

# GAS INTERSTELLARE

$T \sim 80 - 100 \text{ K}$  costituito da H neutro nello stato fondamentale  
 $\Rightarrow$  non vediamo emissione nel visibile

↓ come si è scoperto?



↓  
 formazione di righe di assorbimento prodotte nel mezzo

Come si capì che proveniva dal mezzo e non dalla stella?  
 Perché oltre a righe con allungamento termico comparabile con le temperature delle fotosfere delle stelle si osservavano righe con allargamenti più piccoli (sempre con profili di tipo doppler)  
 $\Rightarrow$  quelle righe si sono formate dal mezzo

↓ prova del nove

sistemi binari: le righe che si formavano nella stella si spostano periodicamente, quelle del mezzo (sottile) stavano ferme

La trattazione che facciamo è semiclassica per cui

$$\sigma = \frac{e^2}{4\epsilon_0 m_e c} f \quad \text{f} \rightarrow \text{forza dell'oscillatore}$$

$$\int \phi(\nu) d\nu = 1 \quad \text{profilo di riga normalizzato}$$

Vogliamo trovare la profondità ottica del mezzo

$$\alpha_\nu = n \sigma \phi(\nu) = \frac{e^2}{4\epsilon_0 m_e c} n f \phi$$

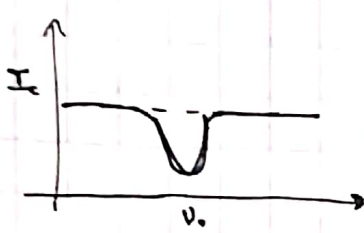
$$\tau_\nu = \int_0^s \alpha_\nu(s') ds' = \frac{e^2}{4\epsilon_0 m_e c} f \phi(\nu) \underbrace{\int_0^s n ds}_{N \rightarrow \text{DENSITA' DI COLONNA}}$$

numero di atomi in grado di contribuire a quella riga

Vediamo che per una data riga  $\tau_\nu$  dipende dall'integrale del numero di atomi in grado di produrre quella transizione lungo la linea di vista



Vogliamo vedere come collegano l'intensità della riga di assorbimento con le caratteristiche del mezzo, cioè con  $N$ .  
 È utile usare la lunghezza equivalente



$$W_\lambda = \frac{\int (I_c - I_\lambda) d\lambda}{I_c}$$

L'equazione del trasporto è  $\frac{dI_\nu}{d\tau} = j_\nu - \alpha_\nu I_\nu$ ; bisogna trascurare il termine di emissione perché non ci sono atomi nello stato eccitato in grado di emettere. Ricordiamo inoltre che nel termine  $\alpha_\nu$  si tiene conto anche delle emissioni stimolate, ma anche questo si può trascurare

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = -\alpha_\nu I_\nu \Rightarrow I_{\nu(\tau)} = \underbrace{I_{\nu(0)}}_{= I_c \text{ intensità del continuo}} e^{-\tau} = I_c e^{-\tau} \rightarrow \text{calcolato prima}$$

$$= I_c \exp \left[ -\frac{e^2}{4\epsilon_0 m_e c} N f \phi(\Delta\nu) \right]$$

Quindi  $W_{\lambda_0} = \underbrace{\frac{\lambda_0^2}{c}}_{\substack{\text{atomo della} \\ \text{riga di} \\ \text{assorbimento}}} \int (1 - e^{-\tau}) d\nu$

Stiamo considerando righe molto strette (gas freddo)  $\Rightarrow$  lungo il profilo di riga che è molto stretto la lunghezza d'onda è essenzialmente  $\lambda_0$

$\Rightarrow$  MECCANISMO OTTICAMENTE SOTTILE  $\Rightarrow$  riga è debole, poco intensa  
 $\tau \ll 1$  sviluppo exp.  $e^{-\tau} \sim 1 - \tau$

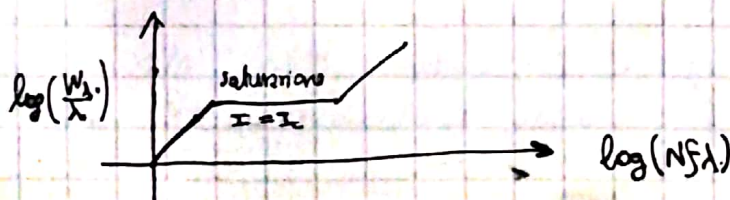
$$W_{\lambda_0} = \frac{\lambda_0^2}{c} \int \tau d\nu = \frac{\lambda_0^2}{c} \int \frac{e^2}{4\epsilon_0 m_e c} N f \phi(\Delta\nu) d\nu = \frac{\lambda_0^2}{c} \frac{e^2}{4\epsilon_0 m_e c} N f$$

$$\boxed{\frac{W_{\lambda_0}}{\lambda_0} = \frac{e^2}{4\epsilon_0 m_e c^2} N f}$$

si misura

nota dalla fisica atomica

ottengo una misura della densità di colonna



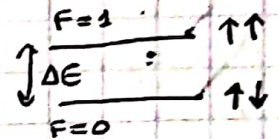
CURVA DI CRESITA



Quindi la curva di crescita serve per caratterizzare il mezzo per mezzo dello ughe di assorbimento

Noi però vorremmo studiare il mezzo indipendentemente dalla sorgente che lo termolumina  $\rightarrow$  viene predetta l'esistenza di una uga di emisione dell'idrogeno neutro HI nel radio: EMISIONE A 21cm

Lo stato fondamentale dell'atomo di H è splittato in due livelli iperfini grazie all'interazione tra spin del protone e dell'e<sup>-</sup>.



$L=0$   $\rightarrow$  momento angolare orbitale nello stato fondamentale  
 $S = \frac{1}{2}$  spin

$$F = I + J$$

$F=0$  livello energia minore  
 $F=1$  livello energia maggiore

momento angolare tot =  $m. ang. e^- + m. ang. p^+$

$$\Delta E = 5,87 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \sim 6 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \Rightarrow \Delta E = h\nu_0 \rightarrow \nu_0 = 1,4204 \text{ GHz}$$

$$\lambda_0 = 21 \text{ cm}$$

Nonamo che si tratta di una transizione di dipolo magnetico, non c'è dipolo elettrico  $\Rightarrow$  è una transizione proibita  $\Rightarrow A_{20} = 2,85 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1} \ll 1$

Quindi se popoliamo il livello  $F=1$  si diseccita in un tempo

$$\tau_{10} = \frac{1}{A_{10}} = 3,5 \cdot 10^{14} \text{ s} \text{ emettendo un fotone a } 21 \text{ cm.}$$

$\rightarrow$  dovuto al fatto che il mezzo interstellare è molto rarefatto.

NOTA: In laboratorio non vediamo questa transizione perché l'atomo verrebbe diseccitato per collisioni con una probabilità molto più alta.

Vediamo però se nel mezzo interstellare ci dobbiamo aspettare che il livello con  $F=1$  sia popolato

$$T = 80 - 100 \text{ K} \rightarrow kT \sim 0,012 \text{ eV} \quad \left( T = 300 \text{ K} \quad kT = \frac{1}{40} \text{ eV} \right)$$

$$kT \gg \Delta E$$



Poniamo calcolare l'intensità della uga di emissione

$$J_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} n_2 A_{21} \phi(\nu)$$

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}$$

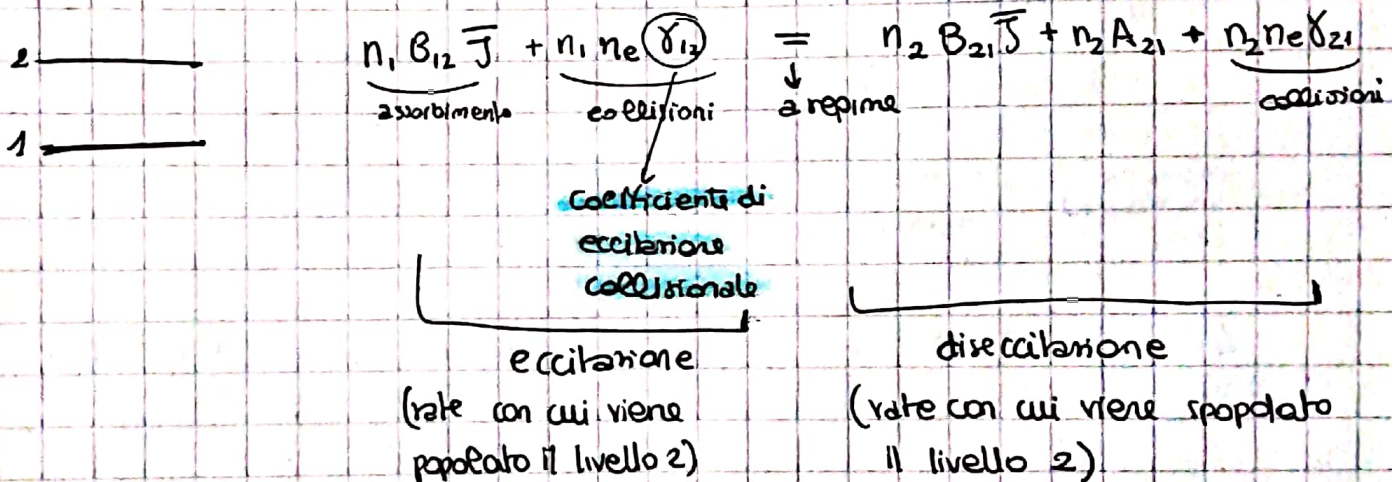
$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{2h}{c^2} \nu^3$$

$$\frac{n_2}{n_1} \stackrel{LTE}{=} \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$$

ma siamo in LTE? → nelle stelle era garantito dalle collisioni ( $\rho$  massivo)

↓  
 $\rho$  troppo bane  $\Rightarrow$  no collisioni

↓  
non vale Boltzmann e per trovare il popolamento dei livelli devo studiare le equazioni di rate per ogni livello



Troviamo le relazioni tra i coefficienti collisionali

$$\rightarrow J_\nu = I_\nu = B_\nu \text{ all'eq. termodinamica}$$

↓  
varia lentamente nell'intervallo  $\Delta \nu$  del profilo di riga

$$\Rightarrow J_\nu \approx \bar{J} = B_\nu$$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$$

sostituendo nell'equazione troviamo

$$g_1 \gamma_{12} = g_2 \gamma_{21} e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

Ora ci mettiamo nel caso in cui  $\bar{J} = 0$  (non facciamo incidere sul mezzo il campo di radiazione)  $\Rightarrow$

$$n_1 n_e \gamma_{12} = A_{21} n_2 + n_2 n_e \gamma_{21}$$

il popolamento può avvenire solo collisionalmente → diseccitazione solo con collisioni ed emissione spontanea



$$\Rightarrow \frac{n_2}{n_1} = \frac{\gamma_{12} n_e}{A_{21} + n_e \gamma_{21}} = \underbrace{\frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)}_{\text{Boltzmann}} \underbrace{\frac{1}{1 + \frac{A_{21}}{n_e \gamma_{21}}}}_{< 1}$$

Questo termine fa sì che il popolamento del livello 2 rispetto al livello 1 è più piccolo di quello che si otterrebbe all'equilibrio termodinamico.

$$\text{se } \frac{A_{21}}{n_e \gamma_{21}} \ll 1 \Rightarrow \frac{n_2}{n_1} \rightarrow \text{Boltzmann}$$

↓ quando

$$n_e \gg \boxed{\frac{A_{21}}{\gamma_{21}} = n_{e,c}} \quad \text{DENSITA' CRITICA}$$

Nel caso della riga a 21 cm  $n_{e,c} \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$  e nelle nubi di H si ha  $n_e \approx 1-100 \text{ cm}^{-3} \Rightarrow$  popolamento dei livelli ipertini può essere descritto con ottima approssimazione da Boltzmann

↓ posso usare Boltzmann

$$\begin{array}{l} \text{per } F=0 \quad g_1=1 \\ \quad \quad \quad F=1 \quad g_2=3 \end{array} \Rightarrow \frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \approx 3 \cdot 1 \approx 3$$

$$\downarrow$$

$$\begin{array}{l} h\nu \approx 610^{-6} \text{ eV} \\ kT \approx \frac{1}{100} \Rightarrow h\nu \ll kT \end{array}$$

Quindi vediamo che si perde la dipendenza dalla  $T$  perché il popolamento safa al rapporto tra i pesi statistici  
 $\rightarrow$  motivo per cui l'intensità della riga a 21 cm non dipende da  $T$ .

$$\frac{n_2}{n_1} = 3 \quad n_1 + n_2 = n_H \quad \text{densità di atomi di H neutro}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} n_1 = n_H/4 \\ n_2 = 3n_H/4 \end{cases}$$

ora possiamo calcolare la riga!

Ricordiamo che



$$I_\nu(\omega) = S_\nu (1 - e^{-\tau_\nu})$$

$$\tau_\nu \ll 1 \quad I_\nu(\omega) \approx S_\nu \tau_\nu = j_\nu L$$



Per un mezzo non ionizzato  $j_\nu$  ha dei picchi che corrispondono alle righe di emissione.

Tuttavia le nubi non sono omogenee per cui

$$I_\nu(\omega) \approx \int j_\nu ds \quad \leftarrow \text{conoscendo } j_\nu \text{ calcoliamo l'integrale}$$

$$j_\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} n_2 A_{21} \phi(\nu)$$

$$I = \int I_\nu d\nu = \int j_\nu d\nu d\Omega = \int \frac{h\nu_0}{4\pi} n_2 A_{21} \phi(\omega) d\nu d\Omega \Rightarrow \left. \begin{array}{l} \uparrow \\ \phi(\omega) = 1 \end{array} \right\}$$

$$I = \frac{h\nu_0}{4\pi} A_{21} \int n_2 d\Omega = \frac{h\nu_0}{4\pi} A_{21} \int \frac{3}{4} n_H ds =$$

$$I = \frac{3}{16} \frac{h\nu_0}{\pi} A_{21} \underbrace{\int n_H ds}_N$$

Quindi misurando l'intensità della riga a 21 cm nel radio abbiamo una misura della densità di colonna dell'H neutro lungo la linea di vista

non dipende dalla T perché  $h\nu \ll kT \Rightarrow \frac{n_2}{n_1} \approx 3$

Cosa succede se mettiamo una sorgente dietro la nube di H atomico?



Ora vogliamo misurare la riga di assorbimento a 21 cm  $\Rightarrow$  ci serve il coefficiente di assorbimento

corretto per emissione stimolata perché  $n=2$  ( $F=1$ ) è popolato

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \phi(\nu) [n_1 B_{12} - n_2 B_{21}]$$

$$\text{Nota } \alpha_\nu \text{ posso calcolare } \tau_\nu = \int \alpha_\nu ds \Rightarrow I = I_0 e^{-\tau_\nu}$$

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \phi(\nu) n_1 B_{12} \left[ 1 - \frac{g_1}{g_2} \frac{n_2}{n_1} \right] \underset{\text{Boltzmann}}{=} \frac{h\nu}{4\pi} \phi(\nu) n_1 B_{12} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right]$$

$$h\nu \ll kT \Rightarrow e^{-h\nu/kT} \approx 1 - \frac{h\nu}{kT} \Rightarrow \alpha_\nu \approx \frac{h\nu}{4\pi} \phi(\nu) n_1 B_{12} \cdot \frac{h\nu}{kT}$$

$$\alpha_\nu = \frac{3}{32\pi} \frac{h c^2}{kT} n_H A_{21} \frac{\phi(\nu)}{\nu}$$



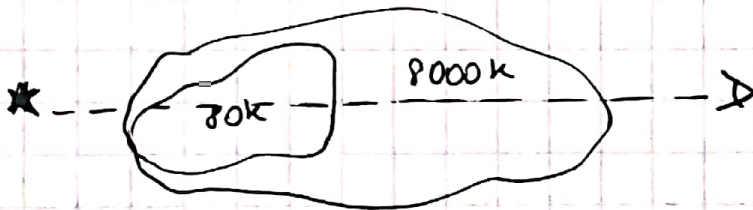
Ora lo mettiamo nell'integrale

$$\tau_\nu = \frac{3}{32\pi} \frac{hc^2}{k} A_{21} \frac{\Phi(\nu)}{\nu} \int \frac{n_H}{T} ds$$

← dipende da  $T \Rightarrow$  intensità  
riga di assorbimento a 21 cm  
dipende da  $T$ .

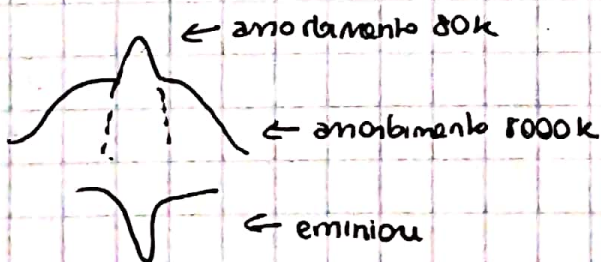
NOTA: l'assorbimento nel radio dipende da  $T$ , nel visibile no. Questo perché nel primo caso abbiamo trascurato l'emissione stimolata perché  $h\nu/kT \gg 1$  e l'esponentiale  $\rightarrow 0$ .

Quindi se ho due mezzi, uno freddo 80 K e uno più rinfreddato ma più caldo e studiamo la radiazione che emerge



Avremo sia la riga di emissione che assorbimento (perché c'è la sorgente che retroillumina). Per la riga di assorbimento più alta è  $T$  più bassa è la profondità (più il mezzo è trasparente)  $\Rightarrow$  gran parte della riga è prodotta nel mezzo più freddo  $\Rightarrow$  avrà un allargamento doppler corrispondente alla  $T=80K$ . (shelta).

La riga di emissione dipende solo dalla densità di colonna



Quindi studiando gli spettri ci si rende conto della presenza di una nube più fredda e una più calda con densità più basse

Oltre alla polvere, oltre al gas esistono le **nubi molecolari** in cui la  $T$  è più bassa ( $T \approx 10-30K$ ) e densità maggiori. Queste nubi sono più concentrate sulla zona centrale del nano galattico mentre le nubi di H neutro si trovano anche più distanti.

Le molecole si individuano attraverso l'osservazione nel radio e la più diffusa è  $H_2$



Ma l' $H_2$  non emette nel radio, infatti si è scoperto grazie alle righe di assorbimento (dovute dal via sorgente che retroillumina) nell'UV.  
 $\Rightarrow$  per mappare la distribuzione dell' $H_2$  senza sorgenti che retroillumino il mezzo si studia la molecola **CO** (monossido di carbonio)

righe molto intense nel radio prodotte da transizioni tra livelli rotazionali.

Riga intensa a  $\lambda = 2,6 \text{ mm}$   $\nu_0 = 115 \text{ GHz}$  e multipli ( $2\nu_0, 3\nu_0, \text{ecc...}$ )

## **MASER**

Osservando le nubi molecolari si è scoperta l'emissione di una intensità molto alta per varie molecole e per giustificarla si dovrebbero supporre  $T$  molto elevate.

In realtà si pensa che sia dovuta a **MASER**

microonde

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \phi(\nu) [n_1 B_{12} - n_2 B_{21}]$$

$\downarrow$

affinchè vi sia amplificazione  $\alpha_\nu < 0 \Rightarrow n_2 B_{21} > n_1 B_{12}$   
 cioè bisogna avere un **inversione di popolazione**

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \phi(\nu) B_{12} n_1 \left[ 1 - \frac{g_1}{g_2} \left( \frac{n_2}{n_1} \right) \right]$$

è necessario un **pompaggio**

quando nel mezzo esiste radiazione intensa nell'infrarosso

$\downarrow$  avviene tipicamente

- nelle regioni di **formazione stellare** dove il nucleo di protostella riscalda la polvere interstellare, la quale inizia ad irradiare nell'infrarosso (MASER ad ACQUA)
- **AGN** (nuclei galattici attivi) dove al centro c'è un buco nero massiccio, se vi precipita materia si forma un disco di accrescimento e si riscalda ed emette radiazione che riscalda la polvere, questa poi produce infrarosso