



**HAL**  
open science

## Pour une astrophysique rationnelle

Jacques Moret-Bailly

► **To cite this version:**

| Jacques Moret-Bailly. Pour une astrophysique rationnelle. 2016. hal-01367890v2

**HAL Id: hal-01367890**

**<https://hal.science/hal-01367890v2>**

Preprint submitted on 17 Oct 2016

**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.

Pour une astrophysique rationnelle.

Jacques Moret-Bailly \*

17 octobre 2016

---

\*email : [jmo@laposte.net](mailto:jmo@laposte.net)

## Résumé

A model of propagation of light between the stars, built using only the assumption of coherent interactions of light emitted by hot sources (stars) with atomic hydrogen, explains the whole spectra of quasars and many observations without concepts such as dark matter, dark energy, abnormal acceleration of Pioneer probes, etc .... The excited atomic hydrogen superradiance produces continuous or punctuated rings surrounding optical black holes, no need of improbable alignments of heavy stars. A set of Impulsive Stimulated Raman Scatterings (ISRS), mainly involving hyperfine levels of the 2P atomic hydrogen, produces parametric interactions between electromagnetic radiations, increasing entropy by shifts of their frequencies. Thus, the redshifts of stars measure approximately column densities of 2P hydrogen atoms, so that the use of the big bang expansion theory, for example, produces bubbles in galaxy maps, or drive away spiral galaxies which, thus, no longer obey the laws of celestial mechanics.

---

Un modèle de propagation de la lumière entre les astres, construit en utilisant uniquement l'hypothèse d'interactions cohérentes de la lumière issue de sources très chaudes (étoiles) avec de l'hydrogène atomique, explique les spectres des quasars et de nombreuses observations sans concepts tels que la matière noire, l'énergie noire, les accélérations anormales de sondes, etc. . . . La superradiance d'hydrogène atomique excité produit des anneaux continus ou ponctués entourant des trous noirs, sans alignements improbables d'astres lourds. Un ensemble d'effets Raman impulsionnels cohérents (ISRS), impliquant principalement les niveaux hyperfins de l'hydrogène atomique 2P, produit des interactions paramétriques entre des rayons électromagnétiques, accroissant l'entropie par des glissements de leurs fréquences. Ainsi, les rougissements des astres mesurent approximativement les densités de colonne d'hydrogène 2P, de sorte que l'utilisation de la théorie du big bang, fait, par exemple, apparaître des bulles autour des astres très chauds, ou éloigne les galaxies spirales qui, ainsi, n'obéissent plus aux lois de la mécanique céleste.

Keywords : Line formation. Radiative transfer. Scattering.

98.62.Ra Intergalactic matter ; quasar absorption and emission-line systems ; Lyman forests ; optical black holes.

290.5910 Scattering, stimulated Raman

# 1 Introduction

## 1.1 Rationalité de la science.

La mécanique est devenue rationnelle en étudiant, en première approximation, des modèles parfaits correspondant aux observations parfois bien (mécanique céleste), parfois mal (frottement).

Nous appliquons ici une méthode analogue en considérant un modèle dans lequel les astres sont principalement une source de rayonnement électromagnétique et d'une gravitation qui comprime autour d'eux de l'hydrogène atomique formant des nébuleuses.

Les perfectionnements des modèles initiaux amènent une progression de la science, même si, comme le montrent les sous-sections suivantes, il n'y a pas un accord unanime sur les hypothèses.

## 1.2 Quelques problèmes posés par la physique fondamentale.

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  $\nu$ , dans un corps noir à la température T» est  $I = [h\nu^3/(2c^2)][1 + 2/[exp(h\nu/kT) - 1]]$ . Cette relation entre radianse, 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 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» est 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,  $\Lambda$ 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,...).

### 1.3 Astrophysique rationnelle.

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.

- En dépit de l'invention des lasers, il semble que les astrophysiciens ignorent la spectroscopie cohérente, suivant l'opinion de Menzel qui écrivit, en 1931 [3] : "It is easily proved that the so-called *stimulated* emissions are unimportant in the nebulae ". Le point de vue des physiciens est exactement

opposé : Les interactions de la lumière avec les gaz à très basse pression sont exclusivement cohérentes, ce qui permet le fonctionnement des lasers à gaz. Le ciel est noir au-dessus de la stratosphère, en dépit de la présence de gaz observée 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.

La section 2 rappelle la théorie de la cohérence optique et ses applications majeures, la superradiance et l'effet Raman impulsif cohérent.

La section 3.4 montre que la superradiance des coquilles entourant les sphères de Strömgen peut être ou devenir assez intense pour faire disparaître les étoiles dans un "trou noir optique" cerné par un anneau éventuellement ponctué, transformation observée de SN 1987A en SNR 1987A.

La section 4 remarque que la loi de Karlsson introduit les rougissements qui amènent les fréquences Lyman bêta et gamma de l'atome H à la fréquence Lyman alpha, ce qui montre que les rougissements dits "cosmologiques" sont dus à un effet Raman cohérent dans H. D'où un calcul de l'essentiel du spectre dû à l'atome H.

La section 5 donne d'autres applications de la cohérence optique : dispersion de spectres de multiplets émis par des astres lointains sans variation de la constante de structure fine ; accélération anormale des sondes Pioneer 10 et 11 ; bulles dans les cartes des galaxies ; matière et énergie noires, etc ...

## **2 Introduction de la cohérence optique en astrophysique.**

### **2.1 Construction d'Huygens.**

Une onde est représentée par une fonction continue des variables d'espace et sinusoïdale du temps. Il n'est pas tenu compte d'échanges d'énergie entre ondes et matière. Cette représentation est généralisée à des cas plus complexes, en particulier par des décompositions de Fourier des variations temporelles.

Les surfaces équiphasées sont nommées surfaces d'onde d'Huygens. Pour déduire une surface d'onde inconnue de deux surfaces d'onde très voisines, l'espace contenu entre ces dernières surfaces est découpé en volumes égaux, émetteurs infinitésimaux d'ondelettes sphériques, initialement en phase avec l'onde incidente. Après un même court temps de propagation, les enveloppes de ces 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

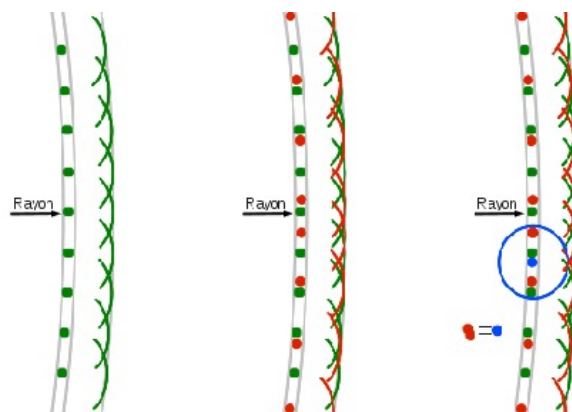


FIGURE 1 – Constructions d’Huygens

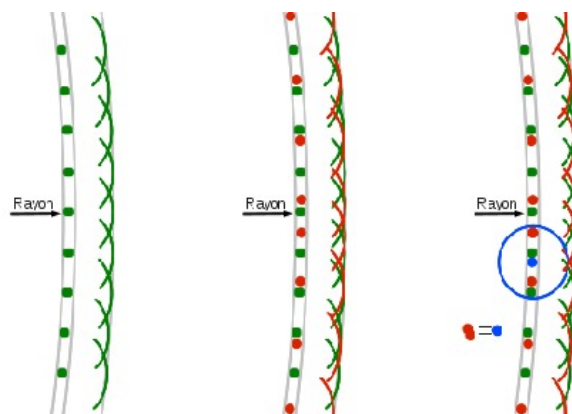


FIGURE 2 – Constructions d’Huygens

longueur d’onde de la surface initiale, car sa phase est ainsi opposée.

La figure 2, à gauche, représente cette génération d’une nouvelle onde électromagnétique pendant sa propagation dans le vide, en ne figurant que quelques volumes (en vert) générateurs des ondes sphériques représentées.

Les surfaces équiphasés sont nommées surfaces d’onde d’Huygens. Pour déduire une surface d’onde inconnue de deux surfaces d’onde très voisines, l’espace contenu entre ces dernières surfaces est découpé en volumes égaux, émetteurs infinitésimaux d’ondelettes sphériques, initialement en phase avec l’onde incidente. Après un même court temps de propagation, les enveloppes de ces 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.

La figure 2, à gauche, représente cette génération d’une nouvelle onde électromagnétique pendant sa propagation dans le vide, en ne figurant que

quelques volumes (en vert) générateurs d'ondes sphériques représentées après un temps court, sous forme d'ondelettes.

Au centre de la figure 1, des molécules identiques (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, exemple de diffusion cohérente. Il est aussi possible que :

- l'amplitude soit modifiée sans variation de fréquence : Voir la section 3.4.

- la fréquence soit modifiée : Voir la section 4.3

Dans la figure de droite, deux molécules sont en cours de collision. Les propriétés du système formé par deux molécules en collision (en bleu) dépendent de nombreux paramètres, par exemple géométriques, donc les ondelettes ainsi émises, toutes différentes, n'interfèrent pas pour former une 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 quand on est dans un avion à 12 000 mètres d'altitude.

Nous étudions dans cet article des interactions non collisionnelles, avec les gaz constituant les nébuleuses.

## 3 Interactions cohérentes quantifiées entre gaz non-collisionnel et ondes électromagnétiques.

### 3.1 Théorie d'Einstein

En 1917, Einstein [1] montra par la thermodynamique que la radiance spectrale  $I$  d'un rayon lumineux monochromatique et polarisé, se propageant sur une distance  $dx$  dans un milieu formé de molécules *identiques* varie suivant la loi d'aspect classique  $dI=BI dx$ , où  $B$  est le coefficient d'Einstein dépendant de la fréquence, de la polarisation du rayon, éventuellement de sa direction, de la nature et de l'état du milieu. On remarque que  $I$  ne peut pas être nul, conformément à l'existence du champ du point zéro introduit par Planck [2] en 1911 pour modifier la formule du rayonnement du corps noir qu'il avait proposée en 1900.

En supposant que  $B$  ne dépend pas notablement de la géométrie des rayons, un rayon intense est plus amplifié qu'un rayon faible dans un volume d'interaction commun. Si  $B$  est constant, l'accroissement de  $I$  est exponentiel, ce qui mène à une absurdité, car c'est le milieu qui doit fournir l'énergie. Les expériences montrent que, du fait du pompage de l'énergie par les rayons les



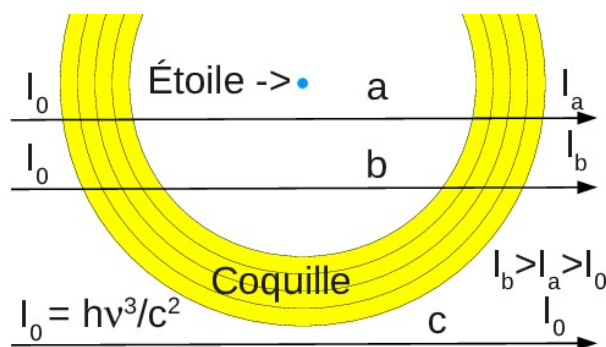


FIGURE 3 – Sphère et coquille de Strömgren

plus intenses B peut décroître jusqu’à une valeur négative dans une “compétition des modes” qui fait, en pratique, disparaître les rayons les plus faibles.

### 3.2 Sphère et coquille de Strömgren.

Strömgren [4] a montré que les étoiles sont entourées d’une sphère formée de protons et d’électrons trop chauds pour se combiner en atomes. Autour de la sphère, définissons des sous-coquilles d’hydrogène atomique dont l’excitation décroît avec la distance. Ainsi, la Terre se trouve dans le vent solaire détecté par les aurores boréales, vent qui se refroidit en atomes d’hydrogène excités vers 10 AU (en s’éloignant du Soleil), desexcités vers 15 AU. Dans la figure 3, la comparaison du parcours des rayons a et b dans chaque sous-coquille montre que le parcours le plus long dans une couche formant la coquille est maximum pour un rayon tangent à la sphère. En tenant compte d’une diminution radiale de l’excitation du gaz par absorption du rayonnement stellaire, et de la compétition des modes, le limbe de la sphère est particulièrement brillant.

### 3.3 Interactions “multiphotoniques”

Un laser à rubis absorbe la lumière blanche émise par un tube flash et émet une fine raie spectrale rouge dont la grande radiance spectrale montre qu’il y a eu transfert d’énergie du spectre continu blanc au rouge; dans un laser à colorant pompé par un laser, il se produit un transfert d’énergie d’une fréquence à une autre. De même, soumis à un flux de lumière blanche intense, de l’hydrogène atomique peut être excité simultanément à plusieurs fréquences dont la somme algébrique est une fréquence propre de l’atome; en présence d’une superradiance, l’atome transfère de l’énergie de la lumière blanche à la lumière superradiante.

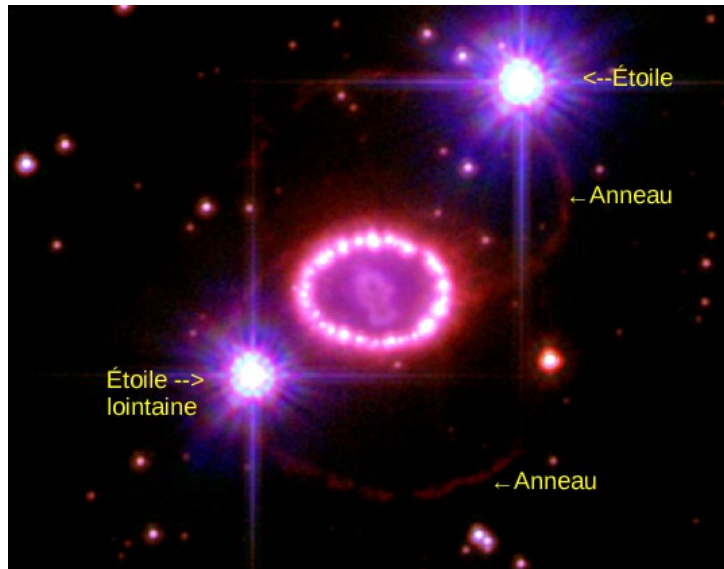


FIGURE 4 – Supernova 1987A (Hubble)

L'atome soumis à des rayons de radiance élevées catalyse ainsi un échange d'énergie qui n'est soumis qu'aux conditions de la thermodynamique, la température d'un rayon se déduisant de sa fréquence et de sa radiance par la loi de Planck.

Pour faire croître l'entropie de rayons lumineux, la coquille de Strömgen absorbe la lumière de son étoile. Elle absorbe aussi la lumière chaude d'autres étoiles, à l'exception des rayons tangents à la sphère qui sont amplifiés. Par contre des rayons froids ayant d'autres directions sont peu affectés.

### 3.4 Observation de SNR1987A

L'étude habituelle de la supernova SNR1987A pose de nombreux problèmes :

- On ne sait pas interpréter la formation des anneaux externes [5].
- Lorsque ses anneaux sont apparus, l'étoile a quasiment disparu. La permanence et la brillance des anneaux ne sont pas expliquées.
- Il est clair que l'hydrogène atomique joue un grand rôle dans la spectroscopie de ses anneaux [6], mais l'asymétrie de la répartition de l'hydrogène ne s'explique pas [7].

Avant l'allumage des anneaux, on a observé des nuages diffusant assez la lumière pour permettre d'établir leur géométrie en forme de sablier : Supposer qu'une sphère de Strömgen a été déformée dans un plan équatorial par une

absorption de vent stellaire due à des planètes résout bien des problèmes :

- La formation du sablier ne résulte pas d'une inégale répartition de l'hydrogène, mais surtout d'une inégale excitation des atomes.
- L'énergie rayonnée par les anneaux résulte simplement d'une transformation quasi instantanée de l'énergie reçue de l'étoile.
- La lumière émise par SN1987A est totalement absorbée, alors que celle reçue d'autres étoiles, généralement absorbée (car elle est chaude), peut être amplifiée si elle coïncide avec un anneau. Il s'est formé un "trou noir optique".
- Cependant le trou noir n'est pas parfait : si aucune étoile n'est observée à l'intérieur, une lueur persiste :

La transition entre sphère et coquille de Strömgren n'est rendue brutale que par l'apparition de la superradiance. À proximité de la surface de la sphère, il apparaît une faible densité d'atomes, croissant vers l'extérieur.

L'émission spontanée de raies de l'hydrogène par ces atomes croît en direction de la surface sans atteindre une radiance qui permettrait un transfert d'énergie dans le faisceau superradiant. Ces raies subissent un rougissement (voir 4.3) plus important pour les émissions profondes et faibles, que pour les émissions proches de la surface, un peu plus intenses. Ensuite elles sont fortement rougies à la traversée de la coquille de Strömgren, mais non absorbées au bénéfice de l'émission superradiante, ce qui violerait la thermodynamique. Cette émission est observée à l'intérieur du petit anneau de SNR1987A. [8]. Le profil de cette raie est couramment observé dans les nébuleuses.

SNR1987A est le plus beau des trous noirs de notre galaxie !

## 4 Spectroscopie des quasars.

### 4.1 Périodicités de Karlsson et Burbidge.

Appelons "rougissement"  $Z$  le rapport d'une diminution de fréquence à la fréquence initiale.

Karlsson et Burbidge [9, 10] ont remarqué que les rougissements de la plupart des quasars observés au vingtième siècle sont voisins des valeurs remarquables données par la formule empirique :

$$Z(m) = mK,$$

où  $m$  est l'entier 3, 4, 6, ..., et  $K = 0.061$  la constante de Karlsson.

Mais ces chercheurs ne sont pas parvenus à en déduire une méthode d'étude des spectres des quasars, et la formule ne s'applique pas aux mesures actuelles de quasars à rougissements élevés.

L'absence de certaines valeurs entières dans la suite de valeurs de  $m$  est étonnante et amène à réécrire la formule :

$Z(p, q) = p(3K) + q(4K)$ , où p et q sont des entiers non négatifs.

Observons que les rougissemements remarquables  $Z(0,1)=Z(\gamma, \alpha)$  et  $Z(1,0)=Z(\beta, \alpha)$  sont liés au spectre Lyman de l'atome hydrogène :

$$Z_{(\beta,\alpha)} = [\nu_\beta - \nu_\alpha]/\nu_\alpha = [(1 - 1/32) - (1 - 1/22)]/(1 - 1/22) \approx 5/27 \approx 0.1852 \approx 3 * 0.0617 \approx 3 * K;$$

$$Z_{(\gamma,\alpha)} = [\nu_\gamma - \nu_\alpha]/\nu_\alpha = [(1-1/42) - (1-1/22)]/(1-1/22) ] = 1/4 = 0,25 = 4*0.0625 \approx 4K.$$

Ainsi, les rougissemements fondamentaux 3K (ou 4K) amènent les raies Lyman  $\beta$  (ou  $\gamma$ ) inscrites dans le spectre sur la raie Lyman alpha . D'où par généralisation :

*Les spectres sont rougis jusqu'à ce que une raie absorbée arrive à la fréquence Lyman  $\alpha : \nu_\alpha$  .*

Pourquoi cette coïncidence arrête-t-elle le rougissemement ? C'est l'absence d'absorption alpha donc de création d'atomes 2P qui arrête le rougissemement. Pourquoi l'hydrogène 2P produit-il des rougissemements, et pas l'hydrogène 1S ? Par ailleurs, on a vainement tenté de rougir de la lumière au laboratoire en lui faisant traverser un plasma d'hydrogène.

## 4.2 Raies Lyman alpha rougies de l'hydrogène.

Faute d'expliquer les rougissemements, on peut d'abord les utiliser pour réussir mieux que Karlsson à construire un spectre de quasar. Comment appliquer un rougissemement observé entre deux raies à toutes les fréquences d'un spectre ? La solution la plus simple est de multiplier toutes les fréquences par une constante, comme dans un effet Doppler. À cette fin, toutes les fréquences sont multipliées par  $\nu_\alpha/\nu_\beta$  ou  $\nu_\alpha/\nu_\gamma$ .

Il y a dans le spectre expérimental des raies nommées "Lyman alpha rougies" et une raie Lyman bêta non rougie [11]. On reconstitue ce spectre en partant d'une représentation d'un spectre continu limité à très haute fréquence dans lequel sont d'abord absorbées les raies Lyman  $\alpha, \beta, et \gamma$  ; ensuite :

a) Un rougissemement est arrêté dès qu'une raie absorbée atteint la fréquence  $\nu_\alpha$  ;

b) Toutes les raies sont absorbées ;

c) S'il reste de l'énergie à la fréquence  $\nu_\beta$ , le rougissemement repart d'abord très lentement grâce à la formation d'atomes 3P peu efficaces. On retourne ainsi en a).

Le spectre ainsi calculé est très voisin du spectre des raies appelées Lyman alpha. Il faut ajouter 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 : une énergie manquante ne peut être absorbée !

La formule de Karlsson ne donne pas de bons résultats pour des valeurs élevées de  $m$ , car une succession de rougissements n'est pas représentée par une addition de rougissements  $Z$ .

En résumé :

Pendant un rougissement qui amène une raie d'absorption Lyman bêta inscrite dans le spectre à la fréquence Lyman alpha, une absorption Lyman alpha continue se produit jusqu'à la fréquence absorbée 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.

### 4.3 Physique des rougissements dans les spectres des quasars.

L'arrêt des rougissements 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 avons déjà déduit que le rougissement des spectres est dû au passage de la lumière dans de l'hydrogène 2P.

La construction d'un spectre de raies absorbées, fines et saturées, conforte les hypothèses. Cependant, si les raies spectrales générées par notre mécanisme donnent bien un spectre de raies "Lyman alpha rougies", une erreur croissant aux basses fréquences apparaît. C'est la preuve d'une dispersion analogue à la dispersion de la réfraction : les rougissements sont liés à une interaction de la lumière avec la matière.

D'après les observations précédentes, les rougissements sont soumis aux conditions suivantes :

- Pour que les raies spectrales soient très fines, la pression d'hydrogène atomique doit être 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.

Comme l'effet Raman produit, par définition, une lumière dont la fréquence n'est pas égale à la fréquence excitatrice, les longueurs d'onde correspondantes sont généralement différentes, ce qui fait apparaître une différence

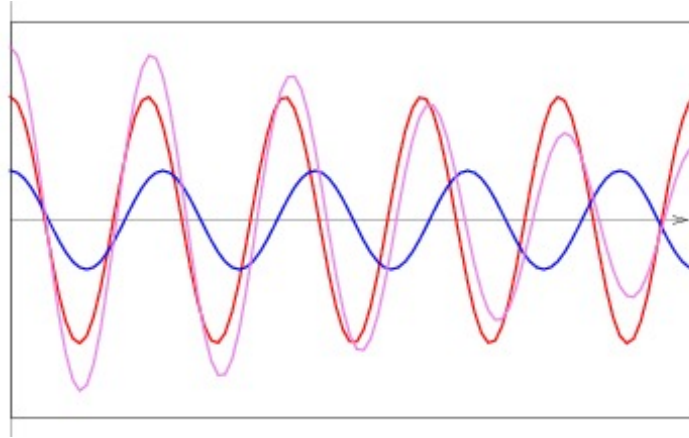


FIGURE 5 – Addition de sinusoïdes de fréquences différentes représentées en rouge et bleu, avant apparition de battements.

de phase croissante entre les deux ondes. Lorsque cette différence atteint  $\pi$ , l'onde diffusée est détruite. Pour l'éviter, ou bien on utilise des rayons ordinaires et extraordinaires d'un milieu anisotrope, ou bien, quand on travaille sur un gaz isotrope (en l'absence de perturbations externes), on limite la durée de l'expérience en utilisant des impulsions lumineuses :

La figure 5 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. Un calcul trigonométrique simple vérifie cette observation. On peut aussi remarquer que le hachage de la lumière en impulsions élargit son spectre, de sorte qu'une zone commune des profils spectraux correspond à une fréquence intermédiaire entre les fréquences excitatrices et Raman.

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,  $k = 10^5$  fois plus longues, par exemple, que les impulsions de 10 femtosecondes de lasers courants dans les laboratoires. Par rapport aux expériences de laboratoire, l'utilisation de lumière naturelle impose :

- L'accroissement du temps séparant en moyenne deux collisions de molécules, donc une diminution de pression du facteur  $k = ns/10fs = 10^5$ , ce

qui réduit l'amplitude Raman diffusée, donc le glissement de fréquence du facteur  $k$ .

- Une réduction de la période de la résonance Raman, ce qui a un effet direct dans le calcul du mélange des fréquences, et un effet indirect en réduisant du facteur  $k$  la différence de populations des niveaux résonnants à l'équilibre.

Ainsi, l'effet est réduit du facteur  $k^3 = 10^{15}$ . L'observation du glissement de fréquence requiert un parcours astronomique.

Conformément aux conditions de Lamb, la période Raman doit être supérieure à 1ns (fréquence inférieure à 1GHz). Les périodes des résonances hyperfines dans les niveaux excités sont supérieures à 1ns, donc elles conviennent, alors que dans le niveau de base, la résonance à 1420 MHz a une période de 0,704 nanoseconde, trop courte pour un Effet Raman impulsif cohérent. Les fréquences de résonance diminuant avec le nombre quantique principal de l'atome, seuls les premiers niveaux excités sont réellement efficaces.

Faute de collisions pour désexciter les atomes, au moins un second ISRS doit intervenir, qui transfère l'énergie acquise par pompage des niveaux hyperfins, au rayonnement électromagnétique thermique.

Des ensembles d'ISRS, nommés *Coherent Raman Effects on Incoherent Lights*, (sigle CREIL) forment des *interactions paramétriques* qui échangent des énergies, faisant croître l'entropie d'ensembles de rayons, sans modifier notablement l'état de l'hydrogène atomique 2P qui joue le rôle de catalyseur.

#### **4.4 Bilan de l'effet Raman cohérent dans les nébuleuses.**

L'effet Raman impulsif cohérent modifie la fréquence d'un rayon lumineux en échangeant de l'énergie avec d'autres ondes électromagnétiques, via une catalyse faisant intervenir des niveaux hyperfins d'une population d'atomes d'hydrogène excités. L'énergie stockée par excitation hyperfine, ou échangée par collisions est négligeable.

Les atomes d'hydrogène excités existent dans des nébuleuses d'hydrogène chaud (température supérieure à 100 000K). À une température inférieure, ils sont créés par absorption de la raie Lyman alpha par l'hydrogène atomique.

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).

## 4.5 Spectre complet d'un quasar entouré d'hydrogène pur.

On n'a jamais observé d'étoiles à neutrons dans des nébuleuses. Pourtant, l'accrétion de gaz devrait les rendre si chaudes que de nombreuses *étoiles à neutrons accrétant de l'hydrogène* devraient être vues, en dépit d'une taille comparable à la taille de la Terre pour la masse du Soleil.

Nous supposons que les quasars sont les *accreting neutron stars* manquantes.

Construisons le spectre d'une étoile à neutrons plongée dans une nébuleuse d'hydrogène pur, en suivant la lumière émise par l'étoile jusqu'à la Terre sans nous préoccuper de l'échelle des distances ; les sous-sections suivantes correspondent à des étapes caractérisées par différents types d'interaction.

### 4.5.1 Noyau du quasar.

Le noyau du quasar est constitué de neutrons résultant de la compression des atomes lors de l'effondrement de l'étoile mère. Faute de particules chargées, il n'émet pas de radiations électromagnétiques.

### 4.5.2 Couche d'atomes très chauds.

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.

### 4.5.3 Couche dense externe.

Plus près de la surface, la température décroissant, des atomes plus légers émettent des radiations à des longueurs d'onde plus grandes.

Dans le gaz très comprimé, les atomes ne peuvent pratiquement pas se déplacer à l'échelle de la durée des impulsions lumineuses ; comme dans un cristal, leur spectre n'est pas élargi par effet Doppler. Ainsi, un effet CREIL est possible, qui transfère de l'énergie des rayons chauds émis près du noyau aux rayons émis plus haut, c'est à dire des rayons X durs à des rayons émis à plus basse fréquence.

Toutefois, les rayons émis près de la surface n'ont pas un parcours commun assez grand pour participer à de tels échanges. C'est ainsi que les variations de fréquence sont représentées par la courbe d'aspect sinusoïdal enregistrée par un spectromètre UV-X porté par la sonde SOHO (figure 6).



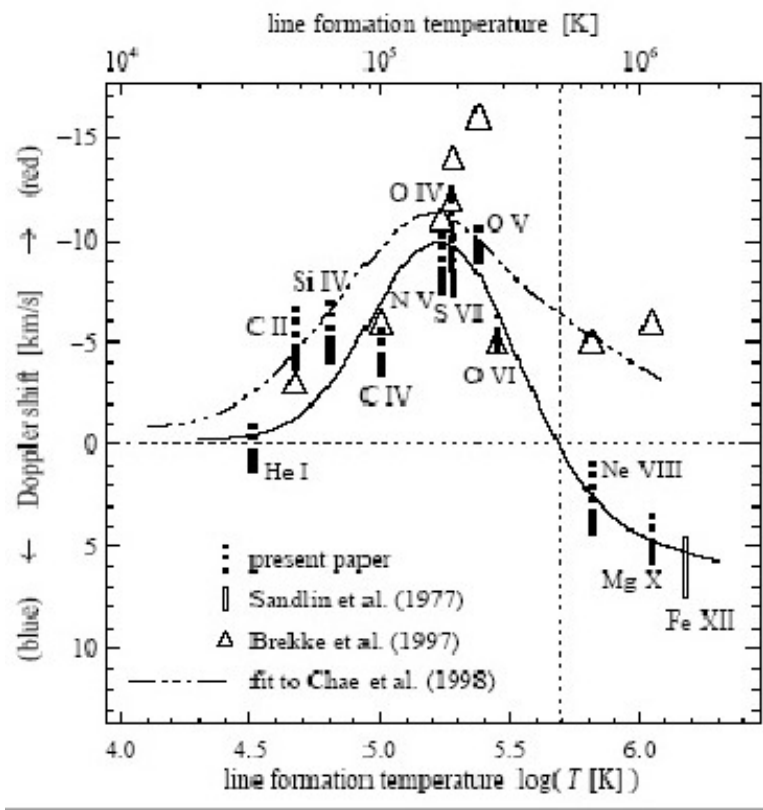


FIGURE 6 – Variations des fréquences des émissions X du Soleil d’après Peter and Judge [14]. Les auteurs ont changé les signes des rougissemments en pensant qu’il y avait une erreur systématique de traitement des mesures.

#### 4.5.4 Gaz dense.

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, se refroidit rapidement comme dans toutes les étoiles, 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.

#### 4.5.5 Haute atmosphère.

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 le quasar est dit bruyant. Les raies Lyman de l'atome H, fines à cette pression, sont absorbées par le gaz.

#### 4.5.6 Très haute atmosphère.

La lumière parvient dans une région où la pression reste trop élevée pour un effet CREIL. 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.

#### 4.5.7 Nébuleuse.

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

#### 4.5.8 Coquille de pompage Lyman $\alpha$ .

La température de la lumière (liée à la fréquence et à la radiance spectrale par la loi de Planck) est encore très élevée aux très hautes fréquences dont l'absorption a été faible. Ainsi, par absorption, la population des niveaux excités 2P d'atomes H 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 devenu 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 flashes sont imprévisibles, en particulier les directions des émissions sont a priori aléatoires, de sorte que les flashes 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 basses températures à un niveau très bas par compétition de modes, le flash absorbe intensément le rayon lumineux observé, y imprimant une raie fine à la fréquence Lyman alpha. L'ensemble des raies ainsi obtenues forme une *forêt*.

Les atomes 2P produisent un effet CREIL qui sépare les raies imprimées par les flashes. En dehors des flashes, l'absorption Lyman alpha est limitée du fait du rougissement, de sorte qu'elle n'est pas visible.

Un rougissement important amène une raie absorbée à une fréquence plus élevée, en général une raie Lyman bêta ou gamma, à la fréquence Lyman alpha. Alors il n'y a plus de formation d'atomes 2P, le rougissement s'arrête. Passons à la sous-sous-section suivante.

#### 4.5.9 Coquille sans absorption Lyman $\alpha$ .

Un élément spectral absorbé préalablement a atteint la fréquence Lyman alpha, de sorte qu'il n'y a pas formation d'atomes 2P, pas de rougissement notable : le spectre du gaz est inscrit dans la lumière de l'étoile avec toute sa finesse.

Il n'y a plus d'absorption Lyman alpha, mais la lumière de l'étoile peut fournir assez d'énergie à l'élément spectral qui se trouve à la fréquence Lyman bêta. Les atomes 3P produisent un rougissement faible, car les fréquences hyperfines décroissent avec l'excitation des niveaux. Ce rougissement peut finir par amener à la fréquence Lyman alpha un élément spectral non absorbé : on revient à 4.5.8. Sinon :

#### 4.5.10 Vers la Terre

Il n'y a plus d'interaction notable entre la lumière et les gaz jusqu'à l'observation du spectre. Mais il convient de corriger les valeurs des fréquences calculées avec une fonction de dispersion chromatique probablement calculable *ab initio*.

## 5 Autres conséquences de l'effet CREIL.

### 5.1 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.

### 5.2 Explication des “accélérations anormales” des sondes Pioneer 10 et 11.

La distance et la vitesse d'une sonde spatiale sont mesurées 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 [15]. 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.

### 5.3 Loi de Hubble.

La loi de Hubble ne donne pas les distances, mais approximativement les densités de colonne d'atomes H dans le premier état excité ; l'évaluation ne donne qu'un ordre de grandeur en raison du nombre de rayons électromagnétiques susceptibles d'être impliqués. L'usage habituel de la loi de Hubble suppose une densité constante de la concentration d'atomes H excités dans tout l'univers gazeux, 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, d'où instabilité mécanique. En effet, les galaxies spirales contiennent des astres chauds qui génèrent une grande quantité d'hydrogène atomique. La matière noire est inutile. C'est beaucoup plus la distance que la masse des galaxies qui est imprécise.

- 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.

## 6 Conclusion.

Patrick Petitjean a constaté l'absence étonnante de raies d'absorption rouges Lyman bêta et gamma de l'atome d'hydrogène dans des spectres de quasars. Un calcul simple montre que le spectre de raies dites Lyman alpha résulte d'absorptions Lyman bêta et gamma chaque fois qu'un rougissement a amené une raie préalablement absorbée, à la fréquence alpha. Ainsi Les raies absentes sont superposées à des raies alpha. L'effet physique qui produit le rougissement est un effet Raman impulsif stimulé (ISRS) qui requiert, en lumière naturelle une fréquence de résonance quadrupolaire inférieure à 1GHz présente dans les états excités de H, non dans l'état fondamental (1420 MHz). Pendant que les atomes sont pompés au niveau 2P, des désexcitations brutales émettent des flamboiements, et absorbent, par "compétition des modes", une raie de "forêt Lyman" dans le spectre observé.

Un modèle simple de l'Univers est constitué d'étoiles plongées dans de l'hydrogène atomique pur. Autour d'une "sphère de Strömgen", une coquille d'hydrogène atomique excité émet des rayons superradiants tangents à la sphère qui, par compétition des modes amplifient l'absorption du rayonnement de l'étoile. Ainsi se forme un "trou noir optique". Dans SNR1987A, la sphère de Strömgen est étranglée en un sablier par l'absorption ou la diffusion d'énergie par des planètes; le transfert d'énergie du rayonnement stellaire aux anneaux explique la disparition de l'étoile lors de leur allumage et la pérennité de leur brillance. L'expansion de l'univers est remplacée par une "fatigue" de la lumière due à un transfert d'énergie au rayonnement thermique, "catalysé" par l'hydrogène atomique excité. Ainsi, le rougissement d'un astre ne donne plus une mesure de sa distance, mais une évaluation de la densité de colonne d'hydrogène excité; aussi, en utilisant la loi de Hubble, les astres chauds gonflent des bulles dans les cartes des galaxies, les galaxies spirales sont éloignées, agrandies, instables, etc.



FIGURE 7 – Le sommeil de la raison engendre des monstres (Goya).

La cohérence optique est un outil puissant d'étude de l'Univers. En l'ignorant, on doit inventer de nombreuses et fantaisistes sous-théories : variation de constantes physiques, matière et énergie noirs, MOND, etc. Il faut de nombreux auteurs pour interpréter les flamboiements des quasars par des relaxations acoustiques. La gravitation est remise en cause, la multiplication d'images interprétée par un effet gravitationnel requiert un alignement improbable d'astres lourds, etc. Que d'énergie perdue !

La mise au point de triangulations à l'échelle de notre galaxie convaincra peut-être plus d'astrophysiciens de l'absurdité de leur interprétation des rougissemments. Il est sûr qu'ils pourront facilement et simplement résoudre de nombreux problèmes en mettant à jour leur spectroscopie, et simplifier beaucoup leur conception de l'univers en évitant des théories étranges. Mais, ce faisant, beaucoup de merveilleux disparaîtra.

L'astrophysique contemporaine introduit, comme des théories du passé des notions fantaisistes : figure7.

Dans cet article, espérant ne plus jouer le rôle de Cassandre, nous avons évité les calculs, nous nous limitant à une représentation qualitative de l'univers.

Maintenant, il faut cultiver notre jardin. (Voltaire)

## Références

- [1] A. Einstein, "Zur Quantentheorie der Strahlung." Phys. Z. **18** 121-128 (1917).
- [2] M. Planck, "Eine neue Strahlungshypothese." Verh. Deutsch. Phys. Ges., 13, 138-175, 1911.

- [3] D. H. Menzel, “The Dilution of Radiation in a Nebula”PASP, 43, 70-74, 1931. doi :10.1086/124095
- [4] B. Strömgren, “The physical state of interstellar hydrogen,” Astrophys. J., **89** 526-547, 1939.
- [5] C. J. Burrows, J. Krist, J. J. Hester et al., “Hubble Space Telescope Observations of the SN 1987A Triple Ring Nebula ”, ApJ, 452, 680, 1995.
- [6] C. S. J. Pun, E. Michael, S. A. Zhekov et al., “Modeling the Hubble Space Telescope Ultraviolet and Optical Spectrum of Spot 1 on the Circumstellar Ring of SN 1987A”, ApJ, **572**, 906, 2002.
- [7] B. E. K. Sugerman, A. P. S. Crofts, W. E. Kunkel, S. R. Heathcote, S. S. Lawrence, “A New View of the Circumstellar Environment of SN 1987A.” Arxiv :astro-ph/0502268 & 0502378, 2005.
- [8] J. Moret-Bailly, “Structure and light emission of a Strömgren system.”ArXiv :0905.0554v2, 2009.
- [9] K. G. Karlsson, “Quasar redshifts and nearby galaxies”, Astron. Astrophys., **239**, 50-56, 1990.
- [10] G. Burbidge, The Distribution of Redshifts in Quasi-Stellar Objects, N-Systems and Some Radio and Compact Galaxies”, ApJ., 154, L41-L48, 1968.
- [11] P. Petitjean, “Le contenu baryonique de l’univers révélé par les raies d’absorption dans le spectre des quasars”, Ann. Physique, 24, 1-126, 1999.
- [12] M. Rauch, “The Lyman alpha forest in the spectra of QSOs”, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 36, 267-316, 1998.
- [13] G. L. Lamb Jr. “Analytical description of ultra-short optical pulse propagation in a resonant medium”, Rev. Mod. Phys., 43, 99-124, 1971.
- [14] H. Peter & P. G. Judge “On the Doppler Shifts of Solar Ultraviolet Emission Lines. ”, ApJ, 522, 1148,1999.
- [15] J. D. Anderson, P. A. Laing, E. L. Lau, A. S. Liu, M. M. Nieto & S. G. Turyshev, “Study of the anomalous acceleration of Pioneer 10 and 11”, Phys. Rev. D 65, 082004, 2002.