

Interaction entre des faisceaux incohérents de lumière se propageant dans de l'hydrogène atomique excité ; applications en astrophysique.

Écrit par Jean Moret-Bailly à partir d'un article en anglais de Jacques Moret-Bailly du 10 mars 2005 et que quelques autres documents, en juin 2005.

Les références, non recopiées, se trouvent dans l'article en anglais : <http://arxiv.org/abs/physics/0503070>

Résumé

Alors qu'il est généralement admis que plusieurs faisceaux de lumières se propagent indépendamment l'un de l'autre dans un milieu réfractant, l'exception des faisceaux lasers peut être étendue à la lumière habituelle temporellement incohérente si les conditions de cohérence spatiales sont respectées. Les molécules d'un milieu réfractant ont rarement des propriétés convenables, mais l'hydrogène atomique convient dans l'état 2S ou 2P (désigné ici par H*).

Les interactions augmentent l'entropie d'un ensemble de faisceaux, sans excitation permanente de H*, la perte d'énergie d'un faisceau de haute température de Planck produisant une décroissance de sa fréquence, et le rayonnement thermique gagnant de l'énergie.

L'hydrogène atomique, dans son état de base, est pompé (accroissement d'énergie souvent apporté par une lumière - terme utilisé pour les lasers) en état H* par des absorptions Lyman α dans l'ultra violet. Ainsi obtenu, H* produit un rougissement (redshift) de la lumière qui le traverse. La combinaison des absorptions Lyman et des rougissement qu'elles produisent, induit des oscillations qui génèrent un spectre où les raies se déduisent l'une de l'autre par des décalages relatifs de fréquence qui sont des multiples d'un entier par la constante $z_b = 0,062$.

Ces résultats, purement physiques, s'appliquent en astrophysique en cherchant où H* peut apparaître. En particulier, le spectre calculé d'une étoile à neutrons en accréation d'hydrogène, remarquablement identique au spectre observé des quasars, peut expliquer que ces étoiles n'ont jamais été observées. La trop haute fréquence du signal radio des sondes Pioneer peut venir d'un transfert d'énergie de la lumière solaire, catalysé par H* produit par le refroidissement du vent solaire. Un transfert similaire vers le fond thermique (CMB) peut expliquer l'anisotropie de ce dernier près de l'écliptique.

1 Introduction

Ceci est un article de spectroscopie. Il fait état d'astres et d'observations astronomiques, mais les astres y sont modélisés très simplement et seulement des théories bien admises sont utilisées.

La réfraction est une interaction lumière-matière étudiée depuis longtemps, avec précision. La réfraction est un effet optique paramétrique (c'est-à-dire cohérent), mais on fait généralement plus de cas des interactions de la lumière avec des molécules individuelles. L'interaction cohérente d'un faisceau de lumière avec un ensemble de molécules, est une interaction telle que les phases impliquées des molécules (par exemple, phase de dipôles en interaction) sont identiques pour toutes les molécules avec la ou les phases locales des ondes impliquées. Cette interaction cohérente est souvent globalement plus puissante qu'une interaction incohérente, car les amplitudes des champs, plutôt que les intensités sont additionnées ; ainsi, l'amplitude totale est fonction du carré du nombre de molécules impliquées, qui est généralement grand. Donc, les interactions qui sont faibles avec une seule molécule, peuvent devenir importantes avec un ensemble de nombreuses molécules.

De nombreuses interactions paramétriques sont étudiées avec des lasers ou des micro-ondes : réfraction, échos de photons, réflexions sur miroirs à conjugaison de phase, conversions paramétriques, décalages de fréquences dans les fibres optiques..., le laser lui-même. Cependant, si plusieurs faisceaux sont impliqués, ces études deviennent des sujets de spécialistes, car la préservation de la cohérence spatiale en dépit des dispersions requiert généralement des

équipements sophistiqués. Avec de nombreuses interactions paramétriques, l'état de la matière peut changer irréversiblement. Ici, nous ne considérons pas des interactions comme l'effet Mössbauer où la matière ne revient pas à l'état initial.

Quand un système est perturbé par une onde électromagnétique, son état stationnaire initial combiné avec d'autres états, conduit à un «état de polarisation» ou «état habillé» non stationnaire (dynamique). En supposant que le système retrouve son état initial après une impulsion lumineuse, donc s'il est parfaitement transparent, la lumière reprend l'énergie nécessitée par la polarisation, avec la possibilité de quelque diffraction ou de modification de moment. C'est le cas de la réfraction, un effet important car il est toujours cohérent, bien que non résonant.

En théorie semi classique de la réfraction dans un milieu transparent, une molécule excitée dans un état permanent de polarisation, émet une onde retardée de $\pi/2$. Ainsi, un faisceau source $A \sin \omega t$ reste à peu près inchangé en traversant une épaisseur de matière élémentaire dx . Il y produit une polarisation dynamique qui émet de façon cohérente $A k dx \cos \omega t$;

L'interférence de ces lumières donne $A \sin (\omega t - k dx)$;

L'identification avec $A \sin (\omega t - 2\pi n dx / \lambda)$ donne l'indice de réfraction $n = k \lambda / 2\pi$.

La réfraction peut être considérée comme le résultat de l'interférence d'un faisceau entrant avec un faisceau retardé de $\pi/2$ émis par l'état dynamique habillé.

Aucun flou n'est créé par la réfraction, car les phases locales sur les surfaces d'onde de l'onde excitatrice sont identiques aux phases locales des ondes émises. Les échanges paramétriques d'énergie induits par les variations de polarisation ne sont pas quantifiés, la matière ayant des états transitoires non stationnaires. Par exemple, un faisceau de la plus petite intensité imaginable, est réfracté par un prisme, induisant une polarisation dynamique transitoire de toutes les molécules du prisme. La polarisation nécessite un changement transitoire non quantifié des énergies des molécules individuelles. L'état global d'un ensemble de N molécules qui réfractent supposées être dans le même état initial non dégénéré, est initialement dégénéré N fois. La polarisation détruit cette dégénérescence, produisant l'état global de polarisation qui émet l'onde retardée de $\pi/2$, état caractérisé par le mode de la lumière excitatrice.

La transparence n'interdit pas l'échange d'énergie entre plusieurs états de polarisation simultanés des molécules, donc entre des états globaux de polarisation. Les états de polarisation ont la même parité. Ainsi, ils peuvent seulement interagir par un effet de type Raman de résonance en fréquence ν_R , par exemple quadripolaire électrique. En considérant qu'une réfraction résulte d'une interaction virtuelle de 2 photons, ces échanges d'énergie proviennent de 4 interactions virtuelles de photons ou d'un ensemble de 2 transitions Raman virtuelles simultanées (vers et à partir de l'état qui produit la résonance), dont les radiations interfèrent avec le faisceau incident. En utilisant ce dernier modèle, un calcul élémentaire montre que les échanges d'énergie produisent des variations de fréquence relative $\Delta\nu/\nu$ proportionnels à ν_R et qui ne dépendent pas de la fréquence si la dispersion des constantes optiques est négligée [1].

L'amplitude A'' de la lumière obtenue par interférence entre celle de la lumière incidente $A \cos(\Omega t)$ et celle réémise dans la même direction est donnée par :

$$A'' = A[(1-k'dx)\cos(\Omega t) + k'dx \cos(\Omega - \omega)t]$$

$$A'' = A[(1-k'dx)\cos(\Omega t) + k'dx \{\cos(\Omega t) \cos(\omega t) + \sin(\Omega t) \sin(\omega t)\}]$$

Avec une impulsion petit train de lumière telle que $|\omega t| \ll \pi$ (condition de cohérence de Lamb) :

$$A'' \approx A[\cos(\Omega t) + k'dx \{\sin(\Omega t) \sin(\omega t)\}]$$

Avec $k'dx$ petit :

$$A'' \approx A[\cos(\Omega t) \cos(k'dx \omega t) + \sin(\Omega t) \sin(k'dx \omega t)]$$

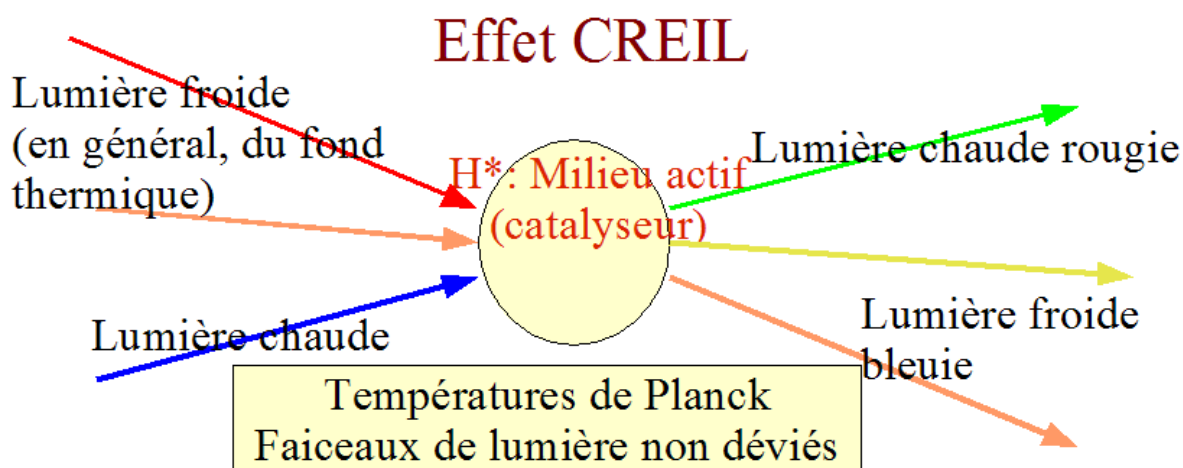
$$A'' = A \cos(\Omega - k'dx \omega)t$$

L'interférence produit une onde de fréquence unique légèrement décalée en fréquence (effet CREIL). Par cumul sur de nombreuses molécules, l'effet peut devenir important si la cohérence est maintenue et la résonance Raman intense.

La lumière ordinaire est constituée de trains d'ondes ultra courts. Les impulsions d'ondes ultra courtes sont définies par G.L. Lamb par la condition : « plus courtes que toutes les constantes de temps impliquées » ; remarquons que cette définition ne concerne pas uniquement les impulsions de lumière, mais aussi le milieu où elle se propage.

La condition de Lamb est réalisée dans les fibres optiques utilisées pour les télécommunications à très haute vitesse, où les décalages non quantifiés de fréquence doivent être compensés. Comme l'effet se manifeste sans seuil d'intensité, il est facile à observer et est bien étudié en utilisant des lasers à impulsions puissantes de durée femtoseconde. Cependant, avec ces impulsions puissantes, l'indice de réfraction et le décalage relatif de fréquence dépendent de l'intensité. Cet effet est nommé ISRS (impulsive stimulated Raman scattering) (3). Il produit le transfert de l'énergie (donc le décalage de fréquence) du faisceau dont la température de Planck est élevée vers le faisceau plus froid qui est souvent dans la gamme thermique. Ces expériences montrent clairement que l'affirmation courante que les faisceaux de lumière se propagent dans la matière sans interagir est fautive. L'effet CREIL, qui requiert de longs trajets dans un gaz inhabituel comme H* respecte la condition de Lamb.

La lumière ordinaire, incohérente, peut être considérée comme constituée d'impulsions ultra courtes dont la durée est le temps de cohérence. Si les « constantes de temps impliquées » sont assez longues, l'effet CREIL apparaît. Un ordre de grandeur de ce temps de cohérence avec la lumière ordinaire est de quelques nanosecondes, correspondant à quelques centaines de mégahertz. Si la condition de Lamb est vérifiée, de l'énergie est transférée entre des faisceaux de lumière ordinaire.



Très grossièrement, pour que l'effet CREIL puisse se produire avec la lumière ordinaire. Il faut une constante de temps de collision assez longue et des pressions de l'ordre de 100 Pa

L'onde émise par un état de polarisation convenable venant d'une interaction Raman peut être composée de l'onde habituelle retardée de $\pi/2$ qui produit la réfraction, et une onde Raman de fréquence décalée initialement en phase avec l'onde excitatrice. Le décalage en fréquence introduit un glissement progressif de phase par rapport à l'onde excitatrice qui détruit la cohérence sauf si l'impulsion de lumière est suffisamment courte par rapport à la période Raman ; cette période est une constante de temps impliquée des conditions de Lamb. Malheureusement, de nombreuses périodes moléculaires sont inférieures à quelques nanosecondes ou apparaissent dans des états excités dont la population est réduite. L'hydrogène atomique dans un état où le nombre quantique principal $n = 2$ avec la règle de sélection $\Delta F = 1$, a des fréquences voisines de 100 MHz, non assez grandes pour interdire la cohérence et assez hautes pour permettre un effet CREIL important ; cet hydrogène excité est désigné ici par H*. Il est le principal agent de l'effet CREIL.

De nombreux astrophysiciens cherchent à introduire pour certains astres des décalages spectraux intrinsèques, c'est à dire créés sur ou près de l'astre, mais ils ne considèrent que des interactions de la lumière avec une simple molécule. Alors, les transferts d'énergie ne peuvent qu'être quantifiés. Toute quantification conduit à la destruction de la cohérence et à rendre flou les

images et les spectres. Comme on observe des images et des spectres nets, ce ne sont pas ces effets qui peuvent être à l'origine des décalages spectraux intrinsèques.

L'effet CREIL dans H^* introduit un comportement inhabituel de la propagation de la lumière dans l'hydrogène atomique, ce qui conduit cet article à devenir une étude physique de la propagation de la lumière dans l'hydrogène (section [2]), et à se poser ensuite la question : Où trouve-t-on H^* dans l'univers ? (section[3]).

Section [2] est de la pure physique, même si quelques notations sont empruntées à l'astrophysique. C'est une importante amélioration d'un précédent article [6] montrant la combinaison des absorptions Lyman alpha dans l'hydrogène atomique non excité, et la production de l'effet CREIL par des atomes excités par cette absorption, qui conduit à des instabilités et à la génération d'un spectre particulier. Cette section est coupée en sous-sections correspondant aux états macroscopiques variés de l'hydrogène et aux méthodes variées d'excitation. En particulier, la sous-section 2.3.3 montre que le spectre d'un astre petit, massif, très chaud, entouré d'hydrogène, est extrêmement compliqué.

Section [3] suggère de simples explications pour de nombreuses observations astronomiques, uniquement en regardant s'il y a la présence d' H^* , capable de « catalyser » des transferts d'énergie qui généralement rougissent la lumière et réchauffent les radiations thermiques.

2 Absorption d'un spectre haute fréquence continu par l'hydrogène atomique.

Au-dessus d'une température $T = 10\,000\text{K}$, les molécules d'hydrogène sont dissociées. L'énergie d'ionisation est kT pour une température $T = 156\,000\text{K}$. Comme l'énergie requise pour un pompage à l'état de nombre quantique principal $n = 2$ (état H^*) est $\frac{3}{4}$ de l'énergie d'ionisation, elle est égale à kT pour $T = 117\,000\text{K}$. D'après la loi de Boltzmann, ces températures peuvent être considérées comme des ordres de grandeur grossiers indiquant où ces états particuliers de l'hydrogène risquent d'être abondants. Remarquons cependant que par une excitation thermique, la proportion d'hydrogène en état H^* est très limitée par les excitations à des valeurs supérieures de n et par l'ionisation à basse pression.

À l'état désexcité (nombre quantique principal $n = 1$), l'hydrogène atomique a la résonance de spin bien connue de 1420MHz , trop élevée pour donner des décalages de fréquence par effet CREIL. À l'état $n = 2$, les résonances correspondant aux transitions quadripolaires électrique ($\Delta F = 1$) ont les fréquences suivantes : 178MHz dans l'état $2S_{1/2}$, 59MHz dans l'état $2P_{1/2}$, et 24MHz dans l'état $2P_{3/2}$. Les résonances des états plus excités jouent un rôle secondaire, car le décalage CREIL est proportionnel à leurs fréquences qui sont basses.

La densité de colonne d'hydrogène permettant d'obtenir un décalage vers le rouge donné (par exemple un décalage égal à la largeur de la raie Ly_α) dépend des paramètres physiques de l'hydrogène, principalement de la température.

On considère un gaz, formé principalement d'hydrogène, qui environne une source (surface d'astre par exemple) à très haute température ($T > 1\,000\,000\text{K}$) qui émet un spectre continu, à des fréquences allant jusqu'à celle des rayons X, et dont l'émissivité est plus basse que celle du corps noir. La température et la pression diminuent quand on s'éloigne de la source. La densité de colonne de H^* diminue aussi (ou reste constante), donc le rougissement diminue généralement.

2.1 Hydrogène très chaud ($T > 200\,000\text{K}$). Pression relativement élevée

À très haute température, l'hydrogène est principalement ionisé, sans spectre, ou excité à des états de grand nombre principal quantique, pratiquement sans effet CREIL. Si le gaz contient des impuretés, il y a émission des raies des états ionisés, qui sont assez fines à cette température et à cette pression. Les raies sont écrites fines, sans décalage spectral pendant cette écriture.

Les protons et les électrons étant libres, ils n'absorbent pas la lumière. La température est maintenue par conduction, convection et réchauffement électronique seulement. Dans un système calme, ces températures sont rencontrées uniquement dans une fine couche près de la surface de l'objet très chaud (un astre).

2.2 Hydrogène atomique excité ($T \approx 100\,000\text{ K}$).

L'hydrogène étant atomique, il peut être chauffé à cette température par absorption d'énergie radiative. Remarquons qu'un réchauffement excessif ionise le gaz, réduisant l'absorption, d'où une stabilisation de la température. Une importante fraction du gaz est en état H^* , si bien que, si la pression n'est pas trop élevée, le gaz décale la lumière vers le rouge par effet CREIL. Les décalages et les émissions ou absorptions simultanées de nouvelles raies, donnent à ces raies (écrites dans le spectre) la largeur du décalage. L'absorption est généralement faible et les raies peuvent se mélanger : ces nouvelles raies ne sont pas observables. L'effet CREIL combiné à l'absorption brouille (efface quasiment) les raies générées à cette température.

En même temps, il se produit un fort rougissement par effet CREIL des raies fines précédemment inscrites. Sans nouvelles raies observables supplémentaires, il y aura trou de rougissement entre ces raies d'émission fines obtenues à très haute température et celles que nous trouverons par la suite.

2.3 Hydrogène atomique non excité ($T \approx 20\,000\text{ K}$) Pression de l'ordre de 1 à 10 Pa.

L'excitation thermique de l'hydrogène à l'état H^* est supposée faible. Un pompage Ly_α est nécessaire pour obtenir H^* et le décalage spectral vers le rouge.

2.3.1 Hydrogène avec rayonnement UV constant et de forte intensité.

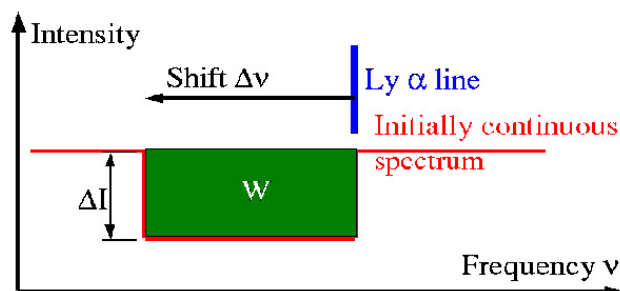


Figure 1 : Absorption continue dans l'hydrogène atomique par une raie unique (Ly_α) uniformément décalée vers le rouge de $\Delta\nu$. Avec la raie Lyman alpha, le pompage, proportionnel à $W = \Delta I \Delta\nu$, crée la population d' H^* qui produit le décalage vers le rouge $\Delta\nu$, en admettant une désexcitation uniforme des états excités.

Dans ce cas, une absorption partielle et constante ΔI de l'intensité à la fréquence Ly_α génère H^* par une excitation totale proportionnelle à W , produisant un décalage continu $\Delta\nu$ par effet CREIL (fig.1). L'intensité initiale n'a pas d'importance, mais comme l'intensité instantanée d'absorption est proportionnelle à l'intensité instantanée de la lumière, l'obtention de l'absorption requise ΔI demande un long trajet si l'intensité initiale n'est pas plus grande que ΔI . Tout le long de ce long trajet, une quantité notable de H^* peut être produite par dégénérescence d'états plus excités ou par désexcitation thermique ; l'effet CREIL produit par des états plus excités semble négligeable.

L'absorption constante augmente le contraste du spectre puisque le spectre final résulte de la soustraction d'une intensité constante ΔI . L'échelle des fréquences est modifiée par le décalage vers le rouge, avec un $\Delta\nu/\nu$ constant pour tout le spectre.

La stabilisation thermique est plus forte qu'en 2.2, car le rougissement qui augmente l'énergie disponible pour l'absorption est réduit d'un côté vers le haut par des excitations thermiques fortes et un début d'ionisation, de l'autre côté vers le bas par la création de molécules H_2 .

2.3.2 Faible intensité des rayons UV.

Si l'intensité des rayons UV est inférieure à ΔI , un très long trajet est nécessaire, à la fois pour absorber l'intensité disponible, et pour récupérer à partir des sources de rougissement décrites en 2.3.1, un rougissement suffisant pour sortir du domaine d'intensité UV faible.

2.3.3 Intensité variable des rayons UV.

Considérons que l'intensité est en général haute, mais qu'une raie d'absorption haute fréquence a été préalablement absorbée dans le spectre alors qu'il ne se produisait pas de glissement de fréquence. Le spectre est décalé comme indiqué en 2.3.1 jusqu'à ce que la raie absorbée arrive à la fréquence Ly_α , provoquant un brusque ralentissement de l'absorption Ly_α donc de création de H^* , donc un quasi arrêt du rougissement. Pendant ce quasi arrêt du décalage, les absorptions et émissions des raies du gaz se font à fréquences fixes. En particulier, les raies Ly_α et Ly_β sont absorbées intensément, et écrites dans le spectre (fig. 3) où elles font deux «trous» capables de jouer le rôle de la raie préalablement absorbée. Il en résulte de nouvelles absorptions de raies, une multiplication de raies absorbées.

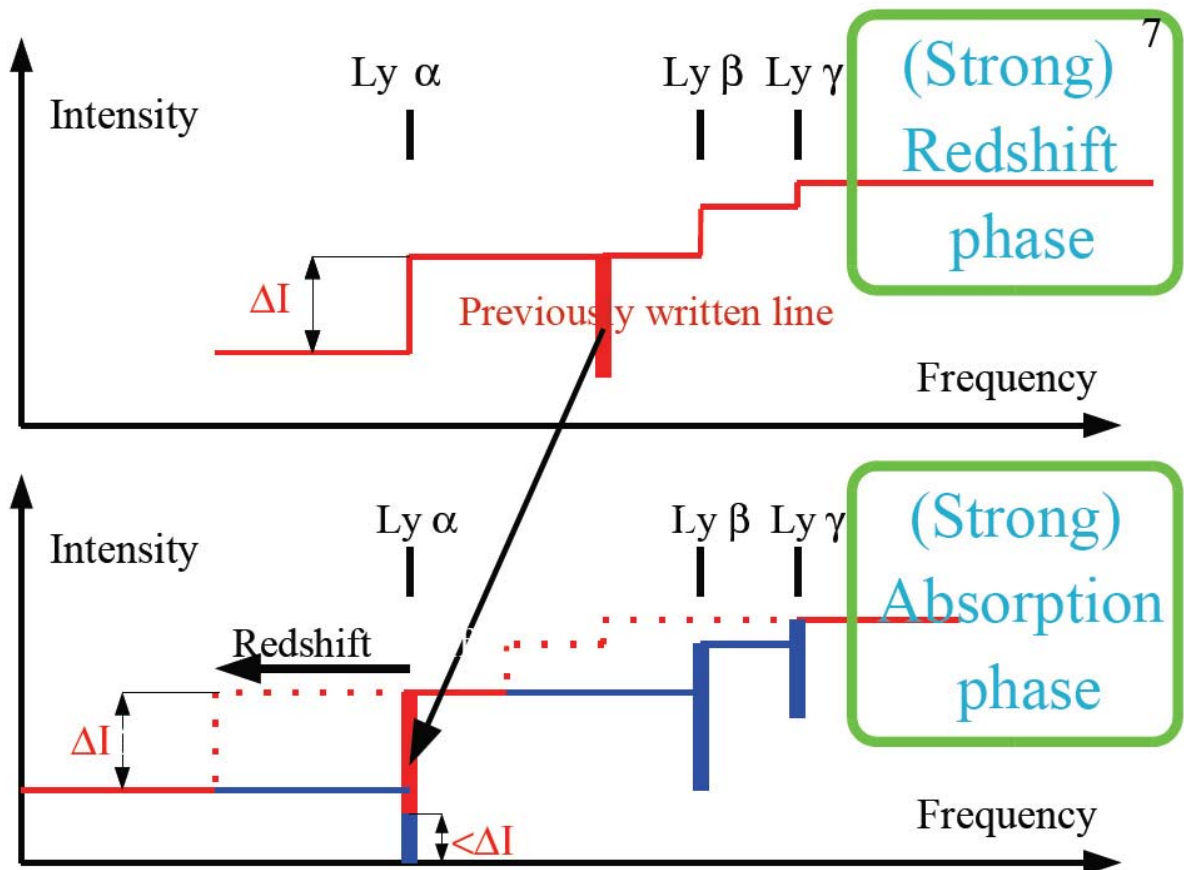


Figure 3 : Multiplication des raies spectrales de Lyman. Le graphe du haut montre un spectre continu après une absorption en escalier de raies de Lyman, et une autre raie inscrite absorbée auparavant sans décalage. Pendant la phase de décalage vers le rouge, les régions sous les pointillés (graphe du bas) sont absorbées en arrivant sur les raies de Lyman, mais l'intensité ΔI n'est pas disponible pour être absorbée quand la raie précédemment écrite arrive sur la raie Lyman alpha, et ainsi, le décalage s'arrête pratiquement, et toutes les raies sont absorbées et inscrites visiblement dans le spectre, à leur fréquence. Ensuite, le décalage reprend, avec des configurations à plusieurs raies déjà inscrites comparables à celle du graphe du haut, d'où la multiplication.

Remarquons que ce processus marche pour une raie émise déjà écrite, car il cause une accélération du décalage vers le rouge et donc une décroissance des absorptions similaires aux émissions.

Les raies du spectre sont plus facilement repérées par un décalage en fréquence relatif z , à partir de leur fréquence initiale plutôt qu'à partir de leurs fréquences finales.

De la formule de Rydberg, on déduit que les raies Ly_β et Ly_γ sont décalées relativement par rapport à la raie Ly_α de :

$$\begin{aligned} z_{(\beta,\alpha)} &= (v_\beta - v_\alpha)/v_\alpha \approx \{1 - 1/3^2 - (1 - 1/2^2)\}/(1 - 1/2^2) \\ z_{(\gamma,\alpha)} &= (v_\gamma - v_\alpha)/v_\alpha \approx \{1 - 1/4^2 - (1 - 1/2^2)\}/(1 - 1/2^2) \\ z_{(\beta,\alpha)} &\approx 5/27 \approx 0,1852 \approx 3 * 0,0617 \\ z_{(\gamma,\alpha)} &\approx 1/4 \approx 0,25 \approx 4 * 0,0625 \end{aligned}$$

Les raies β peuvent jouer le même rôle que les raies α dans certaines conditions :

$$z_{(\gamma,\beta)} \approx 7/108 \approx 0,065$$

Notons que le décalage vers le rouge est approximativement le produit de $z_b = 0,062$ par un entier q . Les intensités des raies Lyman étant des fonctions décroissantes du nombre quantique principal final n , l'apparition d'un décalage est privilégié pour $q = 3$ par rapport à $q = 4$ et a fortiori $q = 1$.

Par itérations, la coïncidence des fréquences de raies décalées avec les fréquences Lyman β ou α créent un «arbre», où les valeurs finales de q sont des sommes des valeurs de base 4, 3 et 1. Chaque étape étant caractérisée par la valeur de q , une génération de raies successives est caractérisée par des valeurs successives de q : $q_1, q_2 \dots$. Comme la valeur final du décalage vers le rouge est :

$$q_F * z_b = (q_1 + q_2 + \dots) * z_b$$

L'addition $q_F = q_1 + q_2 + \dots$ est à la fois une représentation symbolique des processus élémentaires successifs et le résultat de ces processus. La métaphore «arbre» est imprécise car des branches de l'arbre peuvent être «connectées» par des coïncidences de fréquences. Une coïncidence importante se produit pour $q = 10$. Ce nombre est obtenu à partir d'une séquence de raies Lyman donnée par les additions symboliques suivantes :

$$10 = 3+3+4 = 3+4+3 = 4+3+3 = 3+3+3+1 = \dots$$

$q = 10$ est si remarquable que $z_f = 10z_b = 0,62$ peut être considéré comme une valeur de décalage plus fondamentale que z_b .

Dans ces calculs, le niveau pour une valeur du nombre quantique principal n supérieur à 4 est négligé, pour la simple raison que les transitions correspondantes sont trop faibles.

Le gaz acquière une structure qui dépend de ce que la lumière qui traverse est dans une phase de décalage vers le rouge ou est dans une phase d'absorption d'une raie visible.

2.3.4 Phase de principale absorption.

Quand la densité du gaz est faible, les collisions sont négligeables pendant une impulsion de lumière. Alors, l'effet CREIL dépend seulement de la densité de colonne de H^* sur le trajet. Pour les plus fortes densités conduisant à des temps de collision de l'ordre de grandeur du temps de cohérence de la lumière, à une densité donnée de H^* , l'effet CREIL décroît rapidement avec l'augmentation de pression.

Dans l'hydrogène atomique non excité thermiquement, H^* est produit principalement par les absorptions Lyman α , et détruit par les collisions, la désexcitation purement spontanée étant très lente. Aussi, pour une densité de colonne donnée, si la densité décroît, l'absorption Lyman est invariante et l'effet CREIL augmente. En conséquence, le rapport des absorptions aux décalages, décroît pour le processus de la section 2.3.3.

Pour T de l'ordre de 15 000K et $P < 1$ Pa, on obtient des phases de rougissement et d'absorption telles qu'elles apparaissent sur la figure 3, et la création d'une forêt Lyman (raies avec les périodicités déjà décrites). Comme l'absorption Lyman alpha nécessaire pour produire un rougissement donné décroît avec la pression, l'intensité résiduelle moyenne croît lorsque la pression décroît.

Obtention d'un rougissement donné. Diminution du rougissement avec la pression.

Le rougissement est lié à la présence de H^* , généré le plus souvent par absorption Lyman de rayons UV. Les désexcitations des niveaux sont lentes à basse pression (plusieurs jours, en vide extrême pour passer de H^* à l'hydrogène atomique non excité).

On considère deux cycles de génération/destruction de H^* :

- le cycle majeur (phase 1, ou "majoritairement de shift") par absorption de Ly alpha, puis désexcitation. Comme la désexcitation est plus lente à basse pression, il faut, pour un décalage donné, une absorption décroissant avec la pression;

- le cycle mineur (phase 2 ou "majoritairement d'absorption") par excitation sur des niveaux de nombre quantique principal $n > 2$, dont l'activité CREIL est négligée, puis désexcitation en H^* ainsi créé. En l'absence de shift, l'absorption Ly bêta et gamma est vite totale, de sorte que la population des niveaux excités principaux est limitée. Alors la quantité de H^* dépend du rapport entre la désexcitation à partir des niveaux $n > 2$, à celle à partir de H^* . Ce rapport ne dépend pas trop de la pression, de sorte qu'en première approximation, la génération d'une quantité de H^* suffisante pour produire le rougissement qui permet de sortir de la raie absorbée, requiert une absorption des raies bêta et gamma indépendante de la pression.

Pour obtenir un certain rougissement, il faut une absorption décroissante avec la pression en phase 1, et constante (et faible en raison de la saturation) en phase 2, de sorte que, globalement, par addition des deux processus, l'absorption décroît avec la pression, ce qui produit une intensité résiduelle croissante.

Le processus de rougissement disparaît progressivement par baisse de température et transformation de l'hydrogène atomique en hydrogène moléculaire H_2 . Quand $T < 10\,000\text{K}$, le gaz est assez froid pour reformer des molécules H_2 , les fréquences supérieures à Lyman α sont absorbées et l'intensité résiduelle moyenne qui croissait s'effondre. Alors, les effets de bord qui conduisent à une phase d'absorption, disparaissent : il y a une forte probabilité que la génération de la forêt de Lyman pendant l'absorption s'arrête, et alors, les décalages vers le rouge *observés* sont égaux à z_b multiplié par un entier.

À l'intérieur de H_2 , H^* n'est plus qu'à l'état de traces et produit un faible rougissement. La loi de Hubble (rougissement proportionnel à la distance) peut être due à des traces de H^* réparties assez uniformément dans l'espace.

3 Applications possibles en astrophysique.

L'effet CREIL se manifeste, là où existe H^* , par des décalages des fréquences de la lumière avec réchauffement du fond thermique. Une bonne règle est de chercher H^* .

Bien que des observations des quasars par certains auteurs soient critiquées, il est remarquable que la constante de périodicités $z_b = 0,062$ qu'ils fournissent pour le spectre est celle trouvée dans 2.3.3 par le calcul. H^* semble présent sur le trajet de la lumière. L'effet CREIL est donc utilisable pour expliquer maintes observations.

3.1 Les étoiles à neutrons en accrétion.

La théorie des étoiles est considérée comme fiable. Cependant, cette théorie prédit que les étoiles à neutrons entourées d'un nuage d'hydrogène en accrétion devraient être facilement observées, bien qu'elles soient petites (20km de diamètre), car elles sont très chaudes ($T > 1\text{MK}$). En calculant, comme expliqué plus haut et dans la suite, le spectre d'une telle étoile, nous trouvons celui du spectre observé des quasars.

Le calcul de l'équilibre d'une atmosphère statique soumise à la gravité donne une épaisseur de 1 à 10 millimètres. Ce calcul est risqué car l'atmosphère est très dynamique, le gaz tombant sur la surface probablement directement, ou peut-être après avoir tourné autour de l'étoile. Comme l'effet CREIL n'est pas sensible à la vitesse des molécules (utilisées comme catalyseurs), nous faisons l'hypothèse simple d'une atmosphère dont la densité et la température décroissent avec la distance à la surface, sans notables fluctuations spatiales.

Les décalages vers le rouge produits par H^* diminuent avec la densité du gaz entre la source et la Terre. Ainsi, ils diminuent quand la distance à la surface source croît.

La surface de l'étoile se comporte comme l'anticathode d'un tube à rayons X, donc, les particules qui la frappent, principalement de protons et des électrons, ont été accélérées par la gravité, très grande car la masse restante de la petite étoile est comparable à celle du Soleil. Ainsi, la surface émet des ondes électromagnétiques qui vont jusqu'aux rayons gammas. L'émissivité de la surface n'est pas bonne, de sorte que la température de la lumière qu'elle émet est plus basse que celle du gaz voisin.

Le gaz le plus voisin de la surface est extrêmement chaud, très ionisé, plus chaud que le rayonnement émis par la surface, ce qui fait que ce gaz émet avec le décalage spectral maximal, des raies étroites d'impuretés, comme indiqué en 2.1.

À plus grande distance, le gaz se refroidit, l'hydrogène atomique excité H^* apparaît et décale les émissions. Les raies disparaissent, comme indiqué en 2.2. Donc il y a un gap de décalage entre les raies étroites et les suivantes. Ceci est observé dans le spectre des quasars.

Ensuite, la génération thermique de H^* disparaît, et les raies périodiques décrites en 2.3.3 apparaissent.

À la pression de l'ordre de 100 Pa, il reste des collisions qui élargissent les raies et diminuent le décalage vers le rouge. La rapide désexcitation de H^* impose, pour obtenir un rougissement donné, de longs parcours, si bien que les raies de l'hydrogène et des impuretés sont saturées, larges, intenses. Saturation signifie que pour les fréquences situées à proximité du centre des raies, la lumière arrive à l'équilibre avec la température du gaz, ce qui donne une intensité constante. Ces raies larges peuvent être des raies d'émission (en forme de chapeau), ou, à plus grande distance de l'étoile, là où la température est plus basse, des raies d'absorption (en forme d'auge). Cependant, ces pressions favorisent l'accélération d'électrons libres par les ondes radios, et leurs collision avec des atomes qui sont ionisés : si l'étoile est radio émettrice, H^* disparaît ; pour une transition, une simple raie large est émise, puis absorbée avec un décalage constant.

Avec la baisse de pression quand on s'éloigne, il reste seulement des raies Lyman de plus en plus étroites de l'hydrogène formant une forêt de Lyman ; l'intensité moyenne de la forêt croît à mesure que l'intensité de la fréquence Lyman alpha chute, par exemple par une absorption de fréquences élevées résultant d'un refroidissement qui donne H_2 . C'est l'effet Gunn-Peterson.

Le spectre obtenu par le calcul est similaire au spectre d'un quasar, avec toutes ses complexités. Le quasar semble donc être un astre très chaud entouré d'hydrogène, comme les étoiles à neutrons en accréation prévues observables par la théorie mais jamais reconnues.

Les micro-quasars qui doivent leur nom à une ressemblance avec les quasars aux extrêmement hautes fréquences sont souvent considérés comme des étoiles à neutrons. La grande vitesse de ces astres galactiques pourrait leur permettre d'atteindre, en quittant notre galaxie, des régions où certains astrophysiciens pensent que de l'hydrogène constitue la matière noire nécessaire à la stabilité de la galaxie. Ces déplacements expliqueraient ainsi leur évolution en quasars dont la répartition est plus isotrope.

Des problèmes qui apparaissent dans l'interprétation standard du spectre des quasars sont résolus :

* Comme le nuage environnant est créé par une vieille étoile, il peut contenir des éléments lourds en abondance.

* En admettant que les décalages relatifs de fréquence $\Delta\nu/\nu$ sont strictement constants, les multiplets à structure fine apparaissent légèrement déformés. La dispersion des constantes optiques de l'effet CREIL permet cette déformation. Ainsi, il n'est pas indispensable de supposer comme dans l'interprétation classique, que la constante de structure fine soit une fonction du temps.

* Il y a un gap dans les décalages vers le rouge après les raies d'émission fines.

* Les raies larges qui sont en forme d'auge n'existent plus en cas d'émission radio intense par l'étoile.

* Les périodicités observées par Burbidge, Tiffet et autres, sont simplement expliquées par la propagation de la lumière dans l'hydrogène atomique.

On peut en déduire qu'une grande part des décalages vers le rouge est intrinsèque, comme l'affirme Halton Arp. Les quasars n'étant plus extraordinairement lointains, ne sont plus des astres gigantesques et dissipant des énergies énormes.

3.2 Effets de proximité.

* Une statistique montre la plus grande abondance d'astres très rouges (VROs) à proximité des quasars. En particulier, les galaxies contenant des quasars sont souvent sévèrement rougies par rapport à d'autres galaxies de morphologie similaire. Le quasar provoque un décalage CREIL vers le rouge venant des rayons ultraviolets qui forment H* près des VROs.

* Les astres brillants et à spectre très décalé vers le rouge semble entourés par de la poussière chaude. Il est difficile d'expliquer la stabilité de cette poussière en dépit de la pression de radiation et de l'abrasion par des ions. Le décalage vers le bleu, qui est le réchauffement du fond thermique par l'effet CREIL est la contrepartie des décalages vers le rouge dans le domaine optique. Le fond thermique peut être porté à plusieurs centaines de kelvins par l'effet CREIL. L'explication de ces observations est donc simple. Aucune poussière n'est nécessaire.

3.3 Effet Kotov

V. A. Kotov et V. M. Lyuty ont observé des oscillations de luminosité des étoiles et des quasars d'une période toujours égale à 160,01 min. Alors que la lumière est rougie, cette période ne l'est pas. Il est clair, en utilisant l'effet CREIL, que les impulsions de lumière sont rougies, mais que leurs départs ne le sont pas. Le changement d'échelle de l'expansion de l'univers est incapable de l'expliquer. Donc, en admettant que ces observations sont justes, il n'y a pas d'expansion de l'univers.

3.4 Décalages de fréquences dans le système solaire.

* En étudiant les variations des décalages de fréquences sur le disque solaire, on calcule les fractions à attribuer à l'effet Doppler et à la gravitation. Il reste un décalage vers le rouge proportionnel au trajet de la lumière à travers la photosphère, ce qui est immédiatement expliqué par une génération de H* par pompage Lyman dans la partie externe de la photosphère.

* Les signaux radios émis par la Terre vers les sondes Pioneer 10 et 11, à une fréquence porteuse de 2,11 GHz bien stabilisée, sont retournés après une multiplication de la fréquence porteuse par 240/241. Il reste un décalage vers le bleu après la rectification standard de l'effet Doppler et de la gravitation, ce qui est souvent désigné par une « accélération anormale » (Anderson et al.). L'effet CREIL permet de préserver les lois de la mécanique céleste. H* peut être créé par la combinaison de protons et d'électrons provenant du vent solaire, là où le vent est suffisamment refroidi, à la limite du système solaire. L'onde reçue contient du bruit, provenant de la radiation thermique à 2,7K traversée par le signal. L'onde étant partiellement incohérente, elle peut être décalée vers le bleu par effet CREIL en passant à travers H*, avec transfert de l'énergie de la lumière du Soleil vers l'onde radio.

* L'anisotropie du fond thermique cosmique semble liée au système solaire. Elle peut venir de l'anisotropie du vent solaire, connue à sa source, dans la couronne. Quand le rayonnement thermique atteint le système solaire, par effet CREIL, il s'amplifie dans H* qui est réparti de façon anisotrope, comme le vent.

Des expériences avec des sondes spatiales sont possibles pour étudier H* aux limites du système solaire, en changeant les intensités et les cohérences des signaux radios.

4 Conclusion

L'effet CREIL est un effet paramétrique qui, dans l'hydrogène excité H*, transfère l'énergie des ondes électromagnétiques de température de Planck élevée vers les ondes plus froides en produisant un rougissement et un bleuissement simultanés des ondes qui se croisent. Étant cohérent, l'effet CREIL ne brouille pas les images et le décalage relatif de fréquence est généralement à peu près constant, ce qui fait que l'effet Doppler ou l'effet d'expansion peuvent être confondus avec lui.

Un premier résultat quantitatif de l'effet CREIL est le calcul de la constante fondamentale $z_b = 0,062$ de décalages vers le rouge observés avec certains astres.

En essayant d'expliquer des observations par l'effet CREIL et par la théorie standard, il apparaît que l'effet CREIL explique plus d'effets, en respectant scrupuleusement les lois de la physique et sans avoir besoin d'hypothèses extraordinaires comme l'expansion ou la matière noire. La pullulation de ces hypothèses dans la théorie standard la rend hasardeuse. Les explications par l'effet CREIL ne réclament que de savoir où se trouve H*.

Nombreux sont les astrophysiciens qui rejettent en bloc l'effet CREIL qui dérange des théories peu crédibles mais admises et enseignées, bien qu'elles violent souvent les lois de la physique les mieux établies. Ils devraient utiliser la physique élémentaire avant de recourir à des hypothèses risquées.

Comparaison des résultats de la théorie standard (big-bang) avec la théorie prenant en compte les interactions cohérentes lumière-matière (effet CREIL dans l'hydrogène atomique excité H*)

Observation	Interprétation standard	Interprétation CREIL
Rougisement	Expansion	Rougisement CREIL
Origine du fond thermique	Expansion des radiations thermiques initiales	Transfert de l'énergie venant du rougisement vers le fond thermique en évolution
Quasars : Gap de rougisements entre raies d'émission étroites et larges		Ionisation thermique de l'hydrogène
Quasars ; Rougisements multiples	Jets de nuages	Propagation dans H*
Quasars : Périodicités dans les rougisements	Contestées	Propagation dans H*
Quasars : Rougisements identiques pour les raies larges des quasars radio émetteurs		Ionisation radio de l'hydrogène
Quasars : Composition unique du gaz		Atmosphère unique
Quasars : Abondance du fer	Génération particulière	Astre ancien
Quasars : Variation des décalages des fréquences relatives des raies de multiplets	Variation de la constante de structure fine	Dispersion classique des constantes optiques.
Périodicités dans les rougisements des galaxies	Contestées	Propagation dans H*
Effet de proximité (rougisement augmenté pour les astres à proximité des quasars)		Génération de H* par les UV à proximité des quasars
Des astres brillants et très rougis semblent environnés de poussière (radiation thermique > 100K)	Poussière	Transfert de l'énergie de rougisement vers le domaine thermique
Similitude entre quasars et micro quasars		Noyaux similaires à des étoiles à neutrons en accréation
Rougisements dans la couronne solaire		Passages différents dans la couronne solaire
Bleuissement radio des sondes Pionner au-delà du système solaire		Le refroidissement du vent solaire crée H* qui transfère l'énergie solaire vers l'onde radio
L'anisotropie du fond thermique est liée à l'écliptique		Idem car le vent solaire est anisotrope
Effet Kotov. La période 160min d'une étoile n'est pas rougie		Les impulsions de lumière rougies sont produites par une étoile à distance quasi fixe