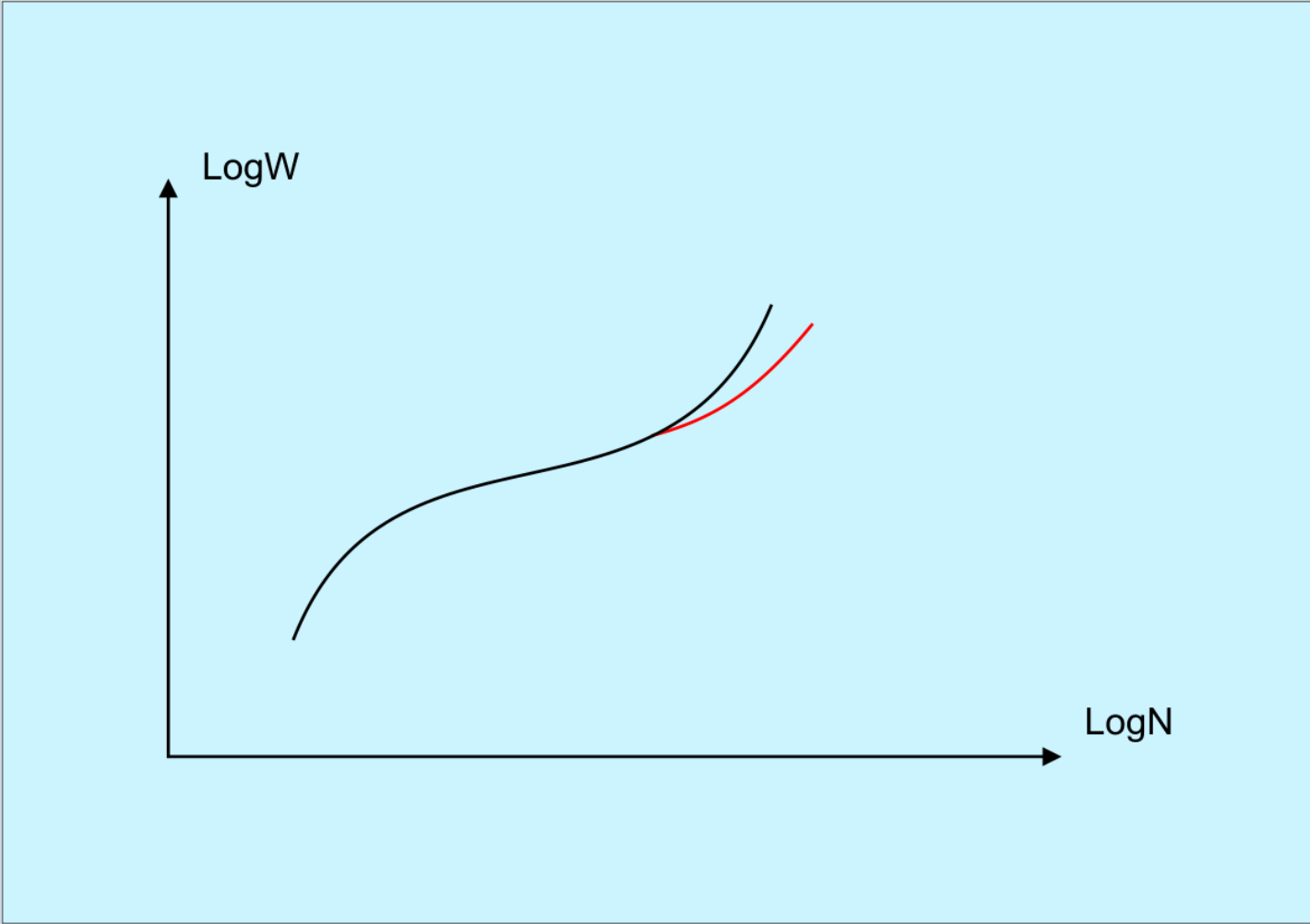


14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

Eğer **profillerin alanları ölçülür** ve **N** nin **fonksiyonu** olarak işaretlenirse, **örneğin Fe I in 4045.80 çizgisi için büyüme eğrisi elde edilir**. Belli bir N_0 (= 10^{13}) değerine kadar **W**, **N** ile orantılı olarak artar. Bu kola Doppler kolu denir ve **N** nin bu değerleri için çizginin kanatları yoktur. **Profil Doppler profilidir**. Sonra bir aralıkta **N** nin artmasıyla, **W** hemen hemen sabit kalır ; **N** daha da fazla artarsa **W** yine artmaya başlar ama \sqrt{N} ile orantılı olarak artar (Şekil 14.5).

Pratikte tek bir çizgi için **$\log N \alpha_\nu$** ve **$\log W$** arasındaki bağıntı ile ilgilenilmez. Genelde verilen bir elementin, verilen bir düzeyinden geçişlerle oluşan çizgilerin **W leri** ölçülür. Bu çizgilerin **f** değerleri gerek teorik, gerekse deneysel çalışmalarla bulunmaktadır. Böylece **$\log f$** lere karşılık **$\log W$** leri işaretleyerek **gözlemsel büyüme eğrisi** elde edilir. **Şimdi işin uygulamasına geçmeden önce büyüme eğrisinin teorisini kısaca görelim.**

Bir çizginin teorik olarak profilinin elde edilmesi bu çizginin **ν frekansı** civarında geçiş denkleminin çözümü ile mümkün. Ancak çeşitli yaklaşımlar ve modellerle problemin çözümüne gidilmiştir :



Şekil 14.5. Büyüme eğrisinde sönmüleme kolları.

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

Menzel'e göre eğer bir çizgi, **SS** modeline uygun ve **sırf soğurma** ile olmuşsa

$$1 - R_v = \frac{I_v}{I_{vs}} = e^{-\tau_v} = e^{-N\alpha_v}$$

yazılabilir (**N** ; 1 cm² tabanlı, **h** yüksekliğinde bulunan **soğurucu atomların sayısıdır**,
ve

$$\tau_v = -\int_h^0 \kappa_v \rho dx = \kappa_v \rho h$$

dir). **I_v / I_{vs}** gözlemlerle bulunup gözlemsel profil elde edilebilir. **α_v teorik olarak hesaplanırsa teorik I_v / I_{vs} değerleri hesaplayıp elde edilen teorik profili gözlenmiş profil ile karşılaştırarak N değeri belirlenebilir.**

Ancak bir çizgi **sırf soğurma** ile meydana gelmiyor. Hem saçılma ve hem soğurma için **Minnaert deneysel bir formül** veriyor :

$$\frac{1}{R_v} = \frac{1}{\alpha_v N} + \frac{1}{R_o}$$

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

Menzel çizginin **sırf saçılma** ile meydana geldiği zaman **çizgi derinliğinin SS modelinde** şu şekilde olduğunu gösteriyor ;

$$\frac{I_{\nu}}{I_{\nu s}} = \frac{1}{1 + N\alpha_{\nu}}$$

Bu durumda (**çizgi simetrik**),

$$W_{\nu} = \int_0^{\infty} R d\nu = \int_0^{\infty} \frac{N\alpha_{\nu}}{1 + N\alpha_{\nu}} d\nu$$

Burada α_{ν} için **yaklaşık bir formül** kullanırsak :

$$\alpha_{\nu} = \frac{\pi e^2}{mc} f \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{c}{\nu_o \nu_o} e^{-\left(\frac{c}{\nu_o}\right)^2 \left(\frac{\nu - \nu_o}{\nu}\right)^2} + \frac{\gamma}{4\pi^2 (\nu - \nu_o)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \right]$$

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

Bu yaklaşımda, çizginin merkezinde yalnız Doppler etkisi (çünkü $\alpha_v(\text{Doppler}) \gg \alpha_v(\text{sönümlenme-damping})$), kanatlarda ise yalnız sönümlenme etkisi göz önüne alınmıştır. Böylece ilk terim çizginin merkezi kısmında, ikinci terim kanatlarda kullanılmıştır.

$$X_o = \frac{N\pi e^2}{mc} f \frac{c}{\sqrt{\pi v_o v_o}} = N\alpha_o$$

koyarsak, X_o çizginin merkezindeki soğurmayı gösterir. Burada α_o sönümlenme sıfır iken çizginin merkezindeki ($v = v_o$) soğurmadır.

1- $X_o \leq 0.1$ olduğu zaman (yani zayıf çizgiler için) α_v eşitliğinin ikinci tarafı ihmal edilebilir. W_λ yı veren yukarıdaki integral alınırsa,

$$\frac{W}{\lambda} \cong \sqrt{\pi} \frac{v}{c} X_o$$

elde edilir.

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

2- $X_o \gg 1$ olduğu zaman α_v nün ilk terimi ihmal edilip W_λ yı veren integral alınır

$$\frac{W}{\lambda} \cong \frac{\pi^{1/4}}{2} \left[X_o \frac{v}{c} \frac{\gamma}{v_o} \right]^{1/2}$$

olduğu bulunur.

3- X_o 'ın ara değerleri için nümerik integrasyon da

$$\frac{W}{\lambda} \cong \frac{2v}{c} (\ln X_o)^{1/2}$$

vermektedir.

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

O halde teorik büyüme eğrisi üç kol ile karakterize edilmiş olacaktır :

$$\log \frac{W}{\lambda} \cdot \frac{c}{v} \cong \log \sqrt{\pi} X_o$$

$$\log \frac{W}{\lambda} \cdot \frac{c}{v} \cong \log \left[2 \sqrt{\ln X_o} \right]$$

$$\log \frac{W}{\lambda} \cdot \frac{c}{v} \cong \log \frac{\pi^{1/4}}{2} \sqrt{X_o Z}$$

Burada

$$Z = \frac{\gamma}{v} \cdot \frac{c}{v}$$

$$X_o = \frac{\pi e^2}{mc} \cdot \frac{c}{\sqrt{\pi} v_o v_o} \cdot Nf$$

ve C sabit alarak,

$$\log X_o = \log N + \log f + \log C$$

dir.

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

Birinci kolda W / λ , Nf ile orantılı ve çizgi, sönümlenme kanatları olmayan Doppler profili verir. İkinci kolda W / λ , Nf ile çok yavaş artıyor. Doppler merkezi (çekirdek) doymuştur, fakat soğurucu atomlar sönümlenme soğurmasının etkin olması için yeterli miktarda değildir. Düz kol, soğurucu atomların sayısı gazın kinetik sıcaklığına bağlı belli bir değere erişince başlar. Kinetik sıcaklık ne kadar yüksek ise çizginin merkezinden daha da büyük uzaklıklarda soğurma yapabilen atomların sayısı da o kadar büyük olur. Dolayısıyla kinetik sıcaklığın artmasıyla Doppler merkezi (core) daha büyük sayıda atom için doymuş hale gelir. Üçüncü kolda W / λ , $(Nf)^{1/2}$ ile orantılıdır ve γ nın farklı değerleri için bir eğri ailesi elde edilir.

Unsöld, atmosfer için SS modelini kabul etti. R_v için formülü, soğurma çizgilerinin yalnızca saçılma ile meydana gelmediğini hesaba katarak değiştirdi. Yani $R_o < 1$ idi. Minnaert'in saçılma ve soğurmayı da içeren deneysel olarak bulunduğu ifade şöyledir :

$$\frac{1}{R_v} = \frac{1}{NH\alpha_v} + \frac{1}{R_o}$$

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

Menzel'in N ile gösterdiği fotosfer üzerindeki atom sayısı, burada NH dir. H fotosferin yüksekliği olduğuna göre N , 1 cm^3 deki atom sayısı, NH da tabanı 1 cm^2 ve yüksekliği H olan bir silindir içindeki atomların sayısıdır. Sırf saçılma halinde $R_o = 1$ olur ve bu ifade Menzel'in formülüne dönüşür :

$$\frac{1}{R_v} = \frac{1}{NH\alpha_v} + 1 \quad , \quad 1 - \frac{I_v}{I_{vs}} = \frac{NH\alpha_v}{1 + NH\alpha_v}$$
$$\frac{I_v}{I_{vs}} = \frac{1}{1 + NH\alpha_v}$$

$R_o < 1$ için Minnaert'in formülü soğurmayı da hesaba katar. Soğurucu atomların sayısı çok küçük ise

$$NH\alpha_v \ll R_o$$

olur ve yukarıdaki eşitlik şu hale gelir :

$$R_v = NH\alpha_v \quad , \quad \frac{I_v}{I_{vs}} = 1 - NH\alpha_v$$

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

Eğer **sırf soğurma** halindeki

$$\frac{I_v}{I_{vs}} = e^{-NH\alpha_v}$$

eşitliğini seriye açar ve $NH\alpha_v$ nin ikinci kuvvetini ihmal edersek, NH 'ın çok küçük olması halinde elde edilen yukarıdaki eşitlik bulunur.

Wrubel, farklı B_0 / B_1 değerleri için çeşitli eğri aileleri elde etti. Bunlar şekil olarak hemen hemen aynıdır ve x eksenini boyunca kaydırılarak çakıştırılabilirler. B_0 ve B_1 , T_0 ve v nün bir fonksiyonu olduğundan ve bir yıldız için T_0 sabit olduğundan, farklı tayf bölgesinde aynı $\log (W / b)$ değerine karşılık gelen $\log \eta_0$ değerlerindeki farklılık, atmosferik opasitenin v ile değiştiğini gösterir.

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

14.2. Yıldız Tayflarının Analizinde Büyüme Eğrisinin Kullanımı

Kuramsal büyüme eğrisinin hesaplanmasında sadece Doppler ve doğal genişleme göz önüne alındığından, Balmer çizgilerine veya He çizgilerine uygulanamazlar. Çünkü bunlar Stark etkisine duyarlıdır. Bu iki elementin eşdeğer genişliklerinin yorumu daha sonra tartışılacaktır.

Yukarıda belirtildiği gibi kuramsal olarak hesaplanan büyüme eğrisi

$$\log \frac{W_\lambda}{\Delta\lambda_D} = \log \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot \frac{c}{v_o}$$

değerini $\log X_o$ in fonksiyonu olarak vermektedir. Burada

$$X_o = Na_o = \frac{\sqrt{\pi}e^2}{mc} \cdot Nf \cdot \frac{1}{\Delta v_D} = \frac{\sqrt{\pi}e^2}{mc} \cdot Nf \frac{c}{v_o v_o}$$

olup v_o çizgiyi oluşturan atomların ortalama rasgele hızıdır.

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

Bir yıldızın tayfındaki çizgilerin eşdeğer genişliklerinden gözlemsel büyüme eğrisini bulalım. Tek bir çizgi ile büyüme eğrisinin elde edilemeyeceği açıktır. Çünkü bir çizgi için $N_i f_i$ nin tek bir değeri vardır. Büyüme eğrisi elde etmek için bir dizi $N_i f_i$ değeri için gözlenmiş W_λ lar gerekmektedir. Böyle bir bağıntı, merkez dalgaboyu λ_o ları hemen hemen aynı, N_i leri aynı fakat f_i leri farklı çizgilerden bulunabilir. Her f_i , büyüme eğrisinde farklı bir nokta verir. Bir “multiplet (yani çoklu)” bu özellikleri sağlayan çizgiler verir. X_o 'ı şöyle yazabiliriz :

$$\log X_o = \log C + \log N_i + \log f_i$$

$$\text{Burada } C = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc} \cdot \frac{\lambda_o}{v_o} = \text{sabit}$$

Çoklunun (Multipletin) her çizgisi için W_λ ölçülür. Sonra $\log (W_\lambda / \lambda)$, $\log f_i$ ye karşı noktlanır. Bu şekilde bir dizi nokta elde edilir.

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

Ancak genellikle bir **çoklu (multiplet)** tam bir büyüme eğrisi verecek kadar çizgiye sahip değildir ve **başka çoklular da** kullanılmalıdır. Bu farklı çoklular büyüme eğrisinin farklı kısımlarını verirler. Ancak **her kısım yatay eksen boyunca diğerine göre kaymış** olur. Bu **kısımlar yatay eksen boyunca paralel kaydırılıp çakıştırılarak** tek bir büyüme eğrisi elde edilir.

Şimdi bu gözlemsel büyüme eğrisini kuramsal eğri ile karşılaştıralım. Kuramsal eğride dikey eksen $\log [(W_\lambda / \lambda)(c / v_o)]$, yatay eksen $\log X_o$ dir. Bu iki eğri, yatay ve dikey kaydırmalarla çakıştırılabilir. Dikey kayma miktarı $\log (c / v_o)$ 'ı verecektir. Buradan v_o hızı hemen hesaplanır. Bulunan bu değer en olası ısısal hız $v_{ISI} = (2kT / m)^{1/2}$ ile karşılaştırılır (T uyarma sıcaklığıdır). Çoğunlukla $v_{ISI} < v_{BE}$ bulunmaktadır. Bunun için atmosferde ek bir “çalkantı hızı = mikrotürbülans” olduğu varsayılır ve,

$$v_o = \left(\frac{2kT}{m} + v_{cal}^2 \right)^{1/2}$$

den v_{cal} hızı da hesaplanır. Kuramsal eğri ile gözlemsel eğri arasındaki yatay fark, N_i değerini verecektir. Çünkü dikey kaydırmadan v_o ve dolayısıyla C bilinmektedir.

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

Büyüme eğrisinin daha doğru kullanma biçimi, N_i için Boltzmann dağılımını kullanmaktır.

$$N_i = N_{r,i} = \frac{N_r}{U_r(T)} \cdot g_i e^{-\chi_i/kT}$$

N_r , r defa iyonlaşmış atomların sayısı, g_i alt düzeyin istatistik ağırlığı, χ_i uyarma potansiyeli, T uyarma sıcaklığı, $U_r(T)$ ise bölünme fonksiyonudur.

$$\log X_o = \log \left[\frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc} \cdot N_i f_i \cdot \frac{\lambda_o}{v_o} \right]$$

$$\log X_o = \log \left[\frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc} \cdot \frac{N_r g_i f_i \lambda_o}{v_o} \frac{e^{-\chi_i/kT}}{U_r(T)} \right]$$

$$= \log \left[\frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc} \cdot \frac{N_r}{U_r(T)} \cdot \frac{1}{v_o} \right] + \log(g_i f_i \lambda_o) - \frac{\chi_i}{kT} \cdot \log e$$

$$= \log[C] + \log g_i f_i \lambda - \chi_i \theta_{exc}$$

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

Burada $\theta = 5040 / T_{exc}$, χ_i artık eV birimindedir. Gözlemsel büyüme eğrisi elde etmek için her çizgiye ait $\log (W_\lambda / \lambda)$ yı $(\log gf\lambda - \chi_i \theta)$ ya karşı noktalanır. Farklı çizgilerin aynı bir eğri oluşturması için en uygun θ seçilir (ortalama etrafında en az saçılmayı veren θ). Bu uyarma sıcaklığını verecektir ve çizgi oluşturan bölgeyi temsil eden sıcaklıktır. Farklı çizgiler farklı derinlikte oluşmuş ise tek θ bulmak mümkün olmayabilir.

Yukarıda belirtildiği gibi yine kuramsal eğriye göre dikey kaydırma v_o 'ı verecektir. Yatay fark ise

$$\log X_o - [\log gf\lambda - \chi\theta] = \log C$$

yi verecektir. Buradan da N_r hesaplanır. Tabii $U_r(T)$ yi yerine koymak koşulu ile.

Düşey ve yatay kaydırmalarda büyüme eğrisinin lineer ve düz kısımları kullanılır. Bir dizi hesaplanmış büyüme eğrilerinden, gözlenen ve hesaplanan "sönüm bölgesi"nin karşılaştırılması da

$$z = \frac{\gamma}{v} \cdot \frac{c}{v}$$

yi verecektir. c / v önceden bulunduğu göre buradan γ hesaplanır, bu da kuramsal γ ile karşılaştırılabilir.

14. BÜYÜME EĞRİSİ(Devamı)

Not : Belli bir L (toplam açısal momentum) ve S (spin momenti) için atomik enerji düzeyleri J nin farklı değerlerine göre ince yapı düzeylerine bölünürler. J nin değerleri S nin L ye göre yönelmesine bağlıdır. İki ana düzeyin ince yapı düzeyleri arasındaki geçişlerle meydana gelen çizgiler bir çoklu (multiplet) oluşturur.

Thomas – Kuhn Toplama Kuralı

Bu kural f osilatör yeğinliklerine ilişkindir. Bir atom için osilatör yeğinlikleri, Thomas – Kuhn toplama kuralı olarak adlandırılan çok önemli bir bağıntıyı sağlarlar. Bu bağıntı (kural) şöyledir : Eğer tüm olası dizilişler (konfigürasyonlar) arasındaki tüm olası geçişler için f lerin toplamını alacak olursak, atomdaki elektronların sayısını elde ederiz. Buna göre $n\ell$ düzeyinden $n'\ell'$ düzeyine geçişler için,

$$\sum f(n\ell ; n'\ell') = N \quad \dots\dots(1)$$

Burada N , atom ya da iyondaki elektronların sayısıdır (N : elektron sayısı). Örneğin demirde tüm optik ve X-ışın geçişleri için f değerlerinin tam bir toplamı 26 olacaktır.

Eğer daha iç kabuklardaki elektronlar çok sıkı bağlı iseler, onlar arasındaki etkileşmeleri onların dıştaki valans (değerlik ya da serbest) elektronlarla etkileşmelerini göz önüne almak gerekmez. Bu durumda toplam, genellikle değerlik elektronlar (dış yörüngedeki elektronlar) olduğundan,

$$\sum f(n\ell ; n'\ell') = r \quad \dots\dots(2)$$

yazılabilir. Burada r değerlik (valans) elektronların sayısıdır ve toplam, geçişlerin olabileceği tüm düzeyler için yapılmıştır.

Bu kuralı hidrojene uygularsak ;

Balmer serisi için : 2 nci düzeyden daha üst bir n düzeyine geçiş için f_{2n} değerleri aşağıda bir çizelge halinde verilmektedir .

Thomas – Kuhn Toplama Kuralı(Devamı)

$$H_{\alpha} : f_{2,3} = 0.641$$

$$H_{\beta} : f_{2,4} = 0.119$$

$$H_{\gamma} : f_{2,5} = 0.045$$

$$H_{\delta} : f_{2,6} = 0.022$$

$$H_{\varepsilon} : f_{2,7} = 0.012$$

$$\text{Öbür çizgiler için} : 0.042$$

$$\text{Süreklilik için} : 0.235$$

$$\text{Toplam} : 1.116 (!!?)$$

$$f_{nn'} = -\frac{g_{n'}}{g_n} f_{n'n}$$

denklemine göre ;

Lyman serisi : $L_{\alpha} : f_{2,1} = -0.104$ elde edilir. O zaman

$$\Sigma \mathbf{f} = 1.116 - 0.104 = \mathbf{1.012}$$

bulunur. Biz $\Sigma \mathbf{f} \cong \mathbf{1}$ bekliyorduk ancak elde edilen iyi bir sonuçtur.

Thomas – Kuhn Toplama Kuralı(Devamı)

Diğer bir örnek olarak Na_{11} ' i ele alalım ;

Na_{11} ' in dizilişi : $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$; $\Sigma f = 1$ alacağız.

Dolu olduğundan
göz önüne alınmaz

Ölçülen değerler ise ;

Temel düzey : $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$ ($\lambda 5896$) : $f = 0.328$
 $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ ($\lambda 5890$) : $f = 0.654$
 $3^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{1/2,3/2}$ ($\lambda 3302$) : $f = 0.014$
 $3^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2,3/2}$: $f = 0.0024$
 $3^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2,3/2}$: $f = 0.0007$

Toplam

= 0.9991

bulunur.

Thomas – Kuhn Toplama Kuralı(Devamı)

Şimdi bu $\Sigma f(n\ell ; n' \ell') = r$ kuralını **soğurma osilatör yeğinlikleri** cinsinden yazmak istersek ; sonuçlarımız, **soğurma osilatör yeğinlikleri** cinsinden ifade edilerek ,

$$\underbrace{\sum_{n''} f_{nn''}}_{\text{sogurma}} - \underbrace{\sum \frac{g_{n'}}{g_n} f_{n'n}}_{\text{salma}} + \underbrace{\int_0^{\infty} f_{nR} dR}_{\text{süreklilik sogurması}} = r \quad \dots(3)$$

Sol tarafta yazılan **ilk terim** **n** düzeyinden **soğurmaları** göstermektedir ve **toplam n'' > n** olan **tüm düzeyler için** yapılmıştır (**Şekil**).

İkinci terim **salmaları** gösterir ve **toplam n' < n** olan **tüm düzeyler için** yapılmıştır. Bu **salmalar**

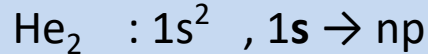
$$f_{nn'} = - (g_{n'} / g_n) f_{n'n}$$

bağıntısından **yararlanarak soğurma** cinsinden ifade edilmiştir.

Üçüncü terim ise **bağlı – serbest soğurmaları** gösterir ve **bu durumda atom elektronunu yitirir**. Yani **bu terim süreklilik soğurması için osilatör yeğinliğini belirtmektedir**.

Thomas – Kuhn Toplama Kuralı(Devamı)

(3) Denkleminin uygulamasını, helyum çizgilerine uygulayarak gösterelim. r değerinin seçiminde dikkatli olunmalıdır : örneğin helyum için r , baş seriler için 2 dir. Çünkü temel düzeyde 2 tane 1s elektronu vardır ve bunların ikisi de daha yüksek bir düzeye geçiş sırasında atlayabilir.



Baş seriler göz önüne alınırsa elektronların her ikisi s düzeyinde oldukları için her ikisi de aynı olasılıkla np düzeyine geçiş şansına sahip olduğundan $r = 2$ dir.

Ancak başka seriler göz önüne alınırsa ;

Herhangi bir anda daha yüksek bir düzeyde, bunlardan yalnızca bir tanesi bulunacağından, ikinci derece (subordinate) çizgiler için f değerleri, hidrojeninde olduğu gibi birim olacak şekilde toplanmalıdır. Örneğin $1p \rightarrow ns$ serisi için $r = 1$ olacaktır. Zira bir elektron $1p$ ye uyartılmıştır.

Thomas – Kuhn Toplama Kuralı(Devamı)

$1s1p \rightarrow$ durumu için, aktif olan elektron $1p$ düzeyindeki elektron olduğu için $r = 1$ dir.

Baş seri dışındaki tüm geçişler için $r = 1$ dir.

Özetle He_2 nin (ns^2) r değeri için iki durum vardır :

1°) Baş seriler için $r = 2$

2°) Diğer seriler için $r = 1$ alınır.

Eğer **tek çoklular (multiplets)** için f değerleri verilir ve ilgilenilen iki diziliş arasındaki tüm geçiş takımı için uygun f değerinin bulunması istenirse kolayca f lerin toplamının ve **her çoklunun** bundan çıkan f değeri hesaplanır, **sonra tüm dizilişin ağırlığına bölünür**. Kısaca ve başka deyimle ; iki diziliş arasındaki geçiş için f değerlerini bulma kuralı : Her bir takımın ağırlıklarıyla osilatör yeğinliklerinin çarpımlarının toplamı alınır ve toplam ağırlığa bölünürler.

Balmer serisinin bir çizgisini göz önüne alalım. Bu çizgi $2^2S - n^2P$ ve $2^2P - n^2S$, $2^2P - n^2D$ çiftlilerinden oluşur. 2S teriminin ağırlığı $g = 2$ ($L=0, S=1/2, J=1/2$; $g = 2J+1=2$), 2P teriminin ağırlığı ise $g = 6$ ($L=1, S=1/2, J=1/2, 3/2$; $g = 2+4 = 6$) dir. Aslında bu düzeyler $s = 1/2, -1/2$ den dolayı tekli değil, ikili düzeylerdir.

Thomas – Kuhn Toplama Kuralı(Devamı)

$n = 2$ düzeyi **Balmer serisi** olup bu,

2^2S ve

2^2P düzeylerinden oluşur.

O zaman $\Delta\ell = \pm 1$ **seçim kurallarını uygulayarak** geçişlerin ağırlıkları :

$$2^2S ; \quad 2^2S - n^2P \quad (\Delta\ell = \pm 1) \quad \dots g = 2$$

$$2^2P ; \quad 2^2P - n^2S \quad \dots g = 6$$

$$2^2P - n^2D \quad \dots g = 6$$

ler mümkündür. Görüldüğü üzere **bir seri geçişlerinden oluşacak çizgi aslında birbirine yakın üç çizgidir**, çünkü **3 geçiş söz konusu** olmaktadır. **Öyleyse**,

$$f_{2n} = \frac{1}{8} [2f(2,0;n,\ell) + 6f(2,\ell;n,0) + 6f(2,\ell;n,2)] \quad \dots(4)$$

genel olarak

$$f_{2n} = \frac{1}{g_2} \sum_{\ell,\ell'} g_{2,\ell} f(2,\ell;n,\ell') \quad \dots(4')$$

dir. **Ancak değerlik elektronları çok olan atomlar için Thomas – Kuhn kuralı pek uygun sonuçlar vermemektedir.**