

AST406

UZUN DALGA ASTRONOMİSİ

GÖZLEMLER

Tek renk (monokromatik) Radyo Işınımı:

21 cm Hidrojen çizgisi : Yıldızlararası gaz, yıldızlararası tozdan daha zor görülür. Çünkü katı parçacıklar geniş bir dalga boyu aralığında soğurma ve salma yaparlar. Oysa gaz sınırlı sayıda dalga boyunda soğurur ve ışımaya yapar. Bunların en önemlisi **21 cm** hidrojen çizgisidir. Yıldızlararası gaz hakkında bilinenlerin çoğu bu çizgiden gelmektedir. Samanyolu kütlesinin yaklaşık **% 5 - 10** nu **nötr atomik hidrojenden** oluşmaktadır.

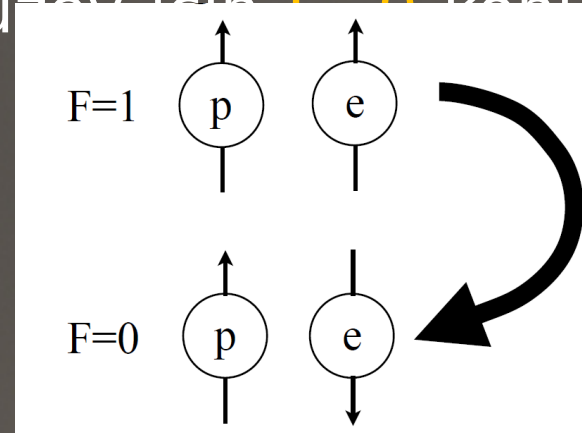
Hidrojen atomu en düşük enerji düzeyinde iki durumda bulunur. Birinci durumda elektron ve protona ait spinler paralel, diğesinde ise zıt yöndedir. Bu iki durum arasındaki enerji farkı çok küçük olup bu iki düzey arasındaki geçişlerden **21.1 cm (1420.406 MHz)** dalga boyunda salma veya soğurma şeklinde gözlenebilir.

Yıldızlararası ortamda, bu düzeylerdeki atomların sayısını belirleyen işlemler **çarpışmalardır**. Eğer hidrojen bulutu termodinamik dengede ise, üst ve alt düzeydeki atomların sayısı **n_1** ve **n_0** Boltzmann uyarılma yasası aracılığıyla bulunabilir.

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} e^{-h\nu_{10}/kT} \quad (0)$$

Burada T , yıldızlararası bulutun sıcaklığı, g_1 ve g_0 düzeylerin istatistik ağırlıklarıdır. $g=2F+1$, $F=J+I$, $J=L+S$, temel seviye için $L=0$, $S=1/2$, $J=1/2$, $I=1/2$ olduğuna göre spinlerin paralel olduğu üst düzey için $F=1$, spinlerin zıt olduğu alt düzey için $F=0$ konursa, $g_1=3$ ve $g_0=1$ olur. O zaman,

$$\frac{n_1}{n_0} = 3e^{-h\nu_{10}/kT}$$



Bulutun sıcaklığı T küçük olduğundan dolayı $h\nu_{10}/kT \ll 1$ bu durumda $n_1/n_0 \approx g_1/g_0 \approx 3$ olur. O halde yaklaşık her 4 atomdan 3 ü uyarılmış düzeyde olmaktadır. 21 cm çizgi salmasını veren düzeyleri çarpışmaların belirlediği kabul edilmektedir. Dolayısıyla salınan enerji, yıldızlararası gazın sıcaklığına bağlıdır.

- Bu gaz termodinamik dengede değildir, yani atomların dağılımını açıklayan başka bir sıcaklık tanımlanmalıdır. Bu da “**spin sıcaklığı**” olarak belirtilir.
- Eğer düzeylerdeki atom sayısını çarpışmalar belirliyorsa sıcaklık gazın “**kinetik sıcaklığı**” olur. Olağan bir yıldızlararası bulut için **$T \sim 100 \text{ K}$** komşuluğundadır.
- Uyarılmış bir atomun kendiliğinden temel düzeye dönmesi olasılığı, yani kendiliğinden **21 cm** fotonu salması olasılığı küçüktür. Geçiş olasılığı, Einstein katsayısı ile verilir, yani **$A_{10} = 2.85 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$** dir. Bu durumda ortalama yaşam süresi

$$A_{10}^{-1} = 3.5 \times 10^{14} \text{ s} = 11 \times 10^6 \text{ yıl}$$

- Bu uyarılmış ($F=1$) düzeyin yaşam zamanıdır. Foton soğurma durumunda bu süre 10^{-8} sn olduğu anımsanırsa 11 milyon yılın uzun olduğu görülür! Ancak çarpışmalar, bu kendiliğinden geçiş olasılığını artırır. Yapılan hesaplamalara göre 400 yılda bir geçiş olabilir. Yıldızlararası yoğunluk da hesaba katılınca bunun gözlenmesi gerektiği ortaya çıkar.
- Kaynağı ısısal olan geçişlerin saldığı 21 cm ışınımın yeğlinliği hesaplanabilir.

Işınım geçiş denklemi, kesiti 1 cm^2 olan madde için,

$$\frac{dI_\nu}{dx} = \epsilon_\nu - \kappa_\nu I_\nu \quad \dots(1)$$

şeklinde yazılabilir. Burada I_ν , gözlemciden x uzaklığındaki ışınım yoğunluğu, ϵ_ν salma katsayısı (birim oylumda birim frekans aralığında ve birim zamanda salınan enerji), κ_ν ise soğurma katsayısıdır (yoğunluğun bir cm deki kesirsel azalması) ve ışınımın içinden geçtiği maddeye, ışınım demetinin dx ile yaptığı açıya ve frekansa bağlıdır.

Optik derinlik $d\tau_v = \kappa_v dx$ olarak tanımlanırsa (1) denklemi,

$$\frac{dI_v}{d\tau_v} = \frac{\epsilon_v}{\kappa_v} - I_v \quad \dots(2)$$

şeklinde yazılabilir. Bunun çözümü,

$$I_v = \int_0^{\tau_v^\infty} \epsilon_v e^{-\int_0^x \kappa_v dx} dx = \int_0^\infty \frac{\epsilon_v}{\kappa_v} e^{-\tau_v} d\tau_v \quad \dots(3)$$

Burada $\tau_v = \int \kappa_v dx$, τ_v^∞ toplam (gozlenen en büyük) optik derinliktir.

Kirchhoff yasasının geçerli olduğu koşullarda kaynak fonkiyonu ϵ_v / κ_v yerine,

$$\frac{\epsilon_v}{\kappa_v} = B_v(T) = \frac{2k}{c^2} \nu^2 T(\nu)$$

yazılabilir. I_v yü de parlaklık sıcaklığı cinsinden

$$\frac{\epsilon_v}{\kappa_v} = B_v(T) = \frac{2\nu^2}{c^2} kT_b$$

şeklinde yazar ve (3) bağıntısında yerine konursa

$$T_b(\nu) = \int_0^{\tau_v^\infty} T e^{-\tau_v} d\tau_v \quad \dots(4)$$

bulunur. Burada T , bulutun sıcaklığıdır. T optik derinlikten bağımsız ise, yani bakış doğrultusunda sabit ise,

$$T_b(\nu) = T \left(1 - e^{-\tau_\nu^\infty} \right) \quad \dots(5)$$

olur. Optik olarak kalın kaynak için, yani $\tau_\nu^\infty \rightarrow \infty$ için, $T_b = T$ olur. Bu durumda atomların spin sıcaklığı gözlenen parlaklık sıcaklığına eşit olur. Optik olarak ince ise, yani $\tau \sim 0$ ise $T_b(\nu) = \tau_\nu T$ bulunur.

(5) denklemini T sıcaklığındaki bir bulutun salma tayfını verir. **Salma ve soğurma tayfları birbirinden ayrılmalıdır.** Çünkü salma ve soğurma gözlemleri yıldızlararası HI in farklı özelliklerini verir. Bir radyo teleskobun demet genişliği içine düşen bütün salma enerjisi, salma tayfına katkıda bulunur. Oysa yalnız radyo kaynağın önüne rastlayan madde soğurma tayfına katkıda bulunur ve genellikle radyo kaynağın açısal çapı teleskop demet genişliğinden oldukça küçük olabilir.

Salma ve soğurma gözlemlerini ayırmak için ayrıca sürekli tayfın katkısı da hesaba katılmalıdır. Sürekli tayftaki salma ve soğurma katsayıları ϵ_c ve κ_c olsun. O zaman,

$$\frac{dI_\nu}{dx} = \epsilon_\nu + \epsilon_c - [\kappa_\nu + \kappa_c] I_\nu \quad \dots(6)$$

Bu denklemin çizgide çözümü, parlaklık sıcaklığı cinsinden

$$T_b(\nu) = \frac{c^2}{2k\nu^2} \int_0^\infty (\epsilon_\nu + \epsilon_{c\nu}) e^{-\int_0^x (\kappa_\nu + \kappa_{c\nu}) dx} dx$$

Çizgi dışında optik ince, yani

$$\int_0^{\infty} \kappa_{cv} dx \ll 1 \quad \text{ve çizgide} \quad \kappa_v \gg \kappa_{cv}$$

alınabileceğinden κ_{cv} dışlanabilir. O halde çizgi dışında $\epsilon_v = 0$, $\kappa_v = 0$ ve

$$T_{cb}(v) = \frac{c^2}{2k\nu^2} \int_0^{\infty} \epsilon_{cv} dx \quad \dots(7)$$

çizgi içinde

$$T_b(v) = \frac{c^2}{2k\nu^2} \int_0^{\infty} (\epsilon_{cv} + \kappa_{cv}) e^{-\tau_v} dx \quad , \quad \tau_v = \int \kappa_v dx$$

Kirchhoff yasası

$$\epsilon_v = \frac{2\nu^2}{c^2} kT \kappa_v$$

konursa,

$$T_b(\nu) = \int_0^{\tau_v^\infty} T e^{-\tau_v} d\tau_v + \frac{c^2}{2k\nu^2} \int_0^\infty \epsilon_{cv} e^{-\tau_v} dx \quad \dots(8)$$

T yi daha öce yapıldığı gibi x den bağımsız sayarsak,

$$T_b(\nu) = T(1 - e^{-\tau_v}) + T_{cb}(\nu)e^{-\tau_v} \quad \dots(9)$$

Burada ortalama τ_v optik derinlik x üzerinden bir çeşit ortalama değerdir.

Gerçek çizgi salmasını ya da soğurmasını bulmak için tayf çizgisi dışında ve içinde gözlem yapılır ve farkı alınır. Çizgi dışında bir komşu frekansta gözlem yapılırsa soğurulmamış ışınım T_{cb} yi verir. Çizgi içinde (9) bağıntısı ile verilen T_b gözlenir. O halde (9) bağıntısının her iki tarafından T_{cb} çıkarılırsa,

$$T_B(\nu) = T_b(\nu) - T_{cb}(\nu) = T(1 - e^{-\tau_\nu}) - T_{cb}(\nu)(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad \dots(10)$$

Farkın (+) ya da (-) olması salma ya da soğurma çizgisi olmasına bağlıdır. Uygulamada 21 cm komşuluğunda sürekli tayfın parlaklık sıcaklığı T_{cb} , HI bulutlarının kinetik sıcaklıklarından çok küçüktür. Yani $T_{cb} < T$ ve çizgi salma çizgisi olarak görülür. Yukarıdaki ifade

$$T_B(\nu) = [T - T_{cb}(\nu)](1 - e^{-\tau_\nu}) \quad \dots(11)$$

ν frekansında gözlem yapılırsa T_{cb} ölçülür. τ_ν küçük ise (11) den,

$$T_B(\nu) = \tau_\nu (T - T_{cb}) \quad \dots(12)$$

Görüleceği gibi çok soğuk bir bulut (küçük T) büyük negatif sinyal (soğurma çizgisi) verir. τ_ν büyük ise,

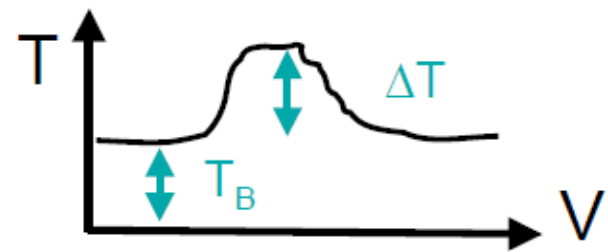
$$T_B(\nu) = T - T_{cb}(\nu) \quad \dots(13)$$

olur ve soğuk bulutun negatif sinyal vereceği görülür. τ_ν nün büyük olduğu frekans aralığında bu fark sabittir. Bu durumda “**çizgi doymuştur**” denir.

Yalnız salma söz konusu olursa (7) denklemden, (12) ve (13) denklemleri şu şekilde olurlar :

$$T_B(\nu) = \tau_\nu^\infty T \quad \text{ve} \quad T_B(\nu) = T \quad \dots(13')$$

O halde her iki durumda bulut ne kadar sıcak olursa o kadar fazla ışınım salar. Eğer radyo kaynağının bakış doğrultusunda başka H I yoksa ya da az ise (örneğin Galaktik düzlemden uzakta) soğuk bulutlar da salma tayfı verirler.



- $\Delta T_B = (T_S - T_{BG})(1 - e^{-\tau_\nu})$
- $\Delta T_B = T_B - T_{BG} > 0$ corresponds to an emission line
 $\Delta T_B = T_B - T_{BG} < 0$ corresponds to an absorption line

Bakış doğrultusundaki hidrojen miktarı 21 cm çizgisi gözlemlerinden bulunabilir. Soğurma katsayısı şöyle hesaplanabilir : $d\nu$ frekans aralığında, $d\Omega$ uzay açıda, alt düzeyden üst düzeye geçiş (soğurma) sayısı,

$$n_0 B_{01} I_\nu d\nu \frac{d\Omega}{4\pi}$$

zorlama ile geçiş sayısı

$$n_1 B_{10} I_\nu d\nu \frac{d\Omega}{4\pi}$$

olacaktır. Burada B_{01} ve B_{10} Einstein katsayılarıdır. O halde soğurma katsayısı κ_ν ise,

$$\kappa_\nu I_\nu d\nu d\Omega = (n_0 B_{01} - n_1 B_{10}) I_\nu d\nu \frac{d\Omega}{4\pi} h\nu$$

$$\kappa_\nu = (n_0 B_{01} - n_1 B_{10}) \frac{h\nu}{4\pi}$$

Ayrıca $g_0 B_{01} = g_1 B_{10}$ ve (0) denklemini kullanılırsa,

$$\kappa_\nu = n_0 B_{01} \frac{h\nu}{4\pi} \left(1 - \frac{n_1 B_{10}}{n_0 B_{01}} \right) = n_0 B_{01} \frac{h\nu}{4\pi} \left(1 - e^{-h\nu/kT} \right)$$

bulunur.

$$\tau_\nu = \int \kappa_\nu dx$$

eşitliğinden toplam optik derinlik,

$$\tau_\nu = B_{01} \frac{h\nu}{4\pi} \int_0^\infty (1 - e^{-h\nu/kT}) n_0(x) dx$$

$$h\nu / kT \ll 1, \quad T(x) = T = \text{sabit} \quad \text{olarak,}$$

$$\tau_\nu = \frac{B_{01} h^2 \nu^2}{4\pi k T} N_0$$

bulunur. Burada N_0 bakış doğrultusundaki 1 cm^2 kesitli silindir içinde bulunan alt düzeydeki toplam hidrojen sayısıdır :

$$N_0 = \int_0^{\infty} n_0(x) dx$$
$$A_{10} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{10} \quad , \quad B_{10} = \frac{g_0}{g_1} B_{01} \quad , \quad N_H = 4N_0$$

bağıntıları kullanılırsa,

$$\tau_\nu = \frac{hc^2 g_1 A_{10}}{32\pi k g_0 \nu} \frac{N_H}{T} = C \frac{N_H}{T} \quad \dots(14)$$

bulunur. Burada, $\lambda = 21 \text{ cm}$ için,

$$C = 2.57 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 (\text{derece Kelvin})^{-1}$$

τ_ν tüm frekanslar üzerinden integre edilirse, verilen bir doğrultuda 1 cm^2 kesitli sütun yoğunluğu bulunur :

$$N_H = 3.88 \times 10^{14} \int_0^{\infty} T \tau_\nu d\nu \quad \dots(15)$$

Burada frekans Hz birimindedir. Eğer hız (km sn⁻¹) kullanılırsa,

$$N_H = 1.82 \times 10^{18} \int_0^{\infty} T \tau_{\nu}(\nu) d\nu \quad \dots(16)$$

Optik ince ortam için bu çok basit bir şekle girer, çünkü bu durumda $T_b = \tau_{\nu} T$ konabilir. O zaman,

$$N_H(l, b) = 1.82 \times 10^{18} \int_0^{\infty} T_b(l, b, \nu) d\nu \quad \dots(17)$$

Böylece iyi bilinmeyen $\tau_{\nu} T$ çarpımı yerine gözlemlerden bulunan parlaklık sıcaklığı kullanılabilir. Böylece bakış doğrultusunda, kesiti 1 cm² olan bir sütundaki toplam hidrojen, 21 cm çizgi profillerinin gözlemlerinden hesaplanabilir.

21 cm için çizgi genişlikleri

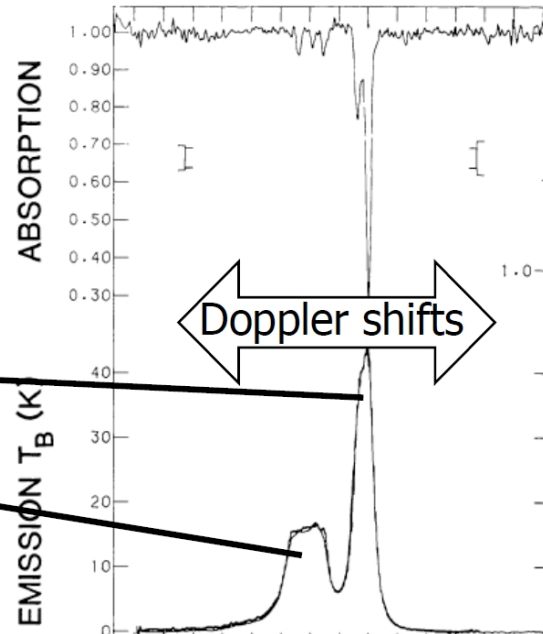
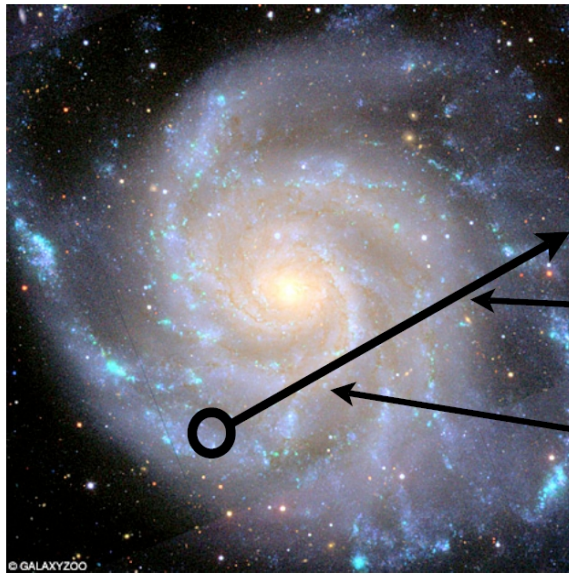
$$\frac{dv}{v} = \frac{v}{c} = 4.733 \times 10^{-3}$$

21 cm çizgisinin doğal genişliği $10^{-16} \text{ km sn}^{-1}$ ($< 5 \times 10^{-13} \text{ Hz}$) mertebesindedir. **Bu, radyo astronomide ölçülemeyecek kadar dardır.** Galaktik düzlemde ölçülen profillerin genişliği genellikle 100 km sn^{-1} yi **geçer.** Bu genişleme değişik mekanizmalardan kaynaklanır. Onun için, band genişliği gözlem amacına göre seçilir ve duyarlığın **(band genişliği)**^{-1/2} ile orantılı olduğu dikkate alınır. Atomların ısısal hareketlerinden dolayı (tek bir gaz topluluğu için) genişleme, dağılımı $\sigma \approx 0.09 T^{1/2} \text{ km sn}^{-1}$ olan bir Gauss eğrisi biçiminde olur. $T \sim 100 \text{ }^\circ\text{K}$ lik bir kinetik sıcaklık için $\sigma \approx 0.9 \text{ km sn}^{-1}$, bu yarı yeğirlik noktaları arasında 2.1 km sn^{-1} lik bir genişliğe karşılık gelir.

Nötr hidrojen topluluğu içindeki çalkantı (türbülans) hareketleri de bu mertebede genişleme yapar. Daha büyük ölçekte **10 km sn⁻¹** mertebesinde gaz akımları da gözlenmektedir. Bunlar da ölçülen profil genişliğini etkiler. **Fakat bunların hiç biri gözlenen ~100 km sn⁻¹ lik genişliği açıklayamamaktadır. Toplam genişlemenin büyük bir kısmı diferensiyel galaktik dönmeden kaynaklanır. Bu önemlidir, çünkü 21 cm profil gözlemlerinden galaktik dönmenin nasıl olduğu öğrenilebilir.**

Özet

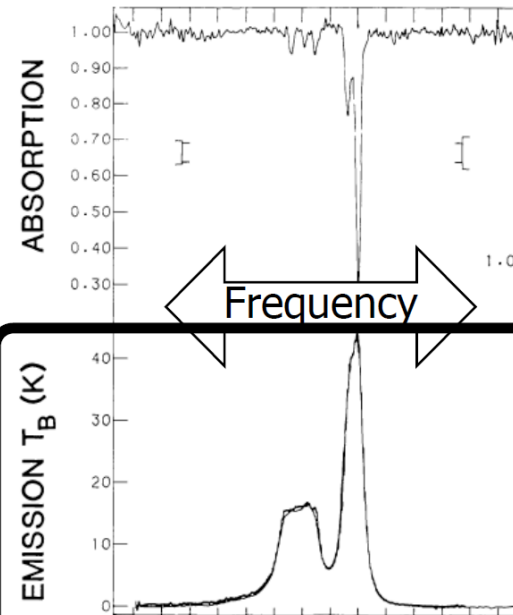
Different distances = Different kinematics
(galaxy rotation)



Treat as individual clouds along the line of sight

Goal:

Use observations of 21 cm emission
to derive densities & temperatures of
neutral hydrogen

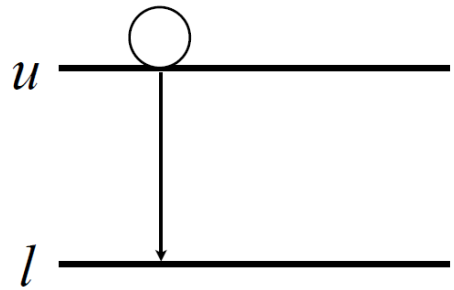


Absorption Lines

Emission Lines

Özet

Emission Lines:



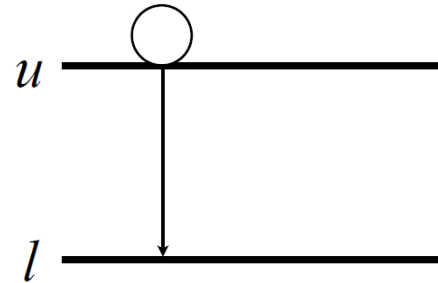
Rate of radiative decay:

$$R_{ul} = n_u A_{ul}$$

Emissivity: $j_\nu = \left(\frac{h\nu}{4\pi} \right) \phi(\nu) n_u A_{ul}$

Energy per photon → $h\nu$
 per steradian → 4π
 Line Profile → $\phi(\nu)$
 $n_u A_{ul}$ (from Rate of radiative decay)

Emission Lines:



$$n_u = \frac{3}{4} n_H$$

$$j_\nu = \left(\frac{h\nu}{4\pi} \right) \phi(\nu) n_u A_{ul}$$

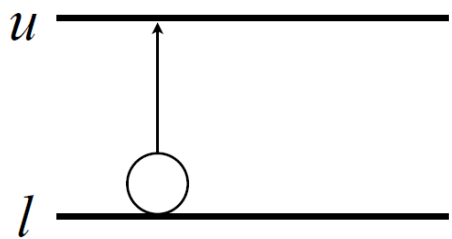
$$j_\nu = \left[\left(\frac{3}{16\pi} \right) h\nu \phi(\nu) A_{ul} \right] n_H$$

Emission line strength will depend only on the amount of Hydrogen!

Collisions have pinned n_u . No T dependence!

Özet

Absorption Lines:



Rate of absorption:

$$R_{lu} = n_l B_{lu} - n_u B_{ul}$$

Absorption coefficient:

$$\alpha_\nu = \left(\frac{h\nu}{4\pi} \right) \phi(\nu) n_l B_{lu} \left[1 - \frac{n_u g_l}{n_l g_u} \right]$$

Energy per photon

per ster-radian

Line Profile

Correction for stimulated emission

Absorption Lines:

$$n_l = \frac{1}{4} n_H$$

$$\alpha_\nu = \left(\frac{h\nu}{4\pi} \right) \phi(\nu) n_l B_{lu} \frac{h\nu}{kT_{spin}}$$

$$g_u/g_l \approx 3$$

$$B_{ul} = \frac{c^2}{2h\nu^3} A_{ul} + B_{lu} = \frac{g_u}{g_l} B_{ul} \Rightarrow B_{lu} = \frac{g_u}{g_l} \left(\frac{c^2}{2h\nu^3} \right) A_{ul}$$

$$\alpha_\nu = \left(\frac{3}{32\pi} \right) \left(\frac{h\nu}{k(T_{spin})} \right) \lambda^2 \phi(\nu) (n_H) A_{ul}$$

Depends on both the number of hydrogen atoms and the temperature

Özet

Absorption Lines:

$$\alpha_\nu = \left(\frac{3}{32\pi}\right) \left(\frac{h\nu}{kT_{spin}}\right) \lambda^2 \phi(\nu) n_H A_{ul}$$

Rearranging:

$$\alpha_\nu \propto \frac{n_H \phi(\nu)}{T_{spin}}$$

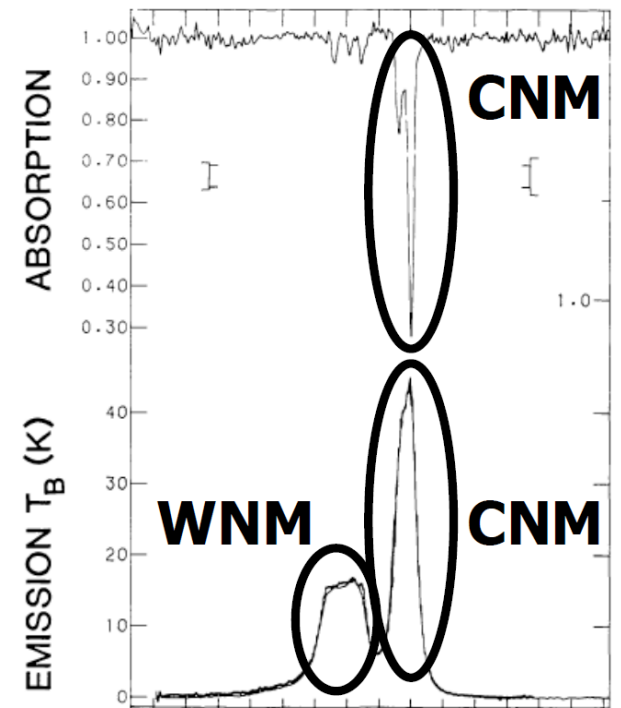
Absorption lines are much stronger for cold hydrogen clouds

CNM: Seen both in emission & absorption
WNM: Seen only in emission

CNM: Seen both in emission & absorption
WNM: Seen only in emission

$$j_\nu \propto n_H \phi(\nu)$$

$$\alpha_\nu \propto \frac{n_H \phi(\nu)}{T_{spin}}$$



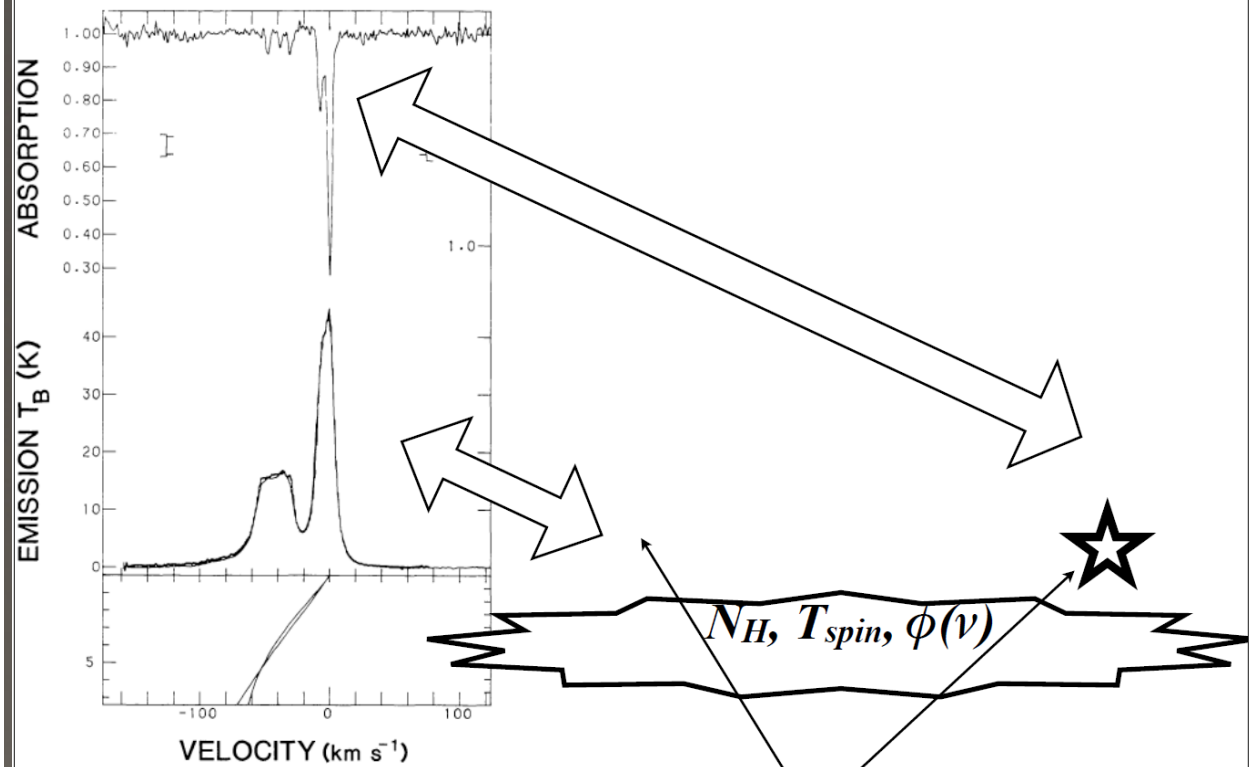
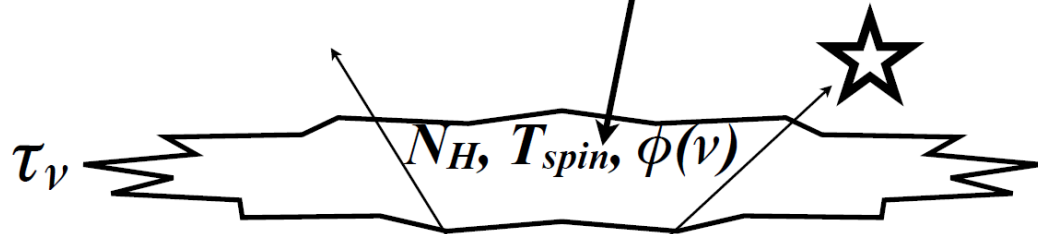
Özet

Intensity in each direction is from a mixture of emission and absorption:

$$T_A = T_{A,0} e^{-\tau_\nu} + T_{spin} (1 - e^{-\tau_\nu})$$

Attenuation of background by cloud

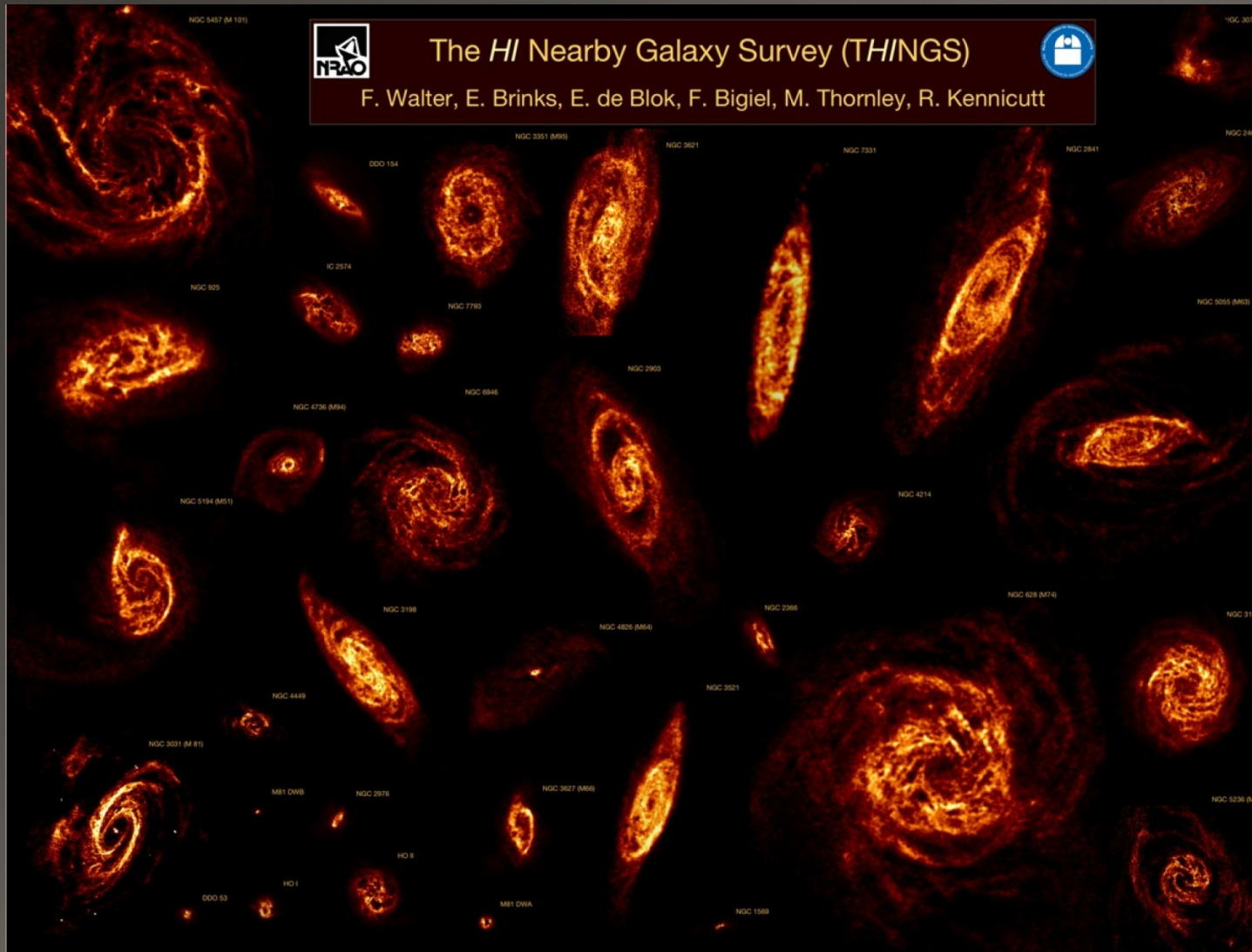
Photons emitted by cloud



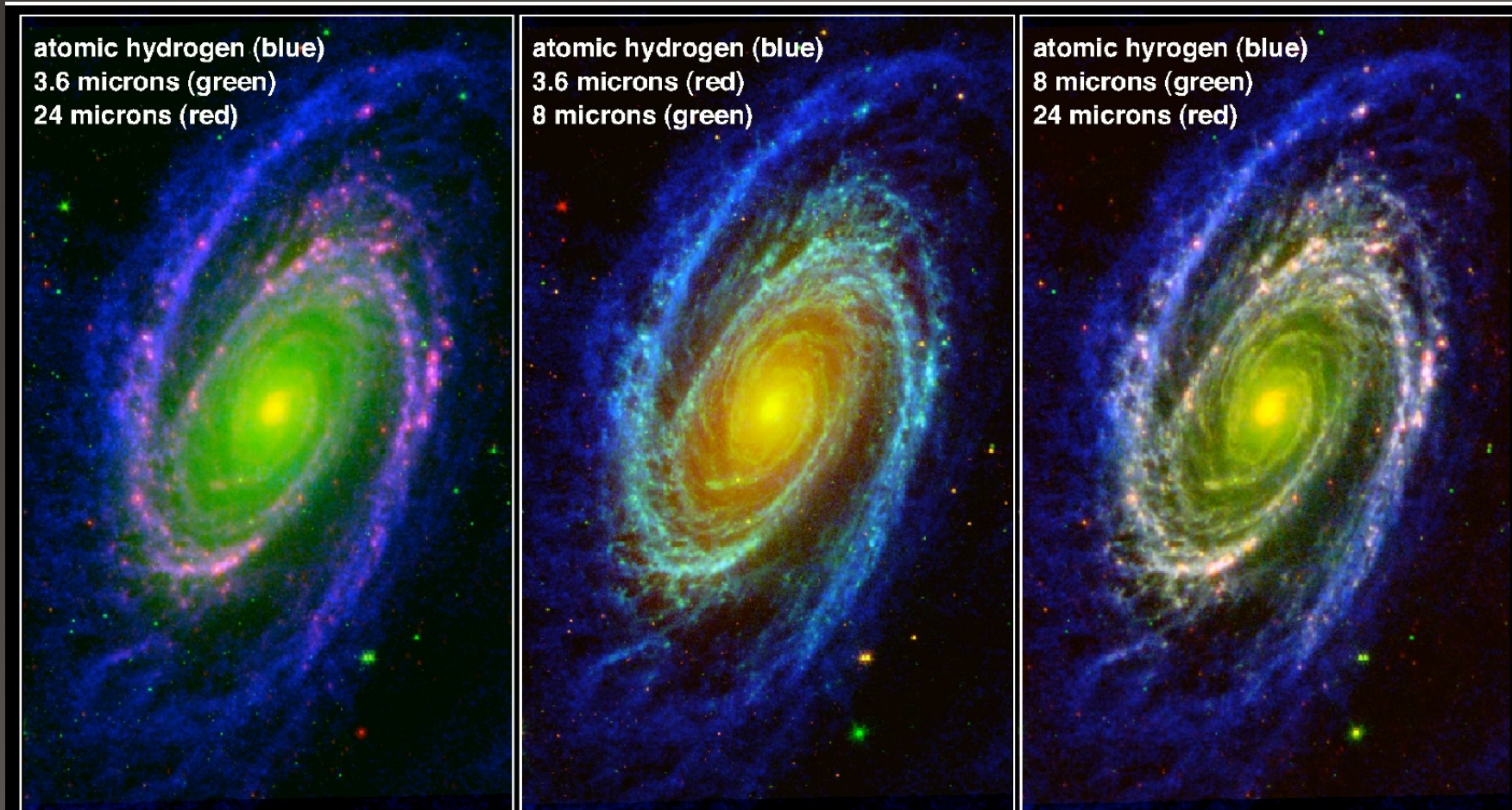
Note: angle between on/off positions is much smaller than drawn!



Özet



Özet



Spiral Galaxy Messier 81

NASA Spitzer Space Telescope and NRAO VLA

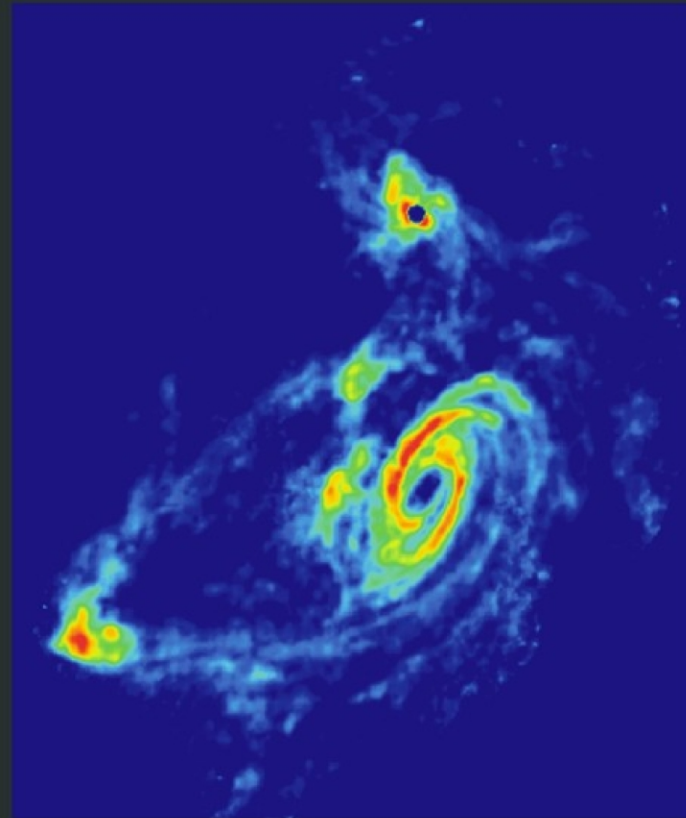
Özet

TIDAL INTERACTIONS IN M81 GROUP

Stellar Light Distribution

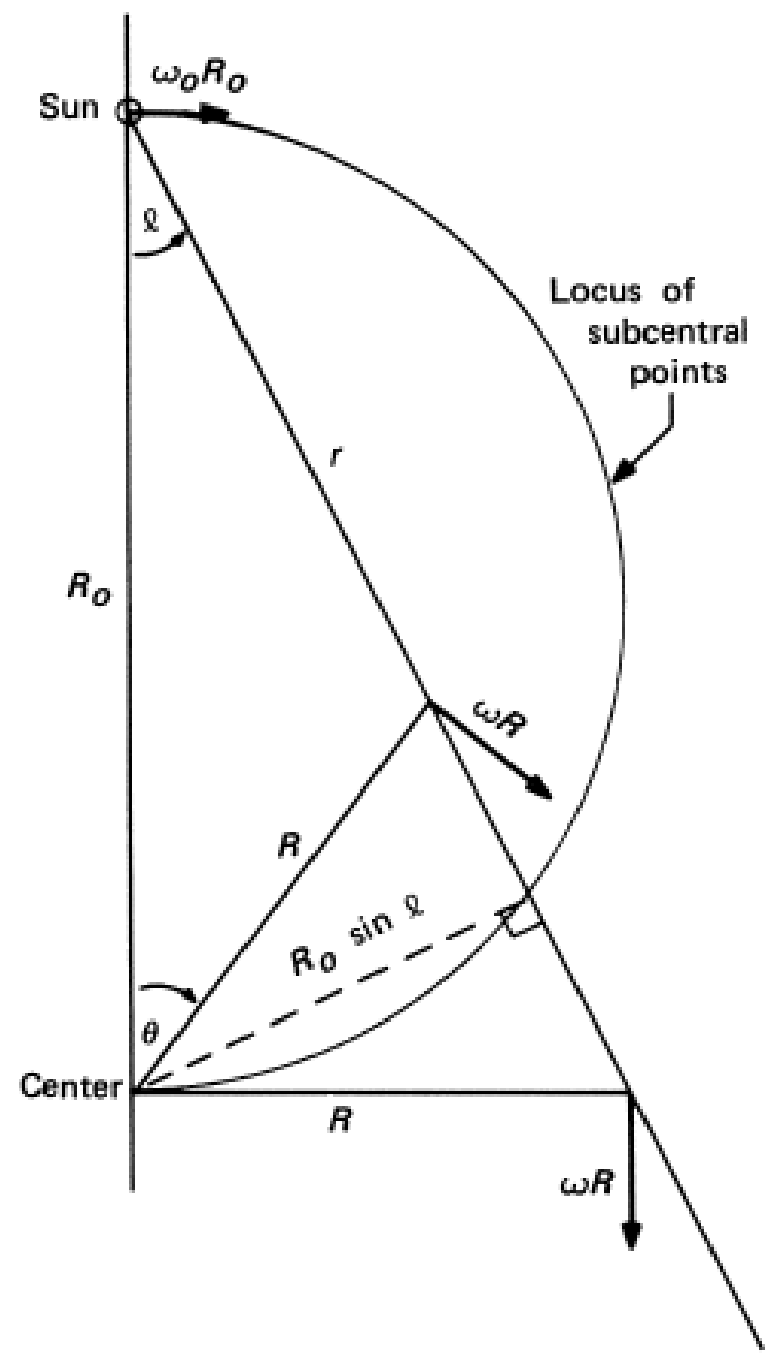


21 cm HI Distribution



Galaktik Nötr Hidrojenin Kinematığı

- Samanyolu gökada diskindeki nötr hidrojen gazı gökada merkezi etrafında neredeyse dairesel bir hareketle dolanmaktadır. Eğer HI ait 21 cm gözlemleri ile bu gazın Doppler değişiminden V_r dikine hız değerleri ölçülürse HI bulutların uzaklıkları hakkında önemli bilgilere ulaşılabilir. Daha sonra buradan da Gökada düzlemi boyunca hidrojen dağılımının haritası çıkartılabilir.
- Ancak gerçek daha karmaşık olmasına karşın, merkez çevresindeki hareketinin dairesel olduğunu ve **açısız hız $\omega(R)$** nin, **R** nin azalan fonksiyonu olduğunu varsayalım. Güneş'in (yani gözlemcinin) galaktik merkeze uzaklığı R_0 , ışımaya yapan gazın Güneş'ten uzaklığı r , boylamı da l olsun (bkz. Aşağıda verilen Şekil'e).



Galaktik Nötr Hidrojenin Kinematığı

Güneş'ten bakıldığında gazın Güneş'e göre radyal hızı, Güneş'in ve gazın r doğrultusundaki hız bileşenlerinin farkına eşit olur. O halde,

$$\begin{aligned} V &= \omega R \cos(90 - l - \theta) - \omega_o R_o \cos(90 - l) \\ &= \omega R (\sin \theta \cos l + \cos \theta \sin l) - \omega_o R_o \sin l \end{aligned}$$

Şekilden, $r \sin l = R \sin \theta$ ve $R \cos \theta = R_o - r \cos l$ olduğuna göre

$$V = R_o [\omega(R) - \omega_o] \sin l \quad \dots(18)$$

Bu, 21 cm galaktik yapı analizinin temel denklemidir. Eğer R_0 [$\omega - \omega_0$] fonksiyonu bilinirse, ilke olarak her ölçülen V ye bakış doğrultusunda bir uzaklık bulunabilir. Ancak uzaklıklar doğrudan doğruya belirlenemezler. Çünkü önceden hız alanının iyi bilinmesi gerekir.

Bu formülün uygulanması, bazı sorunları ortaya çıkarmaktadır. Bunların biri, açısal hız $\omega(R)$ nin hangi duyarlılıkta belirlenebileceğidir. Yapılan varsayım altında, çeşitli doğrultularda yapılan 21 cm gözlemlerinden $\omega(R)$ şöyle bulunur :

Gerçeğe yakın herhangi bir dönme yasası için $R < R_0$ bölgesinde V nin r ile değişimi aşağıdaki şekilde gösterildiği gibi olacaktır. $0^\circ \leq l \leq 90^\circ$ aralığında bir bakış doğrultusu ele alalım. Güneş'ten uzaklık r arttıkça galaktik merkeze uzaklık önce küçülür. Bu $\omega(R)$ nin ve dolayısıyla V nin artması demektir. r daha artarsa galaktik merkeze en yakın bir noktaya ulaşılır. Burada $R = R_{min} = R_0 \sin l$ olur. $\omega(R)$, dolayısıyla V en büyük değerini alır. r daha da artarsa V azalır.

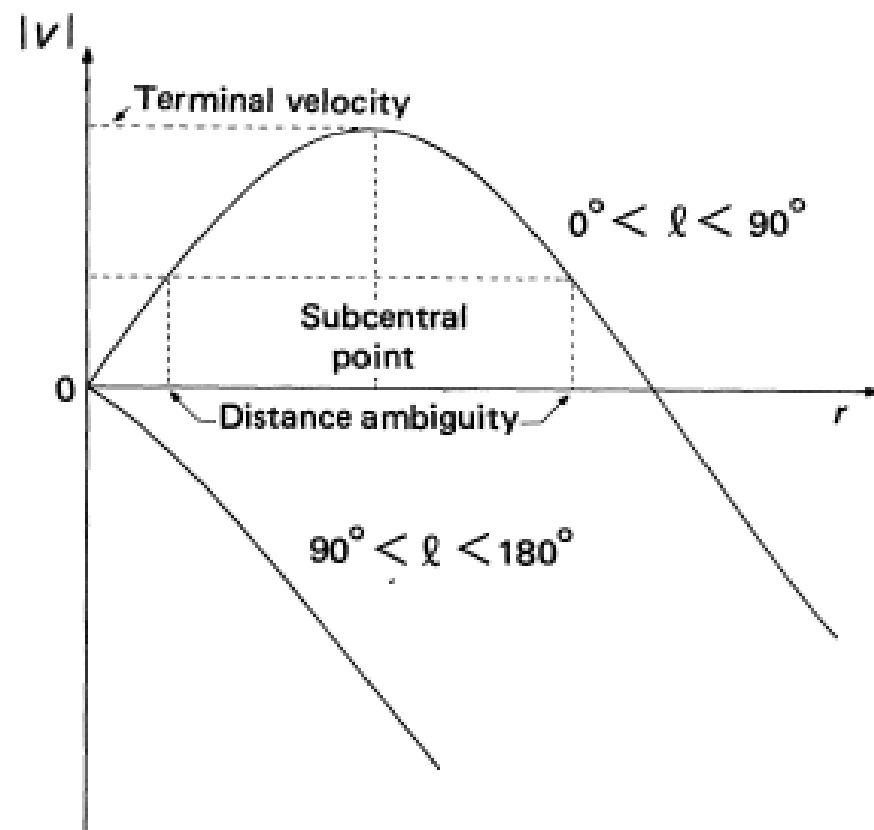


Figure 4.3 Schematic run of velocities with respect to the local standard of rest as a function of distance from the Sun. For the longitude range $0^\circ < l < 90^\circ$, the diagram illustrates the distance ambiguity, the terminal velocity, and the subcentral point distance. The schematic situation in the longitude quadrants $270^\circ < l < 360^\circ$ and $180^\circ < l < 270^\circ$ is similar to that illustrated here, except for a reversal of the sign of the velocity.

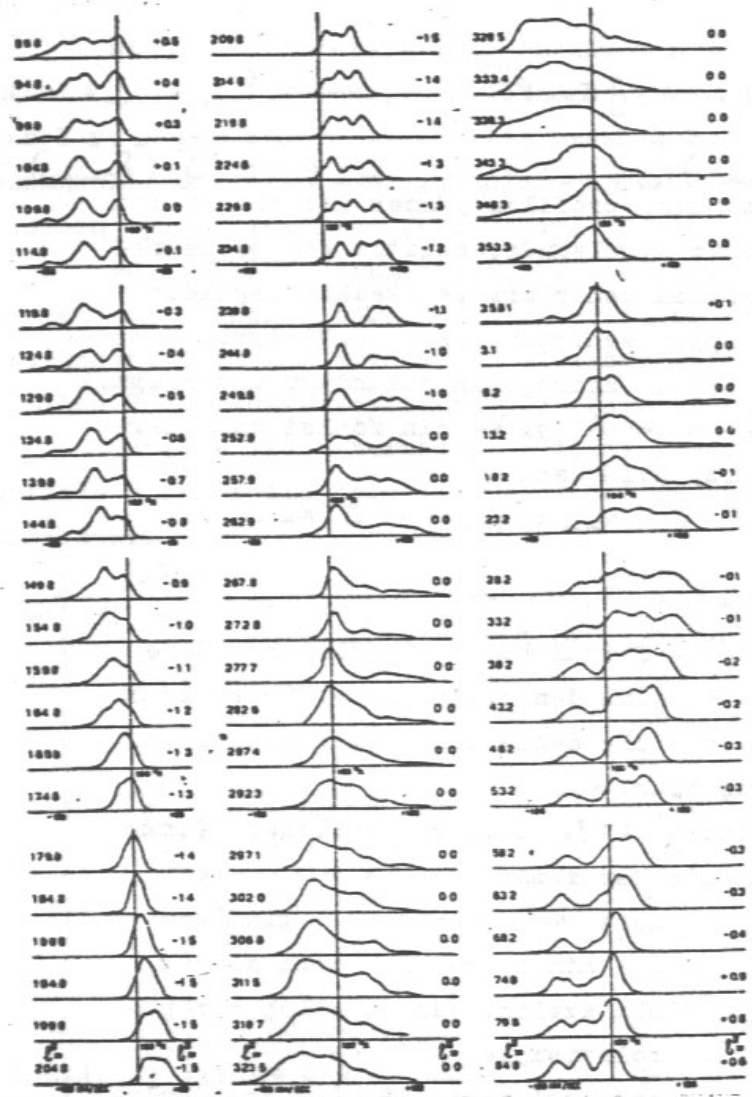
Bir profilde V nin sınır değeri ölçülerek ve bu değeri bu galaktik enlemde merkeze en yakın $R_o \sin l$ uzaklığındaki noktaya atfederek $\omega(R)$ elde edilmiş olur. Ancak R_o ve ω_o başka yöntemlerde bulunmuş olmalıdır. Bu maksimum hız şöyle yazılabilir :

$$\begin{aligned} V_m &= R_o [\omega(R_{\min}) - \omega_o] \sin l \quad \dots(19) \\ &= R_o \omega(R_{\min}) \sin l - R_o \omega_o \sin l = S(R_{\min}) - S_o \sin l \end{aligned}$$

Gözlemlerden bu hız bulunurken, profilin yüksek hız sınırı iyi belirlenmiş olmalıdır. Fakat uygulamada, çeşitli genişleme mekanizmaları nedeniyle profilin kenarları pek keskin değildir ve çoğunlukla karmaşık bir yapıya sahiptir (bkz. Aşağıda verilen Şekil). Ayrıca, merkeze en yakın noktada gerçekten hidrojenin bulunduğunu varsaymak gerekir. Dairesel hız $S(R) = \omega R$ yi V_{\min} nin fonksiyonu olarak veren çizgisel (lineer) hız (19) bağıntısından

$$R_o = \omega(R_{\min}) \sin l = R_{\min} \omega(R_{\min}) = S(R_{\min})$$

konularak bulunabilir :



Galaktik boylamda yaklaşık 5° aralıklarla ölçülen
21 cm fizgi profilleri. Sol rakamlar boylam, sağ rakamlar
enlem dir.

$$S(R_{\min}) = |V_m| + R_o \omega_o \sin l \quad \dots(20)$$

$$V_m = S(R) - S_o \sin l$$

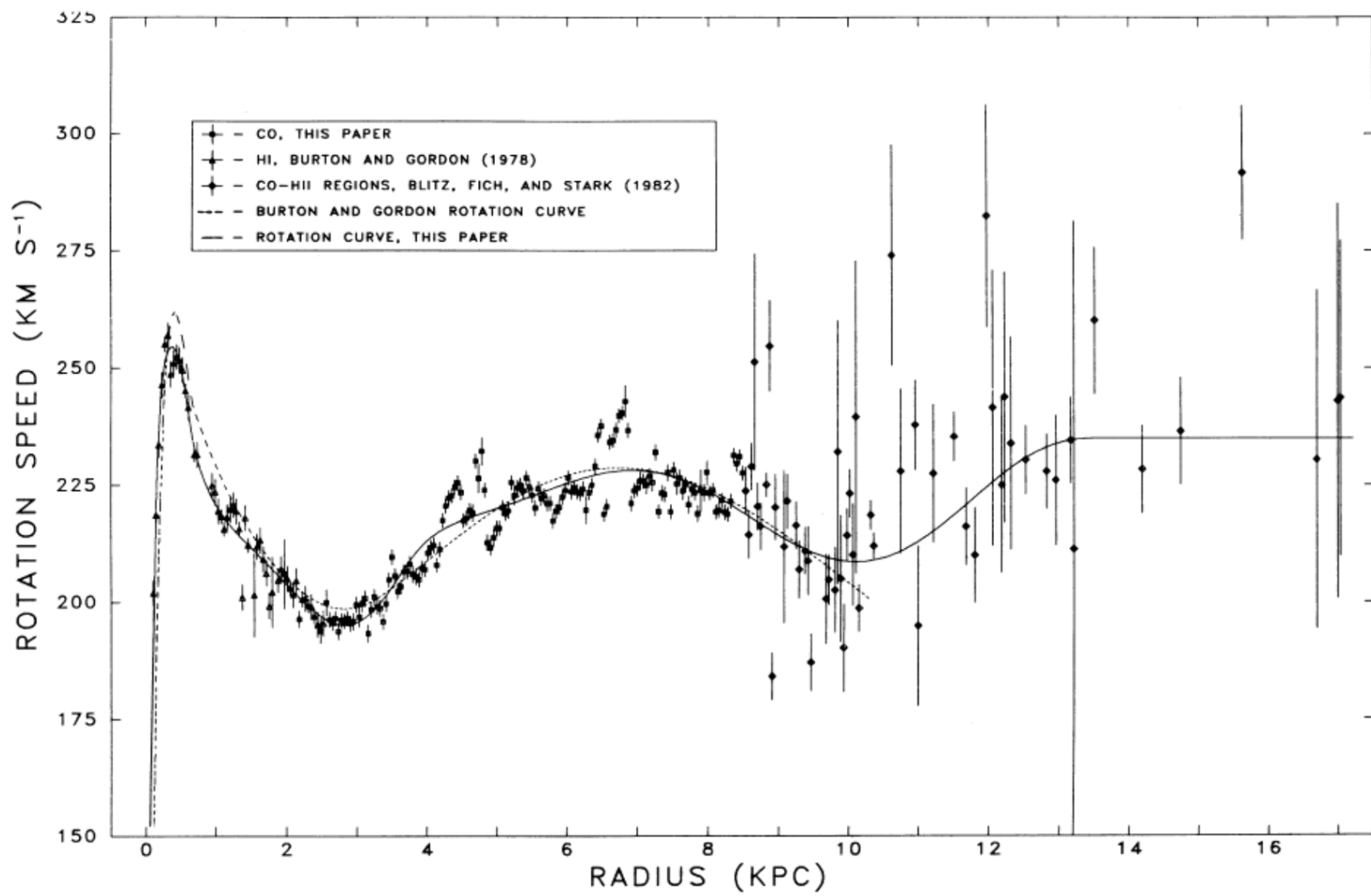
Dönme eğrisini verecek formül budur. Ölçülen her V_m ye karşılık gelen uzaklık $R = R_o \sin l$ den bellidir. (20) den de S hesaplanır. Böylece S nin R ile değişimini veren fonksiyon, yani dönme eğrisi bulunmuş olur.

Bu en büyük hız yöntemi $R > R_o$ için kullanılamaz. Çünkü $90^\circ < l < 270^\circ$ bölgesinde her zaman $R > R_o$ dır ve r arttıkça R sürekli artar. Böylece $\omega(R) - \omega_o$ gittikçe daha negatif olur. Dolayısıyla $\sin l$ nin işaretine bağlı olarak V ya devamlı artar ya da devamlı azalır. Yani ölçülen bir hıza karşılık gelen ve dolayısıyla $R > R_o$ için dönme eğrisi 21 cm gözlemlerinden bulunamaz. $R < R_o$ için bulunan dönme eğrisinin yalnız çekimsel kuvvetleri temsil ettiği varsayılır ve bundan galaksideki kütle dağılımı hesaplanır. Bu dinamik modelden de $R > R_o$ için dönme hesaplanır.

Uygulamada en büyük hız yöntemi $l < 20^\circ$ ve $l > 340^\circ$ için (merkez doğrultusu) iyi sonuç vermez. Çünkü hem dairesel olmayan büyük hızlar vardır ve hem de çizgi profillerinin genişlemesi nedeniyle bakış doğrultusundaki uzaklık hatası çok büyük olmaktadır.

$75^\circ < l < 90^\circ$ ve $270^\circ < l < 295^\circ$ aralıklarında da yöntem zayıf kalmaktadır. Bu doğrultulardaki geometri nedeniyle R nin, dolayısıyla V nin bakış doğrultusundaki r uzaklığı ile değişimi yavaştır. Bu, en büyük hıza kesin bir uzaklık vermeyi güçleştirmektedir. Sonuç olarak 21 cm gözlemleri dönme eğrisini en iyi $4 < R < 9$ kpc aralığında vermektedir. Aşağıdaki şekilde $22^\circ < l < 70^\circ$ aralığında yapılan gözlemlerden elde edilen dönme eğrisi verilmektedir. Görüleceği gibi, S nin R ile değişimi katı cisim dönmesinden çok daha yavaştır. Bu belirgin diferensiyel dönme, toplam kütlelerin merkeze doğru hızla arttığını göstermektedir.

Gözlemci samanyolu sistemi içinde ve onunla döndüğüne göre, dönme eğrisinin ölçeğini ve sıfır noktasını belirlemek için gözlemcinin merkeze uzaklığı R_0 ve dönme hızı $S_0 = \omega_0 R_0$ bilinmelidir.



Bu nicelikler yapılan optik gözlemlerle elde edilebilir. Bunlara dayanarak $R_o=10$ kpc kabul edilmiştir. Gerçek değerin daha küçük olduğu sonradan bulunmuştur.

Güneşteki dönme hızı, dolaylı yoldan, Oort sabitleri A ve B den bulunur.

$$\frac{dV_m}{d(\sin l)} = R_o \frac{dS}{dR}$$
$$AR_o = -\frac{1}{2} \left[\frac{dV_m}{d(\sin l)} \right]_{\pi_o}$$
$$A = -\frac{1}{2} R_o \left(\frac{d\omega}{dR} \right)_{R_o} = \frac{1}{2} \left[\frac{S_o}{R_o} - \left(\frac{dS}{dR} \right)_o \right]$$
$$B = -\omega_o - \frac{1}{2} R_o \left(\frac{d\omega}{dR} \right)_{R_o}$$

Şeklinde tanım yapıldığına göre $\omega_o=A-B$ ve $S_o=\omega_o R_o$ olur.

A ve B için

$$A = 15 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} , \quad B = - 10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

kabul edilmiştir. Bunlardan $S_0 = 250 \text{ km s}^{-1}$ bulunur. Bu değerlerde %20 yi bulan yanlılgılar olabilir.

21 cm gözlemleri A ya da R_0 ı ayrı ayrı vermez, ancak AR_0 çarpımını verir. Bu da denetim için, ya da biri bilinince diğerini bulmak için kullanılır. Radyo gözlemleri AR_0 için $135 - 150 \text{ km s}^{-1}$ arasında sonuçlar vermektedir. AR_0 çarpımı radyo astronomide şöyle bulunur :

Güneş komşuluğunda, $R \approx R_0$ için

$$\omega(R) = \omega_0 + (R - R_0) \left(\frac{d\omega}{dR} \right)_{R_0} \quad \dots(21)$$

yazılabilir. Oort sabiti A kullanılırsa

$$\omega(R) = \omega_0 - (R - R_0) \frac{2A}{R_0}$$

Bu (18) denkleminde yerine konursa,

$$V = - 2A (R-R_0)\sin l \quad \dots(22)$$

Dairesel hızlar varsayıldığına göre en büyük hız V_m de artık ikilem yoktur. Çünkü bu hız $R=R_{\min} = R_0 |\sin l|$ ye karşılık gelir. Bu durumda V_m ölçülürse, (22) den

$$AR_0 = V_m [2\sin l (1- |\sin l|)]^{-1} \quad \dots(23)$$

$R \approx R_0$ varsayımının geçerli olması için boylam 90° den çok küçük olmalıdır.

Yukarıdaki Şekilde verilen dönme eğrisinde düzensizlikler görülmektedir. Bu önceleri V_m noktasında yeteri kadar hidrojen olmadığı şeklinde yorumlanmıştı. Daha sonra görüldü ki bunun kaynağı galaktik hız alanındaki düzensizliklerdir.

Dairesel hız varsayımının yetersiz kaldığını gösteren başka göstergeler de vardır. Bu, aşağıda verilen Şekilde $l = 1^\circ$, $l=90^\circ$ ve $l=180^\circ$ doğrultularında gözlenen çizgi profillerinde görülmektedir. $l=0^\circ$ ve $l=180^\circ$ de çizgi profilleri, yalnız dairesel hareket varsa, sıfır hız etrafında simetrik olmalıdır. Oysa yarıçapı doğrultusunda kuvvetli hızlar görülmektedir. $l=90^\circ$ de pozitif hız "tepesi" beklenmemektedir. Oysa $V \approx +60 \text{ km s}^{-1}$ de bir maksimum vardır. $270^\circ < l < 360^\circ$ bölgesinden bulunan dönme eğrisi ile daha önce verilen (iki şekil önce) Şekil ($0^\circ < l < 90^\circ$) arasında, $5 < R < 8 \text{ kpc}$ için, 10 km s^{-1} e varan sistematik farklar bulunmaktadır. Bu farklar ve iki şekil önceki Şekildeki görülen düzensizlikler, dairesel hareketten sapmaların var olduğunu göstermektedir.

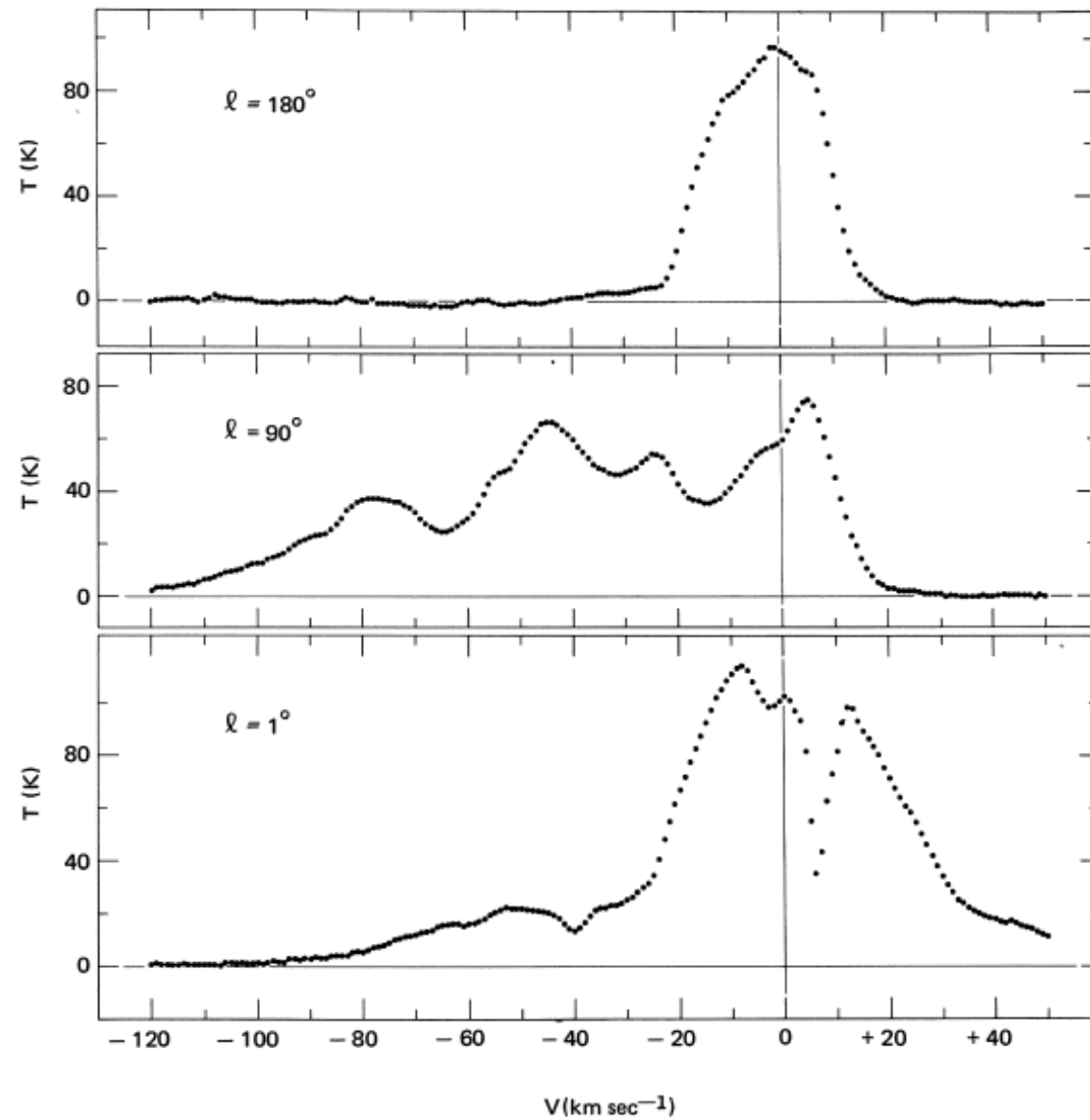
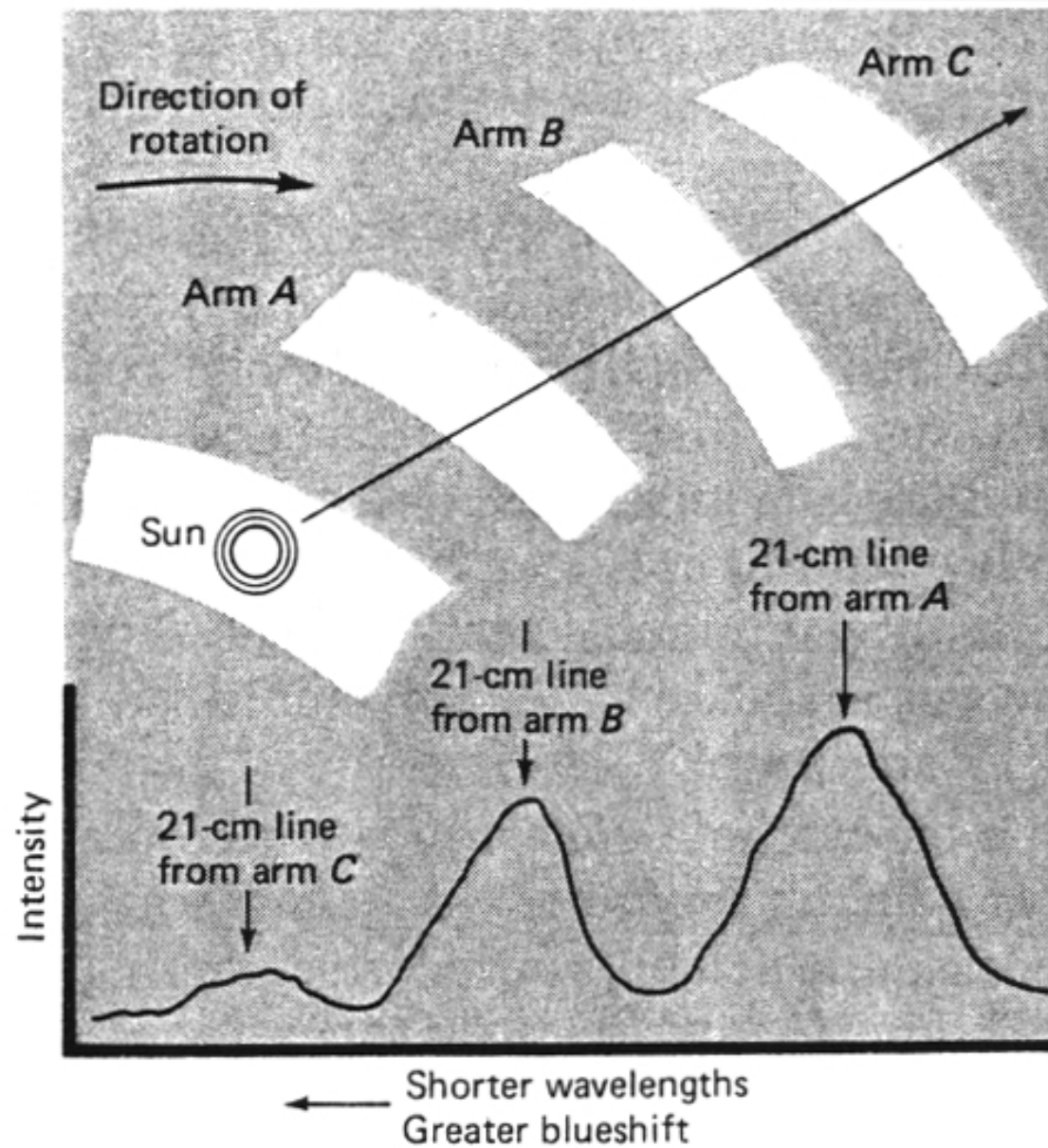


Figure 4.6 Line profiles observed in cardinal directions at $b = 0^\circ$, unambiguously showing systematic deviations from circular motion. Because of very strong absorption at $l = 0^\circ$, the profile at $l = 1^\circ$ is substituted for it. The profile at $l = 180^\circ$ was observed by Velden (1970); the other two profiles were observed by Burton (1970a).



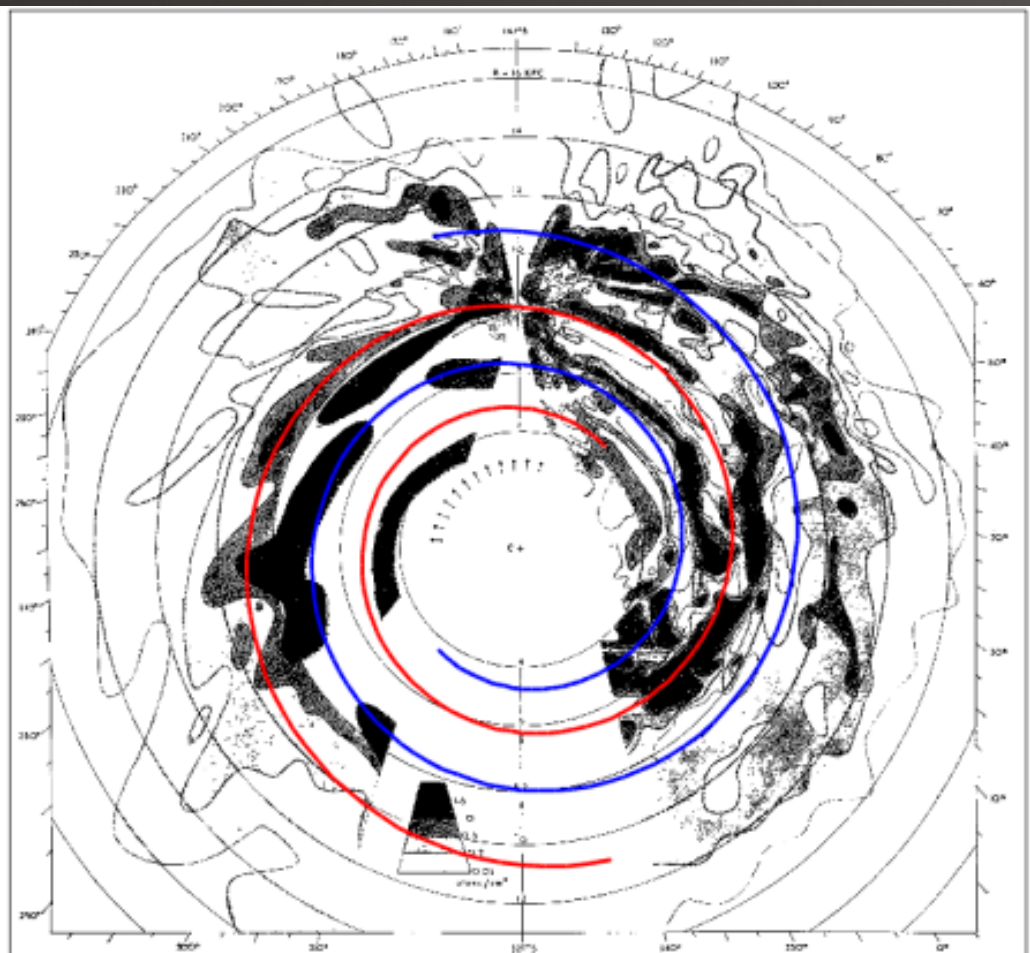


FIG. 4.—Distribution of neutral hydrogen in the Galactic System. The maximum densities in the z -direction are projected on the galactic plane, and contours are drawn through the points.

