrons et la géante bleue observée. Pour simplifier le début de l'exposé, supposons qu'il n'y a qu'une étoile et que le système a une symétrie sphérique

On suppose que 10 000 ans avant la supernova, l'étoile était une super-géante rouge; son refroidissement par émission de neutrinos et de lumière fait effondrer son cœur en fer en neutrons synthétisés par absorption d'électrons par le fer (et d'autres atomes). La conservation du moment cinétique produit une rotation très rapide du cœur qui, comme une goutte d'eau prend la forme d'un ellipsoïde aplati, puis allongé, d'une cacahuète à trois graines, avant d'exploser en trois étoiles à peu près alignées, comme le sont les systèmes d'une galaxie et de quasars observés par Halton Arp.

Dans l'explosion, les étoiles externes emportent un peu de l'hydrogène externe au noyau; une partie de cet hydrogène se disperse.

L'explosion observée résulta probablement d'une nouvelle fusion d'hydrogène amorcée par un nouvel effondrement. Cette explosion se traduit d'abord par l'émission de raies larges du spectre de l'hydrogène atomique H_I chaud assez voisin de l'étoile pour que la pression s'oppose à son ionisation en protons et électrons (H_{II}), et d'un spectre continu dans l'ultraviolet extrême, au delà des raies

Lyman de l'atome d'hydrogène.

L'étoile est un point très brillant entouré d'un plasma qui émet les spectres d'atomes ionisés assez lourds. Protons et électrons n'absorbent pas la lumière, de sorte qu'il se forme une bulle ionisée quasiment transparente.

Le rayonnement d'atomes divers dissipe non seulement de l'énergie provenant de l'étoile, mais aussi de l'énergie thermique, produisant de l'hydrogène atomique immédiatement re-ionisé par l'ultraviolet extrême; la disparition de l'ultraviolet extrême à partir d'une distance de l'ordre de $3R/4$ de l'étoile laisse apparaître une coquille d'hydrogène atomique excité H_I^* à une température de l'ordre de 50 000 K (Illustration1).

Cet hydrogène H_I^* émet les raies Lyman d'une part par désexcitation, d'autre part par diffusion résonante d'ultraviolet lointain provenant de l'étoile. Tant que la densité d'hydrogène, est faible, l'émission est spontanée; mais si, dans une direction, le nombre d'atomes excités par unité de surface (densité de colonne) atteint l'ordre de grandeur de la densité de colonne effective dans un laser, l'émission devient essentiellement induite.

Une évolution catastrophique peut apparaître car, d'une part la désexcitation du gaz le refroidit brutalement, ce refroidissement produisant des atomes H_I à partir de H_{II} , d'autre part la diffusion résonante devient cohérente, en conséquence intense.

L'énergie du rayonnement radial est rapidement transférée aux rayonnements tangentiels, car, d'une part les interactions dipolaires et quadripolaires de l'hydrogène naturellement intenses deviennent énormes en régime cohérent, d'autre part, conformément à la thermodynamique, la luminance des régions émettant tangentiellement tend à égaler celle de l'étoile; comme ces régions, de dimensions supérieures à 0,01 année lumière, sont vues de la Terre sous des angles solides très supérieures à l'angle solide de vision de l'étoile, guère plus grosse que le Soleil, l'étoile devient invisible.

Comme l'absorption radiale est intense dans la coquille, l'intensité radiale décroît rapidement, ce qui fait chuter l'intensité tangentielle: le bord intérieur de l'anneau est très brillant, et la sa luminance décroît rapidement avec r .

Comme l'effet est non-linéaire, une compétition des modes fait apparaître les « perles », comme s'il s'agissait d'un laser à émission conique.

Dans une colonne de lumière correspondant à une perle, divers atomes peuvent être excités par le rayonnement de l'hydrogène et émettre eux-mêmes un rayonnement superradiant colinéaire.

Les photographies (Illustrations 2-5 , Credit: Dr. Christopher Burrows, ESA/STScI et NASA) montrent l'évolution du collier de perles:

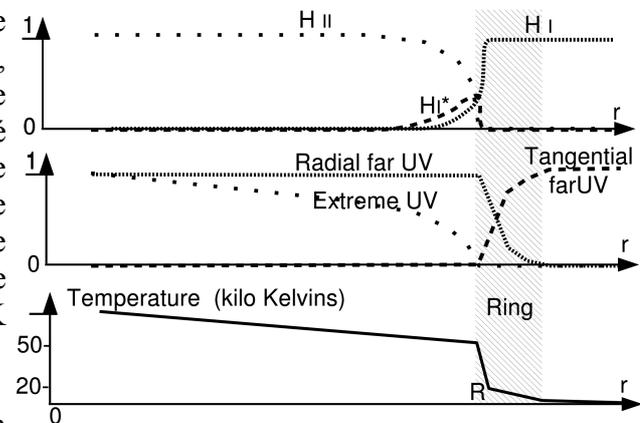


Illustration 1: Variation de la densité relative d'hydrogène, de l'intensité lumineuse et de la température en fonction de la distance r à l'étoile.

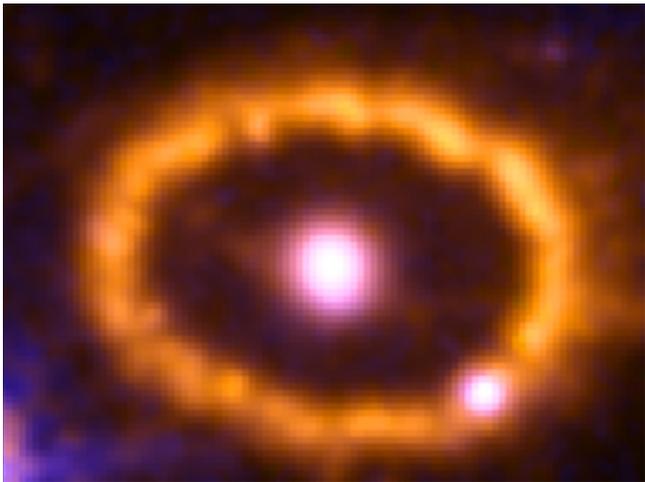


Illustration 2: SN1987A en 1994.

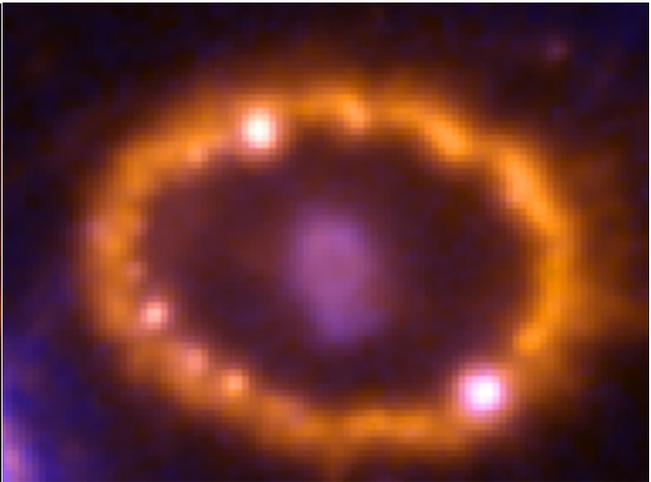


Illustration 3: SN1987A en 2000.

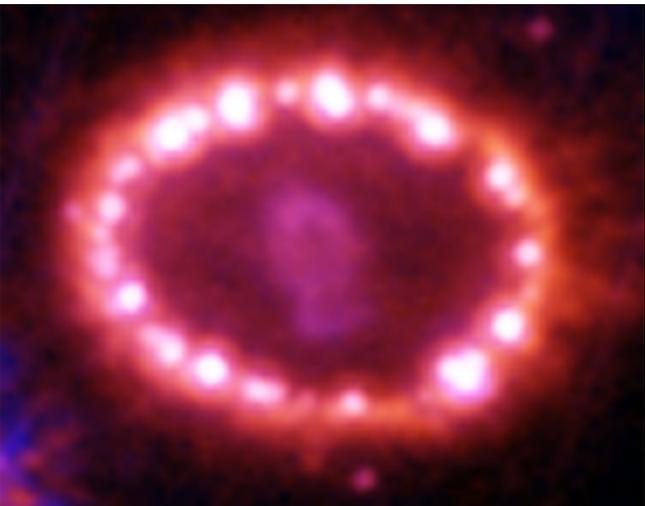


Illustration 4: SN1987A en 2003.

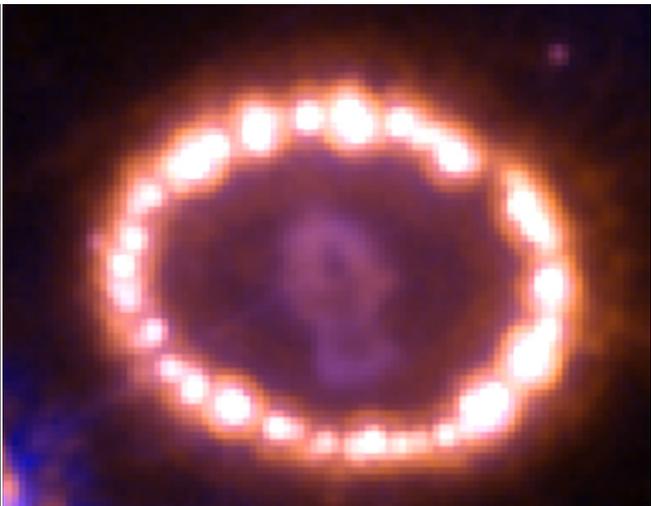


Illustration 5: SN1987A en 2006.

En 1994, la superradiance est apparue, mais elle est trop faible pour provoquer un refroidissement brutal du gaz (le point lumineux sur l'anneau provient d'une étoile). En 2000, quelques perles apparaissent, manifestement sur le bord interne de l'anneau. En 2003 et 2006, le nombre de perles augmente, un plus grand nombre de modes passant en régime de diffusion stimulée.

Le faible rayonnement d'atomes ionisés diffusé entre l'étoile et la coquille formant l'anneau n'est pas notablement diffusé par cette coquille car, en raison de sa faible luminance, la loi de Planck lui attribue une température trop basse.

Avec un long temps de pose, des anneaux secondaires apparaissent (Illustration 6).

Conformément aux observations de Halton Arp, supposons que l'explosion de la géante rouge a donné non seulement la géante bleue, mais aussi deux étoiles à neutrons presque symétriques par rapport à l'étoile bleue observée. Chaque étoile produit son collier.

Nous n'avons considéré qu'une seule étoile et implicitement supposé que le nuage d'hydrogène est homogène. Il paraît raisonnable de supposer que la densité d'hydrogène décroît avec la distance à l'axe du système et en

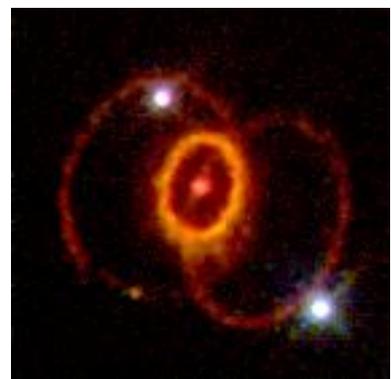


Illustration 4: Les trois anneaux de SN 1987A

et en

s'éloignant de l'étoile centrale; en conséquence, pour une énergie donnée émise dans l'ultraviolet lointain, la longueur de la colonne de gaz ionisé est plus faible suivant l'axe, les coquilles d'hydrogène H_I ne sont pas sphériques mais en gros ellipsoïdales, aplaties. De même, la densité étant plus faible pour les astres secondaires, ils génèrent des coquilles plus grandes, asymétriques, des colliers plus grands.

Des irrégularités dans les nuages, des poussières engendrent des irrégularités dans les colliers et stabilisent la sélection des modes brillants.

Ce modèle semble répondre à toutes les questions:

- a) Toutes les interprétations actuelles supposent que la présence d'un nuage d'hydrogène requière une explosion préalable à l'explosion observée;
- b) Aucune onde de choc n'est nécessaire;
- c) Contrairement à l'explication par photoionisation en régime linéaire, la luminance des colliers augmente brusquement pour $r=R$, puis elle diminue régulièrement;
- d) L'astre central disparaît. La traînée luminescente observée au centre peut correspondre à une plus forte densité de gaz au voisinage de l'axe du système;
- e) L'étude de la variation de la diffusion de la lumière au voisinage du système a permis de mettre en évidence des régions contenant de l'hydrogène atomique, de forme voisine de celle des coquilles trouvées ici.

Notre explication présente l'avantage d'être voisine de l'explication des nébuleuses planétaires.

4.4 – L'« accélération anormale des sondes Pioneer 10 et 11.

Au voisinage de la Terre, le vent solaire est constitué d'un plasma de protons et d'électrons; au delà de 5 à 10 unités astronomiques (UA: distance de la Terre au Soleil) protons et électrons se combinent en hydrogène excité, en particulier dans le niveau 2s qui ne peut se désexciter par voie radiative. En conséquence, la fréquence de la lumière solaire décroît au bénéfice d'une augmentation de la fréquence des signaux radio reçus et renvoyés par les sondes. Les deux augmentations de fréquence s'ajoutent car l'électronique de la sonde multiplie la fréquence reçue par une fraction entière.

On pourrait objecter que les signaux radio forment une onde continue non sujette à un effet CREIL. Mais les interactions CREIL sont limitées dans le temps par la durée des impulsions lumineuses; d'autre part les récepteurs reçoivent essentiellement un bruit duquel on extrait une onde continue par un filtrage qui moyenne les fréquences des impulsions reçues.

Les tentatives d'explication par un défaut du matériel, en particulier par une accélération des sondes sous l'effet de fuites de gaz ou du fait d'une incertitude de la loi de Newton ne sont pas satisfaisantes.

Par ailleurs, l'étude du fond thermique continu représenté par une décomposition spatiale en harmoniques sphériques, montre que les harmoniques 3 et 4 sont liés à l'écliptique. Une interprétation simple est fondée sur l'augmentation de fréquence des ondes thermiques qui explique les glissements de fréquence des sondes: en effet, le vent solaire donc la densité d'hydrogène 2s proviennent majoritairement de la couronne solaire dont l'anisotropie est liée au Soleil, donc à l'écliptique.

5 – Conclusion.

Superradiance et ISRS apparaissent comme des outils très utiles à la compréhension d'observations en astrophysique, parce que la lumière peut y traverser de très grandes épaisseurs de gaz, et avoir une forte intensité.

L'utilisation de l'effet CREIL en astrophysique a été proposée, au départ, comme un simple outil. On peut discuter longuement des raisons qui ont conduit à ne même pas prendre en

considération cet effet physique simple. Sans doute les astrophysiciens ont été influencés par la faillite de propositions d'« usure de la lumière » soutenues par des théories audacieuses; mais ils ont préféré une théorie encore plus audacieuse et sa physique merveilleuse à une physique bien ordinaire. Parfois ils ont prétexté l'absence d'expérience de laboratoire utilisant la lumière ordinaire; mais il ne faut changer qu'une constante de temps dans la théorie pour passer de l'ISRS bien connu au CREIL et expliquer pourquoi le CREIL ne peut pas être observé au laboratoire.

Le résultat est sûrement une grande perte de temps et d'énergie, la théorie qui s'avère efficace s'étant ainsi trouvée quasiment réservée à un physicien qui, en dépit d'une grande ignorance de l'astrophysique, a pu proposer de simplifier et améliorer l'explication de plusieurs types d'observations.