

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
INSTITUTO DE FÍSICA

A REGIÃO NUCLEAR DA GALÁXIA SEYFERT NGC 7469\*

CHARLES JOSÉ BONATTO

Dissertação realizada sob a orientação da Dr<sup>a</sup>. Miriani G. Pastoriza, apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento final dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

\*Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

Porto Alegre

1987

A meus pais.

## AGRADECIMENTOS

a Miriani G. Pastoriza pela orientação e confiança,

a Horácio Dottori e demais membros do Departamento de Astronomia pelo incentivo recebido,

ao CNPq e CAPES pela aquisição de equipamentos, micro-computador e plotter, com os quais este trabalho pode ser realizado,

aos colegas do Instituto de Física pelos bons momentos proporcionados,

em especial à turma do Bar do Antônio, cuja amizade e presença compensam pelas incertezas do dia-à-dia,

a todos que, de uma forma ou outra, colaboraram para este trabalho,

a meus pais e irmãos por estarem sempre presentes.



## SUMÁRIO

INTRODUÇÃO.....	1
I - AS OBSERVAÇÕES E A REDUÇÃO DOS DADOS.....	6
I.1 - Observações e reduções iniciais.....	6
I.2 - Correções aplicadas aos espectros.....	12
I.2.1 - Correção por avermelhamento.....	13
I.2.2 - Correção por redshift.....	16
I.3 - A análise do contínuo.....	23
I.3.1 - A componente estelar.....	23
I.3.2 - O contínuo não-térmico.....	28
II - O MÉTODO DE ANÁLISE E SUA APLICAÇÃO.....	32
II.1 - Descrição do método de análise dos espectros.....	32
II.2 - Origem física do perfil gaussiano.....	38
II.3 - Descrição do método de ajuste.....	41
II.3.1 - A inclusão de vínculos.....	48
II.4 - Aplicação do método de ajuste aos espectros.....	50
II.4.1 - O ajuste do contínuo.....	50
II.4.2 - Aplicação do método às linhas de emissão.....	51
III - ANÁLISE DAS LINHAS PERMITIDAS.....	65
III.1 - As linhas de Balmer do H I.....	83
III.2 - O decremento de Balmer.....	90



IV - ANÁLISE DAS LINHAS PROIBIDAS.....	95
IV.1 - Correlação do FWHM com $N_e$ e $T_e$ .....	112
V - CÁLCULO DAS CONDIÇÕES FÍSICAS NAS REGIÕES EMISSORAS DAS LINHAS.....	126
V.1 - Cálculo da densidade e temperatura eletrônicas.....	126
V.2 - Determinação de $N_e$ e $T_e$ para a região das linhas estreitas.....	132
V.3 - Determinação da abundância relativa de íons com linhas de recombinação.....	138
V.4 - Determinação da abundância relativa de íons com linhas proibidas.....	144
VI - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES.....	150
VI.1 - O contínuo.....	151
VI.2 - As linhas de emissão.....	154
VI.2.1 - A região das linhas largas.....	160
VI.2.2 - A região das linhas intermediárias..	163
VI.2.3 - A região das linhas estreitas.....	167
VI.3 - Classificação dos espectros.....	169
VI.4 - Conclusões.....	176
VI.5 - Considerações finais.....	178
BIBLIOGRAFIA.....	180

## RESUMO

O espectro do núcleo da galáxia Seyfert 1 NGC 7469 apresenta linhas de emissão intensas e largas, com assimetria para o vermelho no caso das linhas de Balmer do H $\beta$ , e para o azul no caso de linhas proibidas.

Análises de espectros do núcleo e de sua vizinhança, tomados no telescópio de 1m do CTIO, acoplado ao detetor bi-dimensional 2D-FRUTTI, permitem que a estrutura da região nuclear seja estudada.

A decomposição dos perfis das linhas de emissão numa soma de gaussianas utilizando um programa de ajuste por mínimos quadrados não-lineares, mostra que existem 3 regiões de formação de linhas: a região das linhas largas, bastante próxima à fonte ionizante central,  $R < 0.05$  pc; uma zona de transição, a região das linhas intermediárias; e a região das linhas estreitas. Propriedades físicas que caracterizam essas regiões são obtidas.

Para a região das linhas estreitas, as correlações entre o FWHM e a densidade crítica para desexcitação, e entre o FWHM e o potencial de ionização, indicam uma estrutura de ionização: íons em estágios mais altos de ionização são encontrados mais profundamente na região. Cálculos da densidade e temperatura eletrônicas, e da abundância dos elementos mais comuns, são apresentados.



O contínuo estelar da galáxia hospedeira contribui com 50% para o contínuo observado em 5300 Å, e com 35% em 3850 Å. O contínuo não-térmico, representado por uma lei-de-potência  $F_{nt}(\lambda) = 6.0E-11 \lambda^{-1}$ , contribui com 4% em 5300 Å, e com 43% em 3850 Å. Abaixo de 3800 Å aparece um excesso do contínuo sobre as contribuições estelar e não-térmica.

A observação que o espectro tomado a 8" ao Sul do núcleo apresenta as características de uma região HII normal, indica a presença de estrelas jovens, implicando uma recente formação de estrelas nesta região.



## ABSTRACT

The nuclear spectrum of the Seyfert 1 galaxy NGC 7469 exhibits intense and broad emission lines: the HI Balmer lines are asymmetric to the red, whereas the forbidden lines are asymmetric to the blue.

The analysis of the nuclear and circumnuclear regions spectra, taken with the CTIO's 1m telescope and the bi-dimensional detector 2D-FRUITI, allows the structure of the nuclear region to be studied.

The emission line profiles decomposition in a sum of gaussians using a non-linear least-squares fitting program shows the existence of 3 emission line regions: a Broad Line Region, close to the central ionizing source, with  $R < 0.05$  pc; a transition zone, the Intermediate Line Region; and a Narrow Line Region. Physical properties characterizing those regions are obtained.

For the Narrow Line Region the correlations between the FWHM and the critical density for de-excitation, and between the FWHM and the ionization potential indicate an ionization structure: ions in higher ionization stages are found more internally in the region. Electron density and temperature calculations as well as the abundances of the most common elements are presented.

The host galaxy's stellar continuum contributes with 50% to the observed continuum at 5300 Å, and with 35% at 3850 Å. The non-thermal continuum represented by a power law  $F_{\text{nt}}(\lambda) = 6.0E-11 \lambda^{-1}$ , contributes with 4% at 5300 Å, and with 43% at 3850 Å. Below 3800 Å the overall continuum exceeds the stellar and the non-thermal contributions.

The resemblance of the spectrum taken at 8" South the nucleus with a normal HII region indicates the presence of hot young stars, implying a recent formation of stars in this region.



## INTRODUÇÃO

NGC 7469 é uma galáxia espiral, classificada como (R')SAB(rs)a, com velocidade radial  $V_r = 5000$  Km/s, o que dá, para  $H_0 = 50$  Km/s/Mpc, uma distância  $D = 100$  Mpc. As coordenadas equatoriais relativas à 1950 são :  $\alpha = 23\ 00.7$  e  $d = 08\ 36\ 00$ . A magnitude total é estimada como  $M_t = 12.8$ , (De Vaucouleurs e De Vaucouleurs, 1968).

Esta é uma das galáxias que fazem parte do grupo original de seis galáxias com núcleo ativo estudadas por Seyfert (1943). Uma fotografia de NGC 7469 é mostrada na figura 1.

O espectro do núcleo de NGC 7469 apresenta linhas de emissão muito intensas e largas. As linhas de Balmer do H I apresentam assimetria para o vermelho e, em suas bases, têm uma largura total à meia altura, em média, da ordem de  $\langle \text{FWHM} \rangle = 7800$  Km/s. Já as linhas do oxigênio 2 vezes ionizado, [OIII] 4959,5007 apresentam assimetria para o azul e têm, nas bases,  $\langle \text{FWHM} \rangle = 1300$  Km/s. O contínuo deste espectro apresenta uma inclinação crescente para o azul, característico de um espectro tipo lei-de-potência, e a presença de linhas de absorção, embora fracas, especialmente a linha K do CaII 3933, indica a contaminação por um espectro de origem estelar.



São também observadas linhas proibidas de íons em vários estágios de ionização, desde a linha do oxigênio neutro [OI] 6300, até a linha do ferro 9 vezes ionizado [FeX] 6375.

Estas características colocam NGC 7469 como um núcleo Seyfert 1 típico, também classificado como A1 por Steiner (1981).

Burbidge, Burbidge e Prendergast (1963), realizaram o primeiro estudo das regiões emissoras das linhas, observando que o perfil composto de  $H\alpha$  + [NII] 6548,6584 apresentava-se bastante alargado.

Diversas regiões do espectro de NGC 7469 têm sido estudadas nestes últimos anos : na região dos raios-X por Marshall et alli, (1981); no ultra-violeta por Westin, (1984,1985); no óptico, por Osterbrock, (1977), de Bruun e Sargent, (1978), Peterson et alli, (1982); no infra-vermelho por Rieke, (1978); e na região do rádio por Ulvestad et alli, (1981).

Observações sistemáticas no U, B e V, realizadas por Lutuji, (1973, 1977, 1979), Penston et alli, (1974) e Penfold (1979), mostram a existência de variabilidades do contínuo e das linhas de emissão, em escalas de tempo que variam desde dias a alguns anos.

Pela análise de vários espectros de núcleos ativos, sabe-se que o núcleo de algumas galáxias seyfert é composto

de várias regiões emisoras de linhas, (Alloin, Pelat, Boksenberg e Sarqent, 1983; Pelat, Alloin e Fosbury, 1981). Essas regiões são caracterizadas por parâmetros físicos diferentes, resultando que, da combinação de uma mesma linha emitida por mais de uma dessas regiões sejam produzidos os perfis complexos que são observados em geral.

O objetivo deste trabalho é estudar a estrutura da região nuclear de NGC 7469, e de sua vizinhança, em termos de sua composição e dinâmica. Para isto, serão analisados espectros da região óptica, tomados de NGC 7469 com um detector 2D-FRUITI acoplado ao telescópio de 1m do CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory).

O estudo dos perfis das linhas de emissão permite que propriedades físicas, como a temperatura e densidade eletrônicas dessas regiões onde se formam as linhas sejam estimadas. Para isto, os perfis são considerados como resultantes de uma combinação (soma) de gaussianas. Para a decomposição de tais perfis em termos de gaussianas, aplica-se um método de ajuste por mínimos quadrados não-lineares.

No capítulo I são apresentadas as observações e os procedimentos para a redução dos espectros, bem como as correções por avermelhamento e redshift aplicadas a esses espectros, e uma análise da composição do contínuo.

O método de análise das linhas de emissão; a decomposição em gaussianas; a base teórica do alargamento



gaussiano; o programa de ajuste dos espectros e a aplicação deste método ao espectro, encontram-se descritos no capítulo II.

Os capítulos III e IV se destinam a apresentação das análises, respectivamente, das linhas de emissão permitidas e proibidas presentes no espectro do núcleo de NGC 7469.

A presença de algumas linhas de emissão proibidas permite que a densidade e temperatura eletrônicas sejam determinadas. No capítulo V são apresentadas as relações teóricas usadas para essa determinação e os resultados obtidos de sua aplicação. O cálculo da abundância relativa de alguns elementos também é apresentado neste capítulo.

No capítulo VI é feita uma análise dos resultados obtidos nos capítulos anteriores.



Figura 1 - Fotografia de NGC 7469.

## I - AS OBSERVAÇÕES E A REDUÇÃO DOS DADOS.

Neste capítulo serão apresentadas informações relativas às datas e locais das observações, e também à redução dos espectros obtidos da galáxia NGC 7469. São apresentados também os procedimentos para as correções por redshift e por avermelhamento aplicadas aos espectros. Essas correções se fazem necessárias a fim de que os espectros obtidos nas observações representem o mais possível os espectros verdadeiros emitidos pela galáxia em estudo.

### I.1 - Observações e reduções iniciais.

Como material para análise, dispomos de 3 espectros da galáxia NGC 7469, tomados em diferentes posições em relação ao núcleo da galáxia, obtidos com o detetor 2D-FRUTTI.

Esse três espectros foram obtidos pela Dr<sup>a</sup>. Miriani G. Pastoriza e Thaisa S. Bergmann no telescópio de 1m do CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory) no Chile.



acoplado a um espectrógrafo Cassegrain e ao detetor bi-dimensional 2D-FRUTTI. A fenda utilizada para a obtenção destes 3 espectros tem geometria retangular com as seguintes dimensões : 8" X 6', orientada na direcção Leste-Oeste. Os 3 espectros foram tomados em diferentes regiões da galáxia, conforme consta na tabela I.1, na qual está incluída a data e o tempo de exposição de cada observação.

Espectro	Data	Posição	Tempo de expos.
1	4 5/9/86	núcleo	2000 s
2	2 3/9/86	5" norte	2000 s
3	4 5/9/86	8" sul	3000 s

Tabela I.1

A resolução obtida para cada espectro, calculada com base nas larguras das linhas dos espectros das lâmpadas de comparação, é da ordem de 5 Å (FWHM), ou  $3E+05$  Km/s, para a região em torno de 5000 Å.

Os espectros obtidos no CTIO foram reduzidos num computador da Data-General, um Eclipse MV/8000, em La Serena

(Chile), utilizando o programa de redução de dados espectrofotométricos TV-RED. Este programa corrige as distorções do detetor (aplicação do flatfield); faz a transformação de canais para comprimento de onda por comparação com espectros conhecidos tomados de lâmpadas de comparação (usualmente, lâmpadas de He-Arg-Ne); e calibra as contagens recebidas em termos de fluxo emitido pela galáxia ( $\text{erg/cm}^2/\text{s}/\text{\AA}$ ), por comparação com distribuições de energia de estrelas-padrão. A correção pela extinção atmosférica também é feita nesta primeira etapa da redução dos dados, no próprio local das observações.

Nas figuras I.1, I.2 e I.3, estão ilustrados os espectros após terem sido reduzidos conforme descrito acima. Na figura I.1 está o espectro da região nuclear; na figura I.2, o espectro tomado a 5" ao norte do núcleo; e na figura I.3, o espectro tomado a 8" ao sul do núcleo.



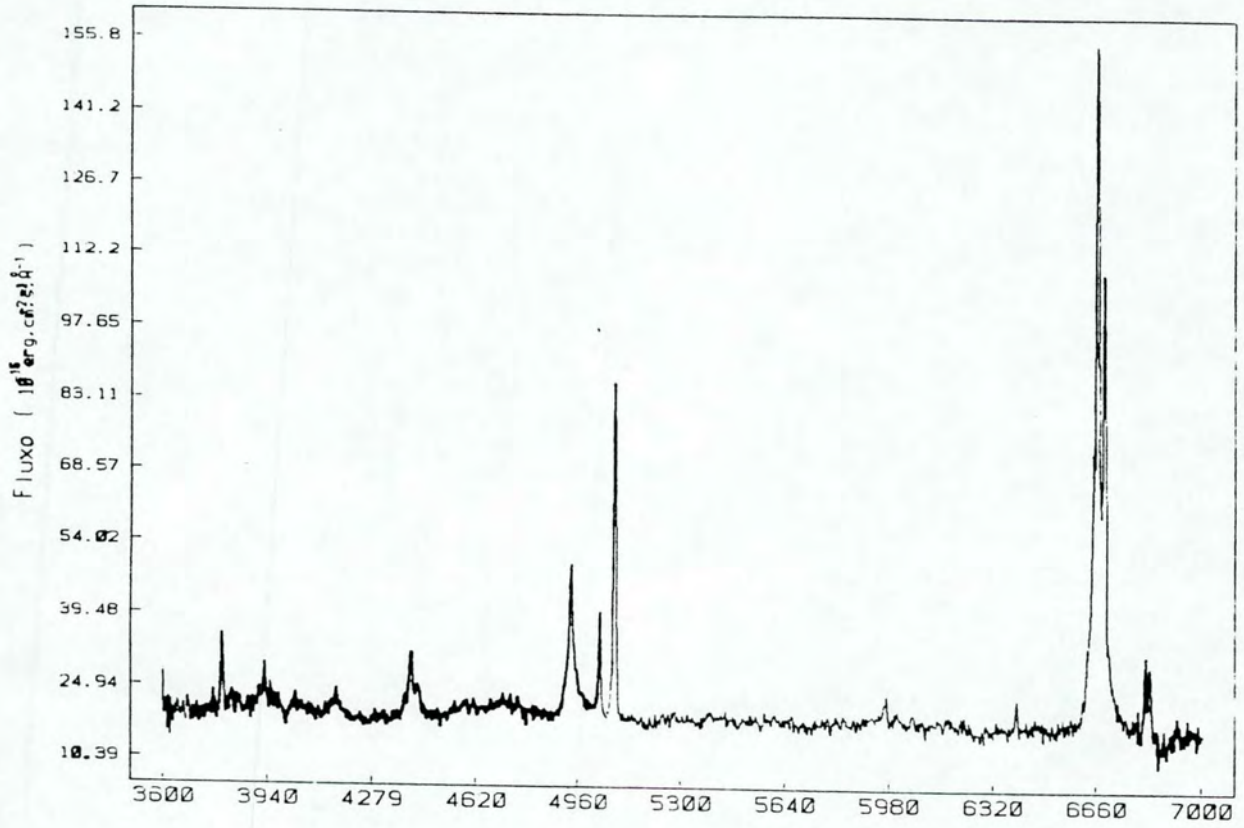


Figura I.1 - Espectro do núcleo de NGC 7469, obtido com o 2D-FRUTTI, e reduzido com o TV RED.

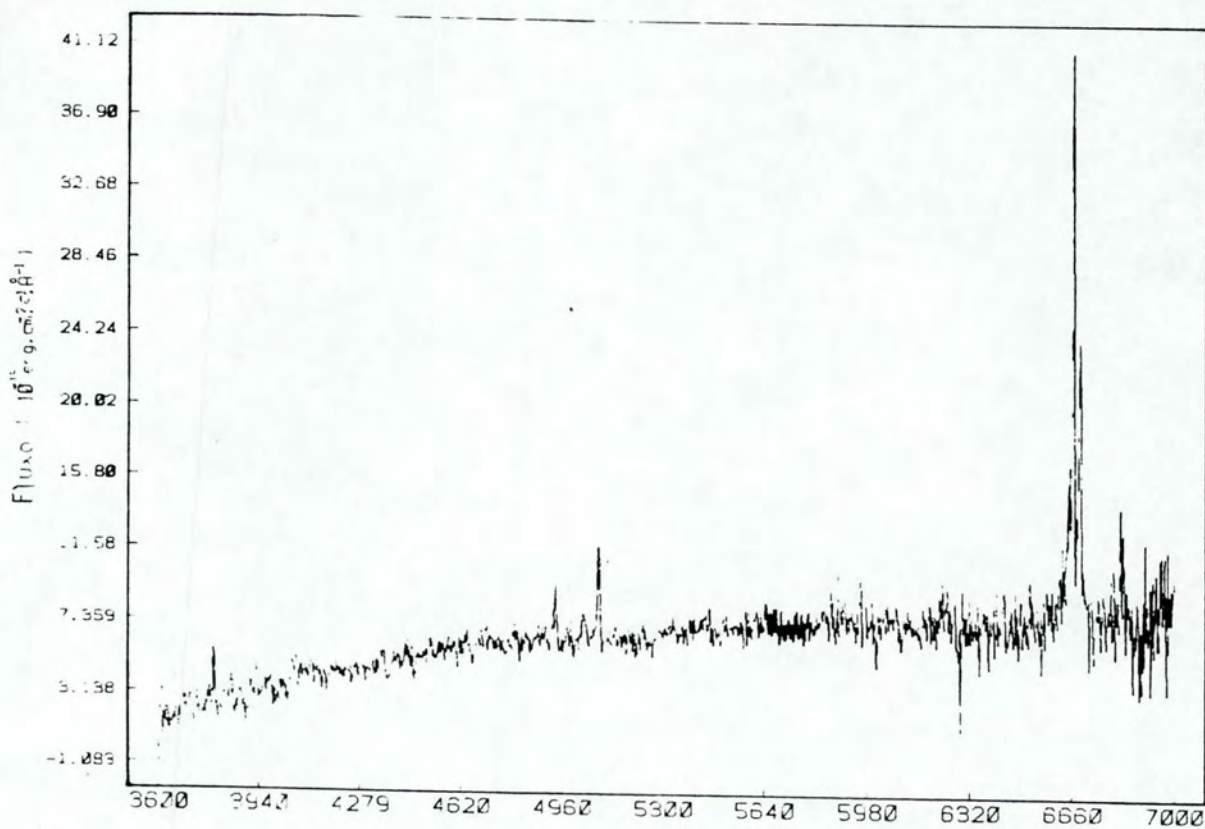


Figura I.2 - Espectro a 5" ao norte do núcleo de NGC 7469 tomado com o 2D-FRUITI e reduzido com TV RED.



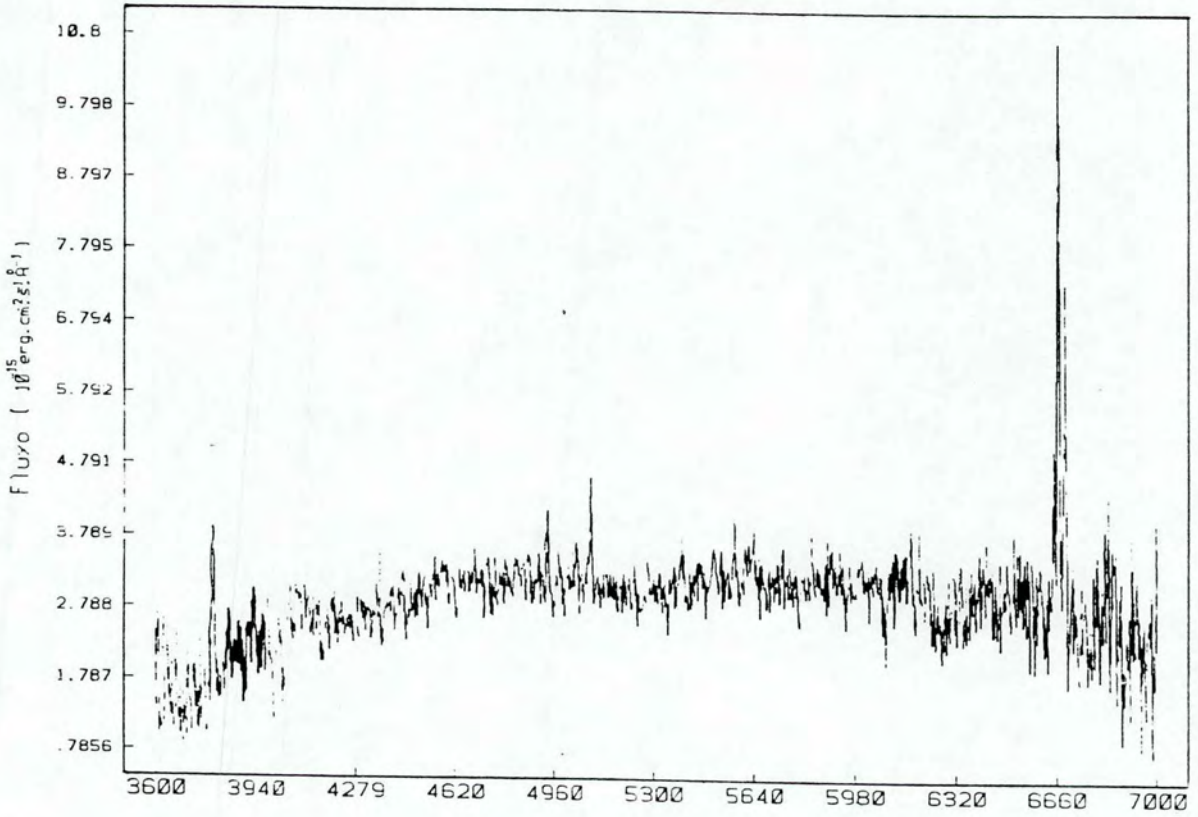


Figura I.3 - Espectro tomado a 8" sul do núcleo de NGC 7469, tomado com o 2D-FRUTTI e reduzido com o TV RED.

## I.2 - Correções aplicadas aos espectros.

Os espectros obtidos com o 2D-FRUTTI no CTIO e corrigidos pelos erros instrumentais e pela extinção atmosférica por meio do programa de redução de dados TV-RED, ainda estão afetados por vários fatores que tornam a distribuição de energia observada alterada em relação à distribuição verdadeira, isto é, em relação à energia emitida pela galáxia sob observação. Estes efeitos têm de ser levados em conta a fim de se obter uma distribuição espectral a mais aproximada possível da emitida pela galáxia em seu sistema de referência.

Os principais efeitos são :

- 1) absorção interna da própria galáxia que emite o espectro;
- 2) absorção interestelar devido ao caminho que a luz percorre dentro da nossa galáxia;
- 3) redshift, já que NGC 7469 está se afastando da nossa galáxia.



### I.2.1 - Correção por avermelhamento.

O método utilizado para a correção dos espectros pela extinção interestelar segue o trabalho de Seaton (1979), no qual são apresentadas expressões analíticas simples que ajustam a curva média de extinção interestelar para um intervalo, em comprimento de onda, entre 3500 - 11000 Å.

Para a utilização deste método, é necessário que se conheça o  $E(B-V)$  do objeto que se quer corrigir.

Para a correção de fluxos por avermelhamento, é útil definir-se uma função extinção  $f(\lambda)$ , normalizada em  $H\beta$ , de tal maneira que a extinção num comprimento de onda  $\lambda$  fica dada por

$$\text{dex}[-CB[1 + f(\lambda)]]$$

As seguintes definições são usadas :

$$1 + f(\lambda) = X(x)/X\beta$$

$$x = 1/\lambda, \lambda \text{ em } \mu\text{m}$$

$$X\beta = X(1/\lambda\beta) = 3.68$$

$$CB = 0.4 X\beta E(B-V)$$

$$X(x) = A_\lambda/E(B-V)$$

$A_\lambda$  é a extinção em magnitudes, e  $E(B-V) = A_b - A_v$ , onde  $A_b$  e  $A_v$  são as extincões nos comprimentos de onda dos filtros B e V.

No caso de objetos extra-galáticos,  $E(B-V)$  corresponde à soma do  $E(B-V)$  devido à nossa galáxia e ao  $E(B-V)$  interno de NGC 7469.

Dessa maneira, o fluxo observado em  $\lambda$ ,  $F_{ob}(\lambda)$ , e o fluxo corrigido  $F(\lambda)$ , estão relacionados por :

$$F_{ob}(\lambda) = F(\lambda) \text{dex}[-C\beta[1 + f(\lambda)]]$$

Usando as definições acima, podemos escrever

$$C\beta[1 + f(\lambda)] = C\beta X(x)/X\beta = 0.4X(x)E(B-V)$$

Assim, o fluxo corrigido fica dado pela seguinte expressão :

$$(1) \quad F(\lambda) = F_{ob}(\lambda) \text{dex}[0.4E(B-V)X(x)]$$

Os valores da função  $X(x)$  para  $2.7 < x < 10$ , ou seja  $1000 < \lambda < 3700 \text{ \AA}$ , podem ser calculados a partir das seguintes equações (Seaton, 1979):

$$\begin{aligned} 2.70(x < 3.65 & : X(x) = 1.56 + 1.048x + 1.01 / [(x - 4.6)^2 + 0.28] \\ 3.65(x < 7.14 & : X(x) = 2.29 + 0.848x + 1.01 / [(x - 4.6)^2 + 0.28] \\ 7.14(x < 10.0 & : X(x) = 16.17 - 3.20x + 0.2975x^2 \end{aligned}$$

Para valores de  $x$  dentro do intervalo  $1.0 < x < 2.7$ , ou  $3700 < \lambda < 10000 \text{ \AA}$ , foi utilizada uma tabela de  $X(x)$  apresentada por Nandy (1975), sobre a qual ajustou-se o seguinte polinômio de ordem 3.

$$X(x) = -0.0072 + 0.261x + 1.398x^2 - 0.318x^3$$

Baseado numa larga depressão em torno de 2200  $\text{\AA}$ , e em observações no infravermelho que mostram a presença de pó no núcleo, Westin (1984, 1985), calculou  $E(B-V) = 0.07$  para o avermelhamento interno de NGC 7469, e  $E(B-V) = 0.07$  devido à nossa galáxia.

Portanto, foi adotado  $E(B-V) = 0.14$  na equação (1), e com esse valor, os 3 espectros obtidos com o 2D-FRUTTI foram corrigidos.



### I.2.2 - Correção por redshift.

A velocidade radial de NGC 7469, conforme listado no Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, é  $V_r = 4874$  Km/s. O valor corrigido pelo movimento solar com respeito ao centróide de velocidades do grupo local de galáxias, fica em  $V_r = 5102$  Km/s. Este último valor da velocidade radial corresponde a um redshift  $Z = 0.0172$ .

A partir do espectro da região nuclear de NGC 7469, obtido em Tololo, foram identificadas as linhas mais salientes e o comprimento de onda no qual o máximo da linha foi observado. Como o redshift é bastante baixo para NGC 7469, não ocorrem dificuldades na identificação das principais linhas.

Conhecendo-se o comprimento de onda observado e o seu correspondente no sistema de repouso, calcula-se o redshift pela seguinte fórmula :

$$(2) \quad Z = 1 + \lambda_{ob}/\lambda_o$$

onde  $\lambda_{ob}$  e  $\lambda_o$  se referem, respectivamente, ao comprimento de onda observado e ao de laboratório do pico de uma linha.

Na tabela (I.1) abaixo, estão listados a identificação da linha, o comprimento de onda observado  $\lambda_{ob}$ , o comprimento de onda em repouso  $\lambda_0$  e o redshift  $Z$ , calculado conforme a eq.(2).

Linha	$\lambda_{ob}$	$\lambda_0$	$Z$
[OIII]	4430	4363.2	0.01531
[OIII]	5036	4959.0	0.01553
[OIII]	5084	5006.8	0.01542
[OI]	6400	6300.2	0.01580
[NII]	6686	6583.6	0.01555
[SII]	6822	6717.0	0.01563
[SII]	6836	6731.3	0.01555
H $\alpha$	4410	4340.5	0.01601
H $\beta$	4940	4861.3	0.01619
H $\alpha$	6667	6562.8	0.01588

Tabela I.1



Uma primeira inspeção da tabela I.1 mostra que existe uma diferença significativa no valor do redshift entre as linhas proibidas e as linhas de Balmer do HI.

Tomando-se em separado as linhas proibidas e as permitidas, temos que para as proibidas, o valor médio de Z fica dado por :

$$Z = 0.01554 \pm 0.00015$$

ou, em termos da velocidade radial

$$V_r = 4625.78 \pm 45.00 \text{ Km/s}$$

Para as linhas permitidas, temos :

$$Z = 0.01602 \pm 0.00016$$

$$V_r = 4767.50 \pm 47.99 \text{ Km/s}$$

O fato das linhas de Balmer do HI e as linhas proibidas apresentarem redshifts diferentes, aparece como uma evidência em favor da existência de pelo menos 2 subsistemas para a região das linhas de emissão no núcleo da NGC 7469. O mesmo já havia sido constatado em relação à galáxia I Zwick 41 por Phillips (1976). Neste caso, dois sistemas com diferentes redshifts foram encontrados, sendo que um é definido pelas linhas de emissão do [NeIII] e do [OIII], com  $Z = 0.0587 \pm 0.0001$ , correspondendo a uma velocidade radial,  $V_r = 17093 \pm 30 \text{ Km/s}$ . O outro sistema



encontrado em Zwicky, é definido pelas linhas do HI e do FeII, com  $Z = 0.0608 \pm 0.0002$ , e  $V_r = 17686.46 \pm 60$  Km/s.

No presente caso de NGC 7469, o valor adotado para a correção por redshift é o correspondente às linhas proibidas, ou seja,  $Z = 0.01544$ , o que significa  $V_r = 4625.78$  Km/s, ocasionando que, após a correção, as linhas permitidas se apresentassem sistematicamente com desvios para o vermelho em relação à posição esperada.

O fluxo emitido no sistema de referência de NGC 7469 num comprimento de onda  $\lambda$ , está relacionado com o fluxo observado em  $\lambda(1+Z)$  pela seguinte expressão

$$F(\lambda) = (1+Z)^2 F_{ob}[\lambda(1+Z)]$$

onde  $F(\lambda)$  é o fluxo emitido no sistema de referência da galáxia, e  $F_{ob}(\lambda)$  é o fluxo medido na Terra.

O resultado da aplicação de ambas as correções (avermelhamento e redshift), aos espectros obtidos com o 2D-FRUTTI pode ser visto nas figuras I.4, I.5 e I.6.

Na figura I.4 está plotado o espectro do núcleo já corrigido; na figura I.5 o espectro corrigido tomado a 8" ao sul do núcleo e na figura I.6 o espectro tomado a 5" ao norte do núcleo.

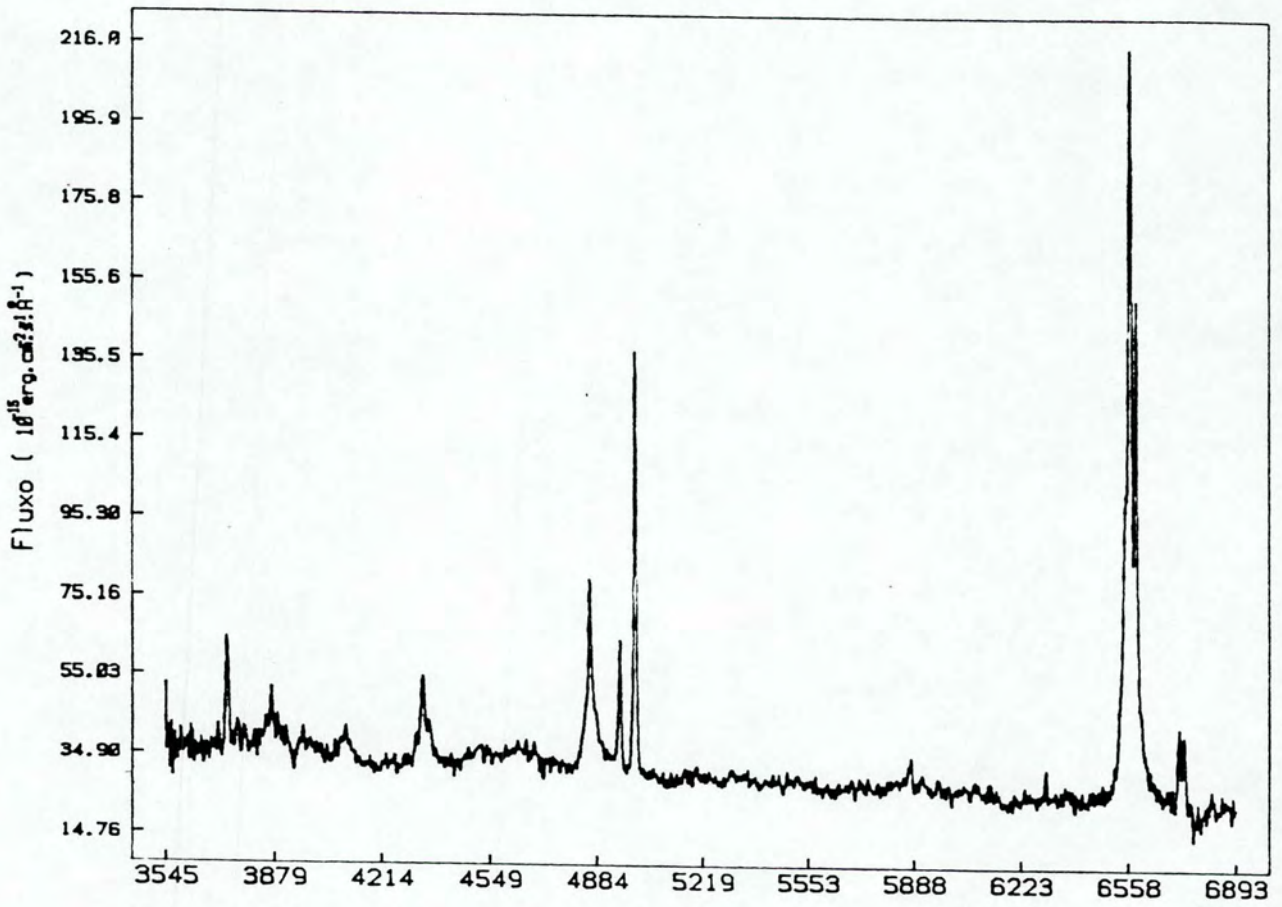


Figura I.4 - Espectro do núcleo de NGC 7469 obtido com o 2D-FRUITI, após as correções por redshift e por avermelhamento.

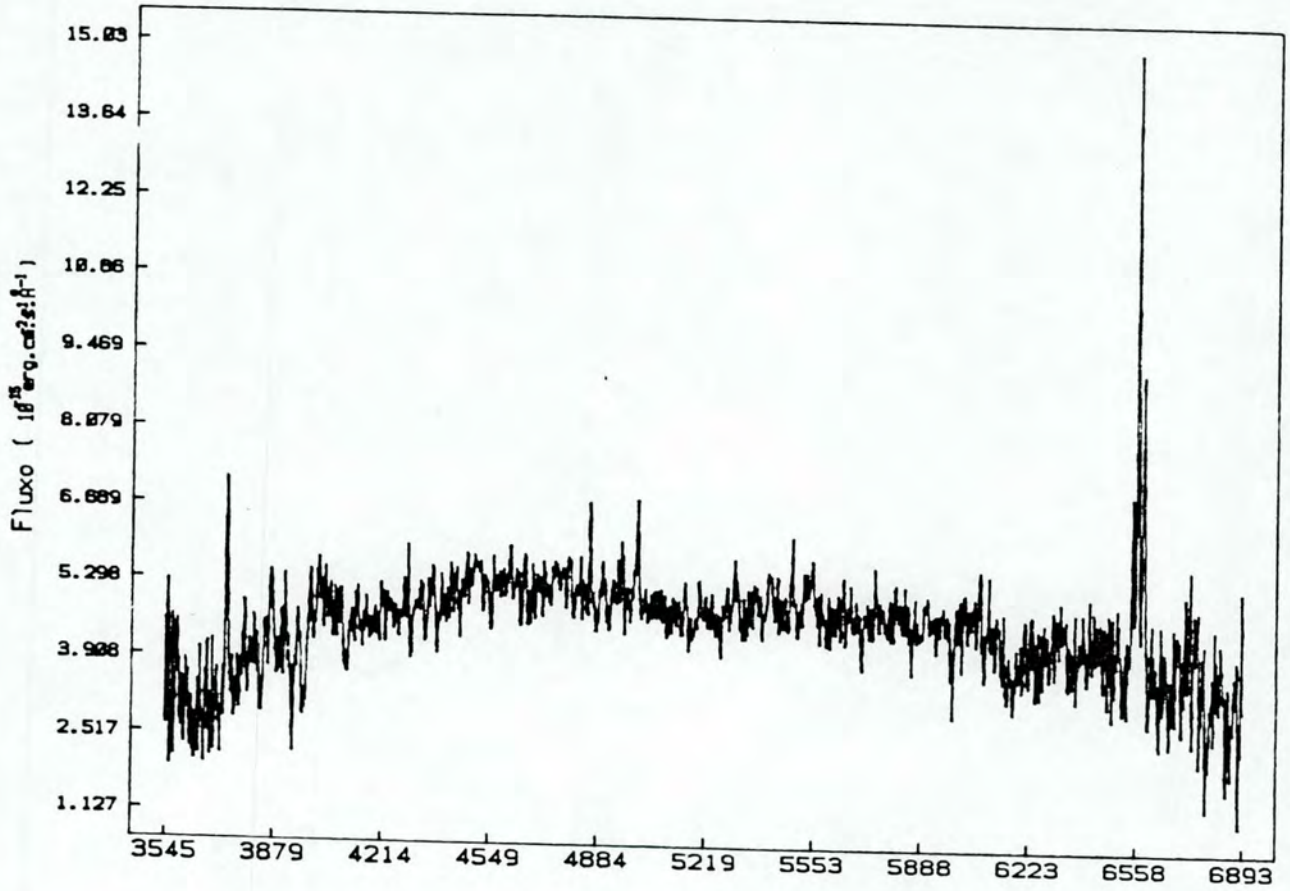


Figura I.5 - Espectro tomado a 8" ao sul do núcleo de NGC 7469, obtido com o 2D-FRUITI, após as correções por redshift e por avermelhamento.



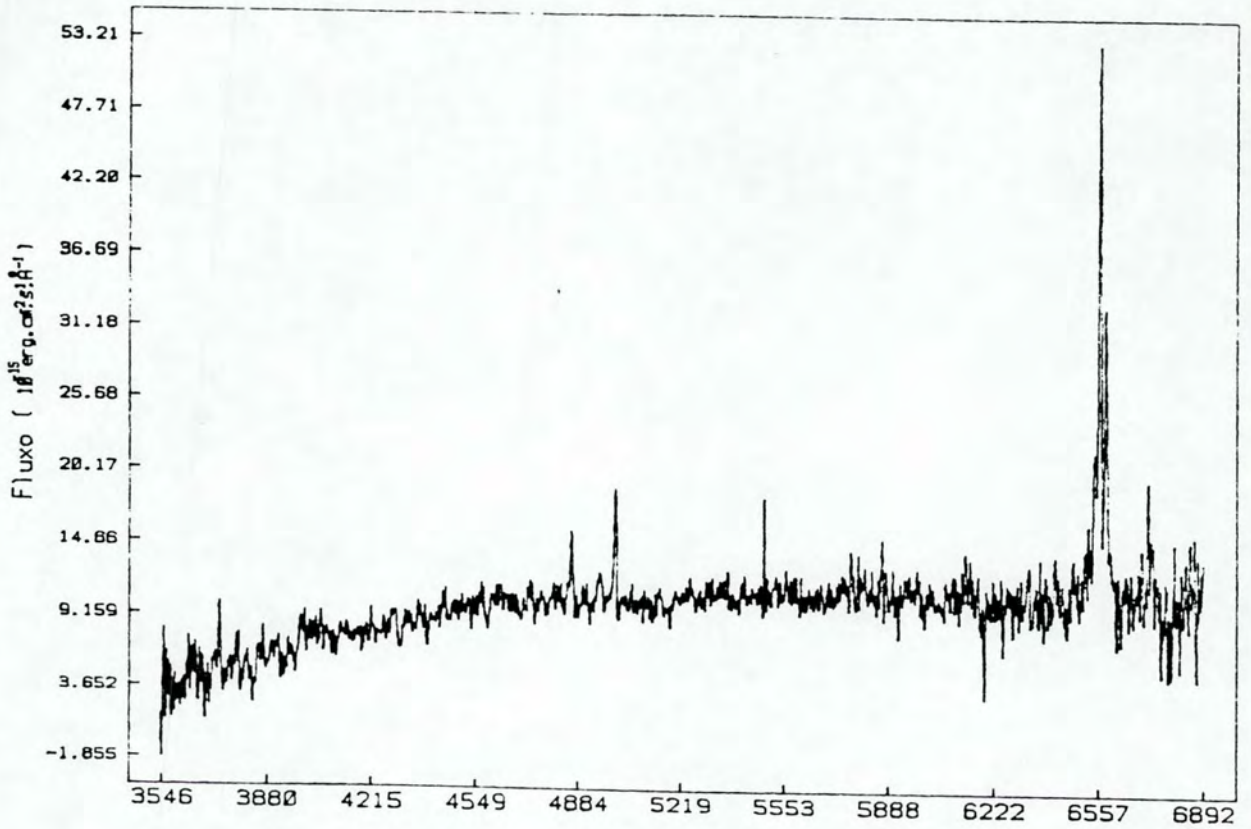


Figura I.6 - Espectro otido a 5" ao norte do núcleo de NGC 7469 com o 2D-FRUTTI, após as correcções por avermelhamento e redshift.

### I.3 - A análise do contínuo.

O contínuo de espectros de núcleos de galáxias Seyfert é composto pela radiação das estrelas presentes na região nuclear, (contaminação pelo espectro da galáxia hospedeira), pela radiação emitida pela fonte ionizante central (espectro não-térmico), a qual geralmente é representada por uma lei-de-potência. Em algumas galáxias é necessária a adição de uma componente térmica: tipo corpo-negro, para o ajuste do contínuo. Esta radiação de corpo-negro em geral é atribuída ao espectro de emissão de um disco de acreção presente no núcleo destas galáxias, (Grandi e Phillips, 1980; Netzer et al, 1985).

#### I.3.1 - A componente estelar.

A presença de linhas de absorção no espectro da região nuclear, especialmente a linha K do CaII 3933, embora estejam muito fracas devido às linhas de emissão serem muito intensas, indica uma "contaminação" devida ao espectro da galáxia subjacente (ou hospedeira) sobre o núcleo.

Para que se obtenha um espectro devido apenas às emissões do gás no núcleo, é necessário fazer-se uma descontaminação do espectro do núcleo, ou seja, descontar a



contribuição da população estelar presente na região em torno do núcleo na qual foi obtido o espectro.

Um dos espectros obtidos no CTIO foi medido à 8" ao sul do núcleo (figura I.5), e, embora algumas linhas de emissão ainda estivessem presentes mesmo a esta distância, as linhas de absorção são claramente visíveis. Estas linhas de absorção podem definir um espectro médio da população estelar em torno do núcleo.

Inicialmente, o espectro obtido a 8" ao sul do núcleo foi analisado em suas linhas de emissão, sendo que estas foram, posteriormente, subtraídas de modo a resultar num espectro puramente estelar. Este espectro foi assumido como representante da população estelar presente na região nuclear.

A seguir, esse espectro sem linhas de emissão foi multiplicado por um valor numérico, a fim de que o contínuo na região 5400 - 5500 Å fosse normalizado em 5% do valor do contínuo na mesma região do espectro nuclear.

O método adotado foi o de descontar o espectro estelar, em proporções de 5% a cada iteração, a partir do espectro do núcleo, sendo que o critério para parar as iterações foi o desaparecimento das características de absorção. A região em torno da linha K do CaII 3933 foi controlada, e quando a intensidade dessa banda de absorção igualou-se ao nível do ruído, pararam-se as iterações.



Após 10 iterações, ou seja, após descontarmos uma proporção equivalente a 50% do contínuo entre 5400 - 5500 Å, a condição acima foi alcançada. Na figura I.7 estão ilustradas algumas fases deste procedimento. É mostrada a região entre 3800 - 4100 Å após terem sido descontadas proporções de 5%, 25% e 50%. Observe-se que a linha K do CaII 3933, bastante saliente no início, fica ao nível do ruído após a subtração de 50% do espectro estelar. Na figura I.8 está ilustrado o espectro do núcleo, tomado com o 2D-FRUTTI, resultante deste procedimento.

O espectro assim obtido, representa os efeitos da radiação oriunda da fonte central sobre o gás que se encontra na região nuclear de NGC 7469. Observe-se que uma das características mais marcantes das Seyfert1, a inclinação do contínuo, reflexo de uma lei-de-potência, fica claramente visível sobre este espectro.

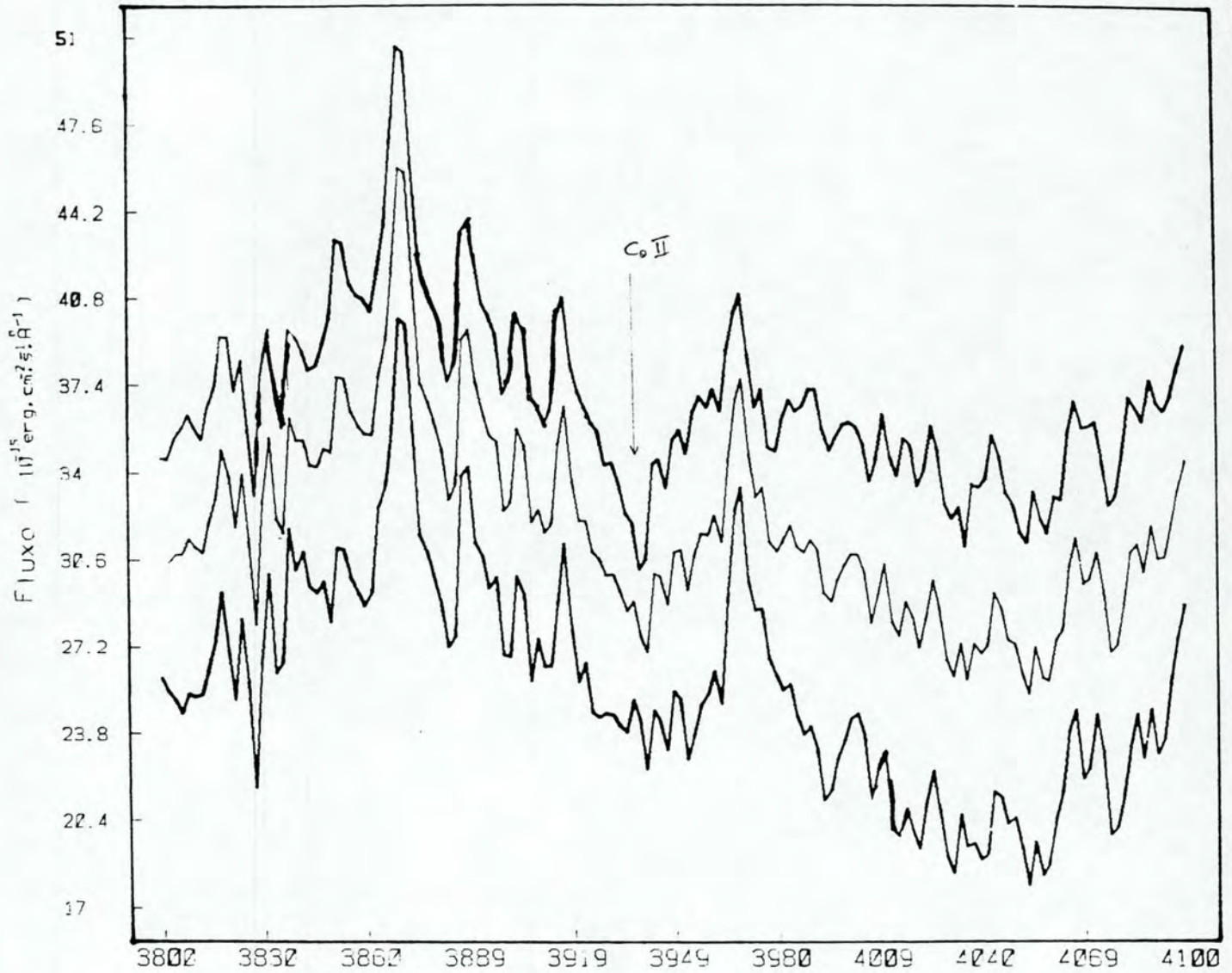


Figura I.7 - Enfraquecimento da linha K do Ca II, após a subtração de 5%, 25% e 50% do espectro estelar.

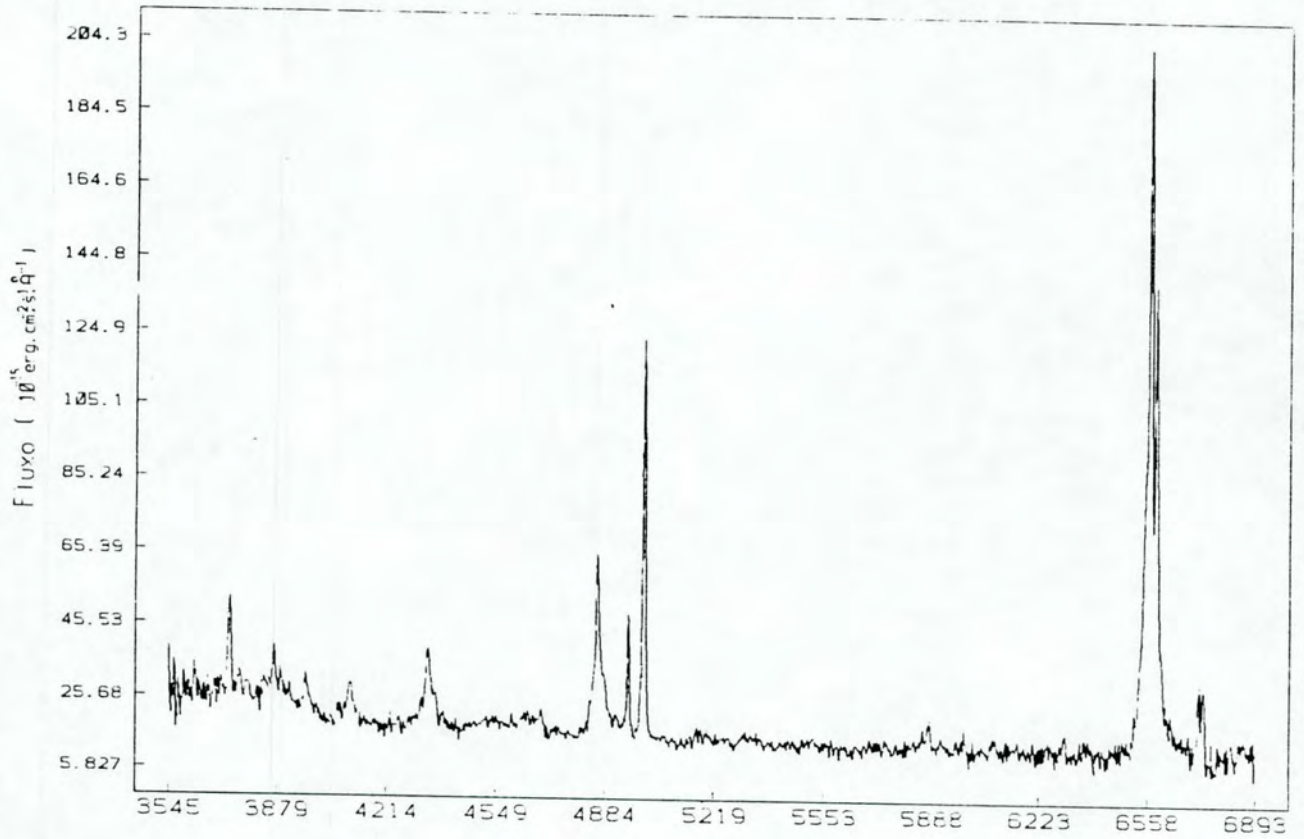


Figura 1.8 - Espectro do núcleo de NGC 7469, obtido com o 2D-FRUTTI, após a subtração de 50% do espectro estelar.



### I.3.2 - O contínuo não-térmico.

Vê-se pela figura I.4, após a aplicação das correcções por redshift e avermelhamento, e após a componente estelar ter sido descontada, que o espectro do núcleo de NGC 7469 apresenta uma inclinação acentuando-se para o lado azul, fato que é bastante característico de espectros de núcleos ativos.

Esta inclinação do contínuo pode ser representada por uma lei-de-potência, característica de um espectro cuja natureza é não-térmica.

Para o ajuste da lei-de-potência, escolheu-se a região entre 5200 - 6000 Å, por ser uma região sem muitas linhas de emissão intensas e por representar bastante bem o contínuo não-térmico. A função de ajuste foi tomada como

$$F_\nu = K \nu^{(-n)}, \text{ ou}$$

$$F_\lambda = K' \lambda^{(n-2)}$$

Os parâmetros  $K$ , se o espectro estiver em unidades de  $\text{erg/cm}^2/\text{s}/\text{Hz}$ , ou  $K'$  no caso do espectro estar em  $\text{erg/cm}^2/\text{s}/\text{Å}$ , e  $n$  devem ser calculados pelo programa de ajuste (uma descrição deste procedimento de ajuste está na secção II.4.1).

O melhor ajuste foi obtido com os seguintes parâmetros :

$$K' = 6.0E-11$$

$$n = 1.0 \pm 0.2$$

A lei-de-potência com  $n = 1.0$  é bastante típica em Seyfert 1 e QSO (Grandi e Phillips, 1980; Westin, 1985; Stein e Weedman, 1976).

O ajuste da lei-de-potência, extrapolado para todo o intervalo espectral coberto pela observação, está ilustrado na figura I.9 .

Subtraindo-se a lei-de-potência, obtém-se um espectro plano na região entre 4200 - 6890 Å, permitindo analisar as linhas de emissão nesta região. O espectro assim obtido é mostrado na figura I.10 .

Um ponto a ser observado é o "bump" que começa em torno de 4000 Å e que se estende para o ultra-violeta, característico dos espectros de Seyfert 1, (veja, por exemplo, Richstone e Schmidt, 1980, Malkan e Sargent, 1982, Grandi e Phillips, 1980).

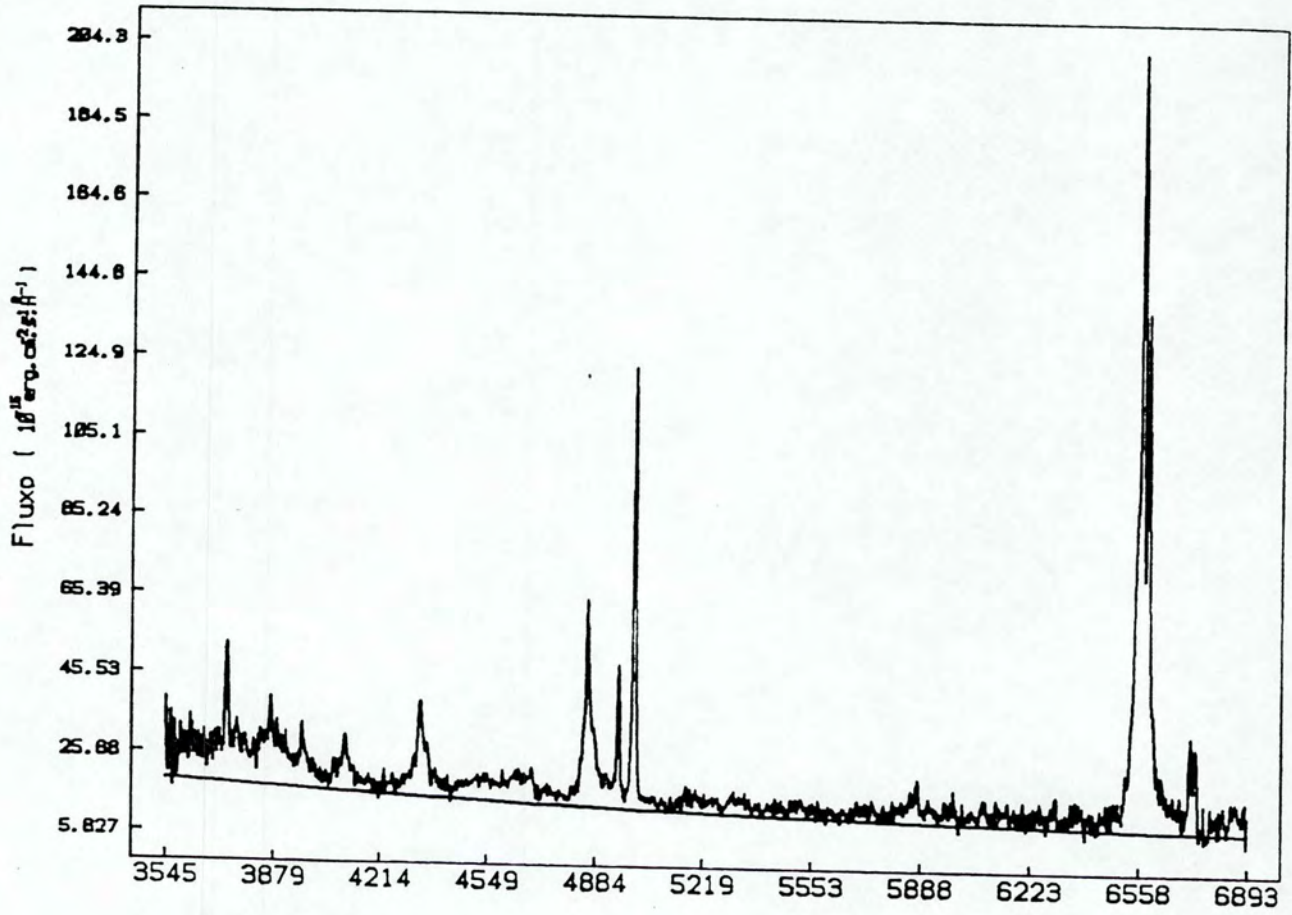


Figura 1.9 - Ajuste do contínuo não-térmico para o espectro do núcleo de NGC 7469, obtido com o 2D-FRUITI.



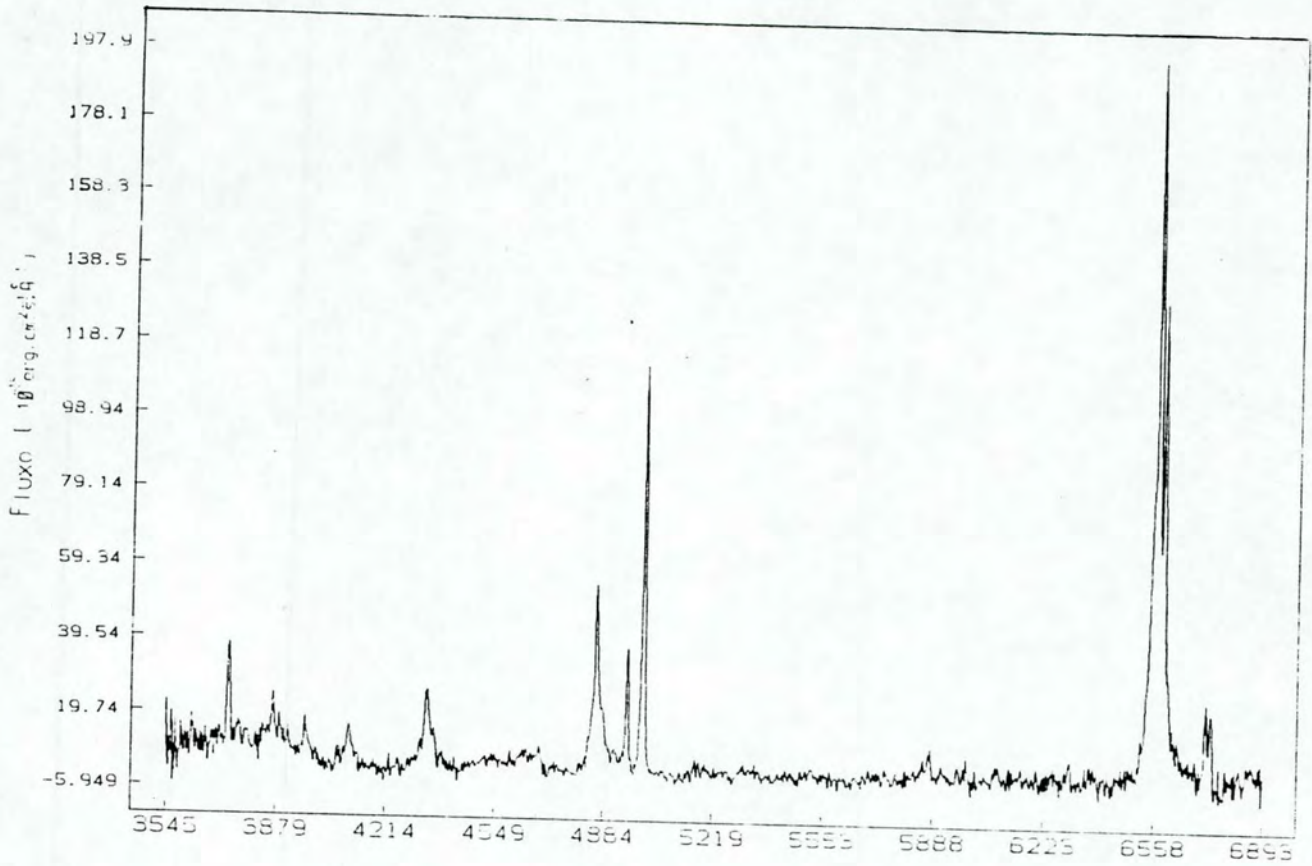


Figura I.10 - Espectro resultante após a subtração da lei-de-potência (2D-FRUITI).

## II - O MÉTODO DE ANÁLISE E SUA APLICAÇÃO.

Neste capítulo procuramos dar uma visão geral da teoria envolvida no método empregado na análise dos espectros, bem como apresentar uma idéia da sistemática utilizada nessas análises.

### II.1 - Descrição do método de análise dos espectros.

Os perfis das linhas de emissão presentes nos espectros de núcleos Seyfert1, especialmente as linhas de Balmer do H $\beta$  e as do [OIII] 4959,5007 (figura I.10), em geral têm uma forma (topologia) que não admite que uma função analítica simples os reproduzam matematicamente.

A assimetria observada nas linhas exclui ajustes com uma única gaussiana ou lorentziana, pois ambas são funções simétricas.

Para nossas análises, escolhemos um ajuste por meio de gaussianas, no qual cada termo da função de ajuste tem 3 parâmetros livres: a intensidade ( $I_0$ ); o ponto correspondente à máxima intensidade ( $\lambda_0$ ); e a dispersão da gaussiana ( $S_0$ ).



Perfis de Voigt ou Holstmark, além de não produzirem mais informações físicas, têm um parâmetro livre a mais a ajustar do que perfis gaussianos ou lorentzianos, e por isso, não foram considerados.

O ajuste com múltiplas lorentzianas, bem como com gaussianas, reproduz a forma dos perfis observados, dentro da resolução com que os espectros foram obtidos.

A função lorentziana se ajusta bem ao corpo das linhas, isto é, na parte estreita, mas não consegue reproduzir a característica larga observada na base (as asas), especialmente das linhas de Balmer do HI e das linhas do [OIII].

A qualidade de um ajuste pode ser avaliada pelo Chi-quadrado reduzido,  $\chi_r^2$ , o qual é definido como o Chi-quadrado dividido pelo número de graus de liberdade do ajuste.

Ajustes sobre uma mesma linha usando gaussianas e posteriormente, lorentzianas, com o mesmo número de componentes, mostraram que o Chi-quadrado reduzido,  $\chi_r^2$  do ajuste gaussiano sempre é menor do que o  $\chi_r^2$  obtido com lorentzianas, indicando que as gaussianas dão um melhor ajuste.

Do ponto de vista matemático, poderíamos tentar ajustes compostos, ou seja usando gaussianas para a base da linha, e lorentzianas para a parte estreita.



No entanto, já que um perfil gaussiano tem uma interpretação física bem fundamentada, e uma soma de gaussianas reproduz bem o perfil geral das linhas, o método de ajuste adotado para o estudo dos espectros considera apenas componentes do tipo gaussiana.

Na figura II.1 estão plotados, para efeito de comparação, os ajustes obtidos utilizando gaussianas e lorentzianas como funções de ajuste. Os ajustes foram feitos sobre o perfil composto de H $\alpha$  + [NII] 6548,6584 + [SII] 6717,6732. Na parte superior da figura II.1 está o ajuste com gaussianas e, na parte inferior, o ajuste com lorentzianas.

Nestes gráficos, a linha com cruzeiros representa o espectro (observado) a ajustar, e a linha contínua o melhor ajuste obtido. Nestas figuras pode-se ver que as lorentzianas não se ajustam bem à base larga do perfil passando acima dos pontos do espectro; enquanto que as gaussianas ajustam muito bem o perfil total da linha.

Observe-se que o melhor ajuste ( $\chi^2$  mais baixo), para as lorentzianas foi obtido somando-se apenas 2 componentes para H $\alpha$ , enquanto que para as gaussianas, o melhor ajuste corresponde à soma de 3 componentes.

Na figura II.2 são mostradas as componentes usadas nos ajustes da figura II.1, sendo que na parte superior estão as componentes gaussianas e, na inferior, as lorentzianas.

Em espectros obtidos com resolução mais alta, detalhes mais finos na estrutura das linhas poderiam ser observados. Se esses detalhes são o resultado de núvens individuais nas quais o regime dominante é o de turbulência macroscópica, o ajuste por gaussianas fica justificado, embora a presença de pó no meio onde estão as núvens possa causar distorções nos perfis das linhas emitidas.

Devido à resolução mais baixa, o perfil observado pode ser o resultado de um agrupamento de núvens cujas condições físicas são aproximadamente as mesmas, e, neste caso, uma gaussiana representa a média tomada sobre essas núvens.

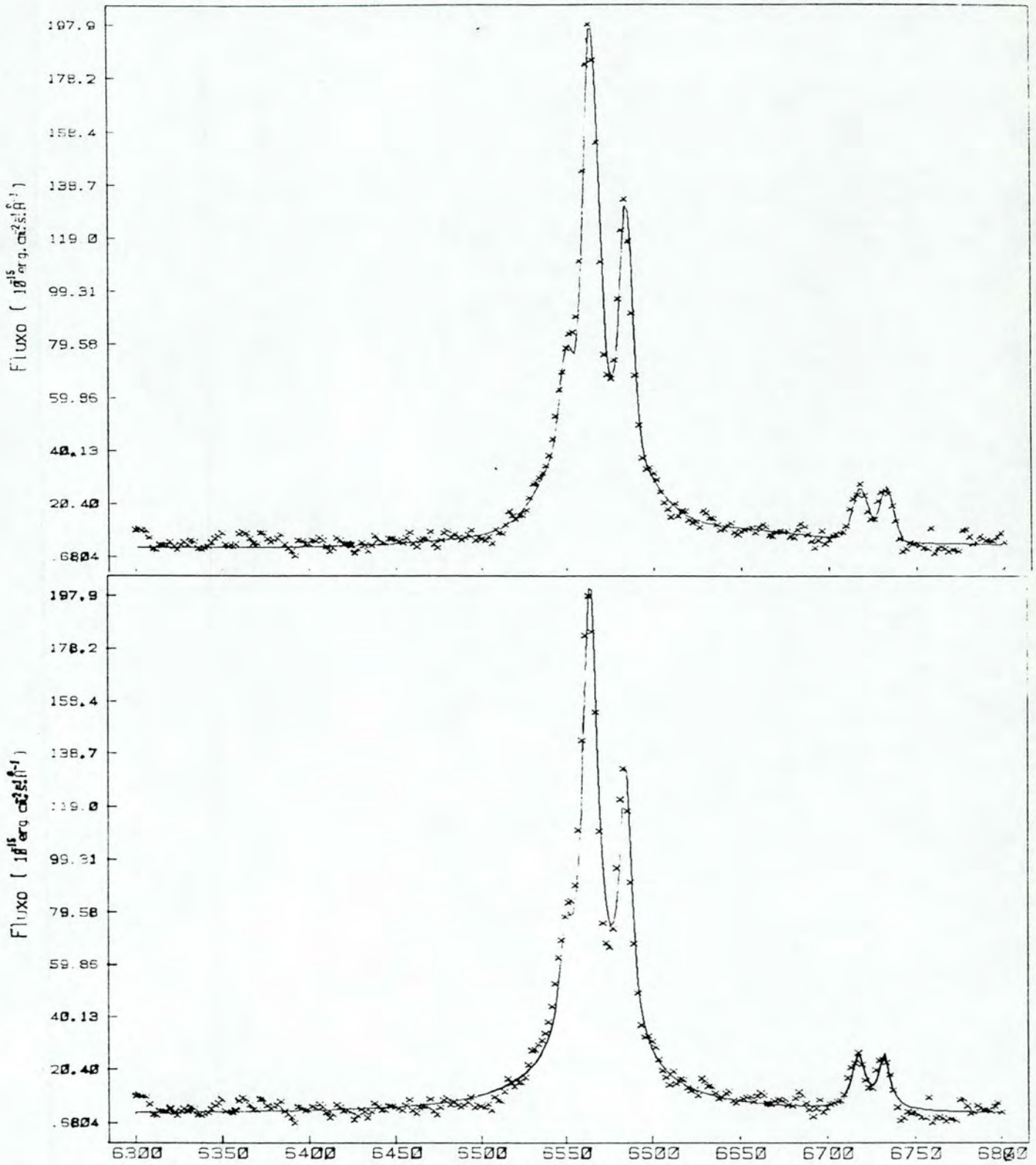


Figura II.1 - Ajuste com gaussianas e lorentzianas.



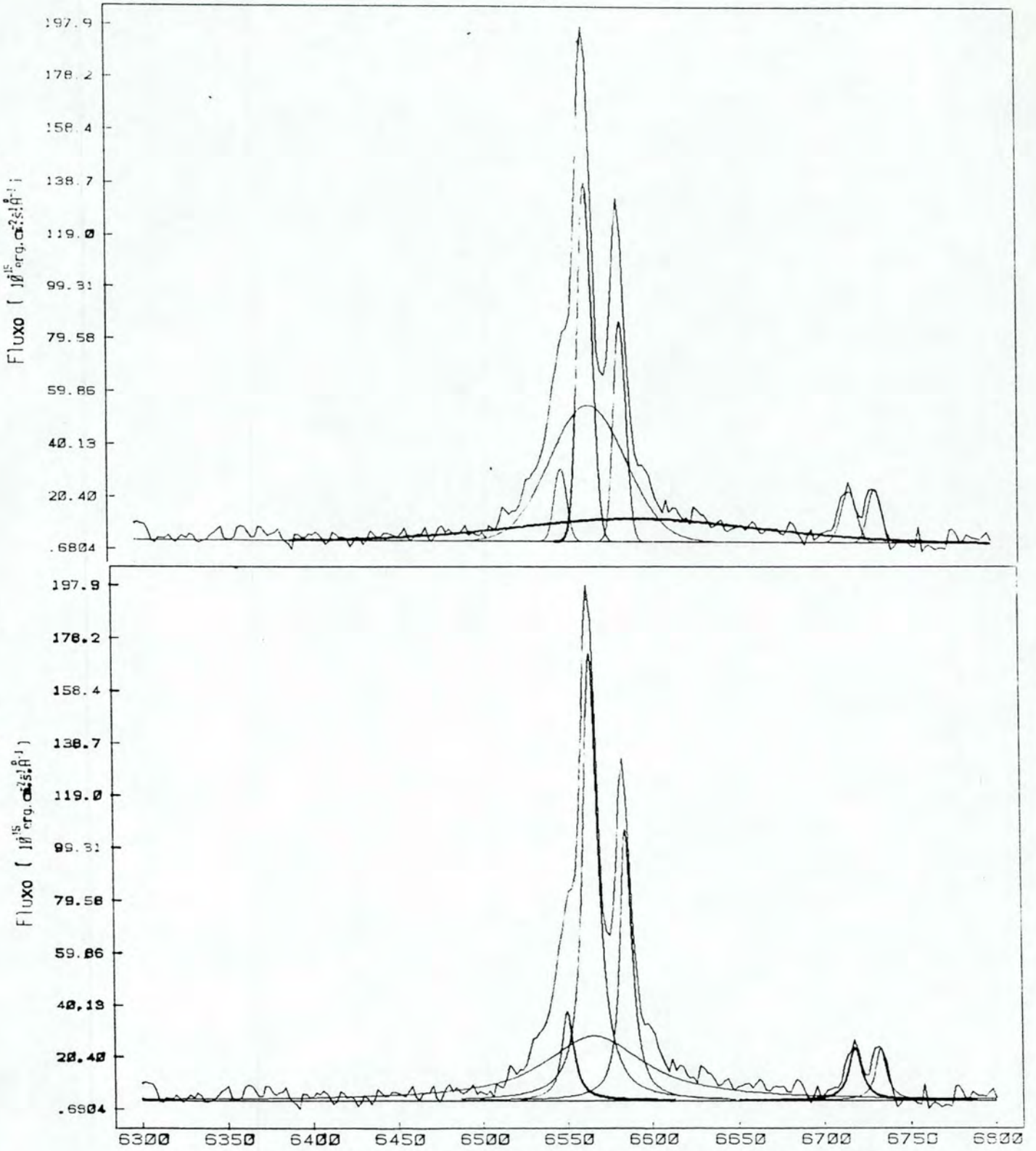


Figura II.2 - Componentes gaussianas e lorentzianas.

## II.2 - Origem física do perfil gaussiano.

Um perfil de linha gaussiano, ou perfil Doppler, pode ser produzido pelo movimento de átomos em equilíbrio termodinâmico, ou pelo movimento turbulento (randômico) de um gás.

Os modelos de núcleos ativos, assumem, em geral, uma massa de gás em torno de uma fonte central que ioniza este gás. Os elétrons produzidos pela fotoionização têm uma distribuição inicial de energia que depende dos seguintes parâmetros : (Osterbrock, 1974)

$$J\nu A\nu/h\nu$$

onde  $J\nu$  é a intensidade média da radiação num determinado ponto do gás e  $A\nu$  é a seção de choque para ionização do gás por fótons com energia  $h\nu$ .

A seção de choque para colisões com espalhamento elástico é muito grande, da ordem de  $1.0E-13$   $\text{cm}^2$ , e essas colisões tendem a estabelecer uma distribuição de energia de Maxwell-Boltzmann.

Sob essas condições, a distribuição de intensidade de uma linha, formada na transição do nível  $n \rightarrow m$ , em termos de frequência, é dada por :

$$I_{mn}(\nu) = \frac{J}{\sqrt{2\pi} \nu} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\nu - \nu_{mn}}{\nu} \right)^2}$$

onde  $\nu_{mn}$  é a frequência da transição  $m \rightarrow n$  e  $\sigma_\nu$  é a dispersão em frequência, definida como

$$\sigma_\nu^2 = \frac{\nu_{mn}^2}{2c^2} \left( \frac{2kT_k}{M} + v_t^2 \right)$$

onde  $M$  é a massa atômica,  $T_k$  é a temperatura cinética dos átomos e  $v_t$  é a velocidade mais provável de turbulência.

O alargamento gaussiano (ou Doppler), em comprimento de onda, é escrito como

$$I(\lambda) = I_0 e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\lambda - \lambda_0}{\sigma} \right)^2}$$

onde  $I_0$  é a amplitude da gaussiana,  $\lambda_0$  é o ponto central da linha, e  $\sigma$  é a dispersão em Angstroms.

A largura total à meia altura da linha (FWHM) é dada por

$$I(\lambda_0) = I_0/2 \Rightarrow \text{FWHM} = 2.355 \sigma \text{ (Å)}$$

Em termos de velocidade,  $\sigma$  é definido como a dispersão de velocidades e é escrito como

$$\sigma \text{ (km/s)} = \sigma c / \lambda_0$$



onde  $c$  é a velocidade da luz e  $\lambda_0$  é o comprimento de onda central da linha.

Assumindo-se que os íons que emitem as linhas podem ser descritos por uma distribuição Maxwelliana de velocidades, a intensidade de uma linha, no espaço de velocidades, pode ser escrita como

$$I(v) dv = I(\lambda) d\lambda$$

Usando  $\frac{v}{c} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}$ , e normalizando a distribuição, temos

$$I(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} c^{-3} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{v}{c}\right)^2}$$

A velocidade mais provável de turbulência é calculada por :

$$\frac{3}{2} v_t^2 = \langle v^2 \rangle,$$

onde  $\langle v^2 \rangle$  é a velocidade quadrática média dos íons, cujo valor é

$$\langle v^2 \rangle = \frac{c^3}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} v^4 e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{v}{c}\right)^2} dv = 3 c^2$$

Dessa maneira,

$$v_t = \sqrt{2} c = \text{FWHM}/1.67 \text{ Km/s}$$

### II.3 - Descrição do método de ajuste.

Como função a ajustar, foi escolhida uma soma de gaussianas e, opcionalmente, uma lei-de-potência.

$$(1) - G(\lambda) = \sum_n G_n(\lambda) + A_{n+1} + A_{n+2} \lambda^{A_{n+3}}$$

$$\text{onde } G_n(\lambda) = I_n \exp[-0.5(\lambda - \lambda_n)^2 / \sigma_n^2]$$

Cada termo da soma de gaussianas tem 3 parâmetros a serem calculados simultaneamente: a amplitude  $A_1 = I_n$ , o ponto médio  $A_2 = \lambda_n$ , e a dispersão  $A_3 = \sigma_n$ , o que torna a equação (1) não linear nos parâmetros e, portanto, métodos tradicionais, como mínimos quadrados lineares, não podem ser aplicados.

Um ajuste com  $N$  gaussianas independentes mais uma constante, ao todo envolve  $N_t = (3N + 1)$  parâmetros a serem calculados simultaneamente, ou  $N_t = 3(N + 1)$  parâmetros no caso de se acrescentar a lei-de-potência.

Em vista de sua importância para o trabalho, será dada uma descrição em linhas gerais do método de ajuste adotado.

Para maiores informações, o método está bem detalhado por Bevington (1969).

Sendo  $Y(x)$  a função a ajustar,  $A_i$  ( $i=1, N_t$ ) os  $N_t$  parâmetros independentes a calcular e,  $dA_i$  os incrementos para a variação desses parâmetros, expande-se  $Y(x)$  em série de Taylor em torno de uma função inicial  $Y_0(x)$ , cujos parâmetros são conhecidos.

$$(1) - Y(x) = Y_0(x) + \sum \frac{\partial Y_0}{\partial A_j} dA_j$$

O Chi-quadrado  $\chi^2$ , é definido como a soma das diferenças quadráticas médias entre a função ajustada e o valor experimental, para cada ponto do espectro.

$$(2) - \chi^2 = \sum_{i=1}^{N_p} ( [Y_i - Y(x_i)] / \sigma_i )^2$$

Substituindo-se  $Y(x)$  de (1) em (2), obtém-se

$$(3) - \chi^2 = \sum_{i=1}^{N_p} ( Y_i - Y_0(x_i) - \sum_{j=1}^{N_t} \frac{\partial Y_0(x_i)}{\partial A_j} dA_j )^2 / \sigma_i^2$$

onde  $x_i$  ( $i=1, N_p$ ) são os  $N_p$  pontos;

$\sigma_i$  a incerteza na medida para cada ponto;



$Y(x_i)$  é o valor observado do espectro no ponto  $x=x_i$ ;  
 $Y_i$ , valor do ajuste em  $x=x_i$ .

A seguir, minimiza-se o  $X^2$  com respeito a variação de cada parâmetro,  $dA_i$  :

$$\frac{\partial X^2}{\partial dA_j} = 0 \quad j=1, N_t$$

o que resulta num conjunto de  $N_t$  equações simultâneas

$$B_k = dA \cdot \alpha = \sum_{j=1}^{N_t} (dA_j \cdot \alpha_{jk}), \quad k=1, N_t$$

$$\text{onde } \alpha_{jk} = \sum_{i=1}^{N_r} \frac{1}{\sigma_i^2} \frac{\partial Y_o(x_i)}{\partial A_j} \frac{\partial Y_o(x_i)}{\partial A_k}$$

A partir disto, define-se uma nova matriz

$$\begin{cases} \alpha'_{jk} = \alpha_{jk} \cdot (1 + \lambda), & j=k; \\ \alpha'_{jk} = \alpha_{jk}, & j \neq k \end{cases}$$

$$\text{e (4) - } B' = dA \cdot \alpha'$$

onde  $\lambda$  é uma variável que controla os incrementos  $dA_j$ .

Os incrementos  $dA_i$  são calculados pela inversão da equação (4)

$$dA_i = \sum_{k=1}^{N_f} (\beta'_{k \cdot i} \cdot \alpha_{ik})$$

onde  $\alpha$  é a matriz inversa de  $\alpha'$ .

A partir do algoritmo acima, foi escrito um programa para o microcomputador SP-16 (IBM compatível).

Com os parâmetros iniciais da função a.iuste fornecidos externamente, o programa inicialmente calcula  $X^2(A)$ . A seguir, calcula os incrementos  $dA_i$  e o novo valor do  $X^2$  :  $X^2(A + dA)$  com  $\lambda = 0.001$ .

Se  $X^2(A + dA) > X^2(A)$ ,  $\lambda$  é multiplicado por 10 e os incrementos  $dA_i$  são recalculados.

Se  $X^2(A + dA) < X^2(A)$ ,  $\lambda$  é dividido por 10, os parâmetros  $A_i$  são tomados como  $A_i \rightarrow A'_i = A_i + dA_i$ , e o programa retorna ao cálculo dos incrementos  $dA_i$ , repetindo os passos anteriores, até que um ponto de mínimo seja localizado. (Marquardt, 1963)

Os dados necessários para o programa são : o vetor com os  $N_f$  pontos do espectro (em fluxo), e o vetor dos parâmetros iniciais, o qual é fornecido ao início de cada a.iuste.

O vetor com os parâmetros iniciais representa o "chute" inicial para o ajuste. É evidente que quanto mais próximo de um mínimo estiver a função inicial, mais rápida se dará a convergência do programa.

O resultado de uma iteração, após o programa variar os parâmetros e encontrar uma solução que torna o  $\chi^2$  menor que o anterior, é o novo vetor de parâmetros, e o valor do Chi-quadrado reduzido  $\chi_r^2$ , definido como o  $\chi^2$  dividido pelo número de graus de liberdade do sistema, isto é, o número de pontos menos número de parâmetros independentes, bem como a variação percentual do  $\chi_r^2$  entre as duas últimas iterações. Também o vetor com o desvio padrão para cada um dos parâmetros calculados é apresentado ao final de cada iteração.

Neste ponto, pode-se interromper o processo de iterações, assumindo como solução o resultado da última iteração; ou então, pode-se continuar com mais iterações buscando ainda menores  $\chi_r^2$ .

Após cada iteração, pode-se plotar na tela do micro o ajuste do espectro com os parâmetros mais recentes, e as gaussianas individuais que formam esse ajuste.

Quando se faz o ajuste simultâneo de muitas gaussianas, a variação dos parâmetros entre uma iteração e outra é bastante pequena quando a solução se encontra próxima de um mínimo.



Por exemplo, no caso de  $H\alpha + [NII] 6548,6584$ , para testar se a solução encontrada realmente representa a melhor possível, pode-se descontinuar o ajuste do par do  $[NII]$ , ficando com um perfil que representa apenas  $H\alpha$ .

Sobre este perfil assim obtido, refaz-se o ajuste com gaussianas apenas sobre o perfil de  $H\alpha$ , até chegarmos à uma nova solução. Comparando-se os parâmetros das gaussianas de  $H\alpha$  calculadas nesse último ajuste com os obtidos no primeiro, podemos ter uma idéia de quão próxima do mínimo está a primeira solução.

Uma vez que a melhor solução tenha sido encontrada, a intensidade (em  $1.0E-15 \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ ) e o FWHM (em  $\text{\AA}$ ) para cada componente podem ser calculados a partir das seguintes equações :

$$I = \sqrt{2\pi} I_0 S_\alpha = 2.51 I_0 S_\alpha$$
$$\text{FWHM} = 2.355 S_\alpha$$

Para calcularmos o FWHM em  $\text{km/s}$ , basta multiplicar o FWHM (em  $\text{\AA}$ ) pela velocidade da luz,  $c$ , e dividi-lo pelo comprimento de onda de laboratório do centro da linha,  $\lambda_0$ .

$$\text{FWHM (km/s)} = \text{FWHM } c/\lambda_0 = 2.355 S_\alpha c/\lambda_0$$

onde, para cada gaussiana, usa-se a seguinte notação :

$$I_0 = A_1,$$

$$\lambda_0 = A_2,$$

$$S_0 = A_3$$

### II.3.1 - A inclusão de vínculos.

Uma das opções incorporadas ao programa de ajuste é a possibilidade da vinculação de parâmetros.

Esta opção permite que determinados parâmetros sejam mantidos como constantes, ou que suas variações sejam vinculadas às variações de outros parâmetros.

Por exemplo, sobre o perfil de  $H\alpha$ , o par de linhas do [NII] 6548,6584, tem a componente [NII] 6584 bastante visível, enquanto que [NII] 6548 aparece apenas como uma pequena saliência na asa esquerda de  $H\alpha$ . Como a relação teórica de intensidade entre [NII] 6548 e [NII] 6584 é 1:3, a diferença entre os comprimentos de onda do máximo de cada linha é 35 Å e a dispersão entre as linhas deve ser a mesma já que as linhas são do mesmo íon, essas condições entraram no ajuste como vínculos da seguinte forma :

$$\begin{aligned} A1(6548) &= A1(6584)/3 \\ A2(6548) &= A2(6584)-35 \\ A3(6548) &= A3(6584) \end{aligned}$$

Dessa maneira, apenas os parâmetros de [NII] 6584 são variados pelo programa, enquanto que os parâmetros de [NII] 6548 são calculados a partir das condições de vínculo.



Em diversas regiões dos espectros ocorrem linhas que se superpõem umas às outras impedindo uma análise mais precisa de seus parâmetros. Se algum parâmetro dessas linhas é conhecido previamente, ou se são conhecidas relações entre parâmetros de pares de linhas, a inclusão de vínculos torna os resultados das análises mais reais.

Embora o procedimento de vincular parâmetros reduza a liberdade matemática do programa, ele ajuda a preservar uma realidade física a qual se pensa que o resultado do ajuste deve manter.

## II.4 - Aplicação do método de ajuste aos espectros.

### II.4.1 - O ajuste do contínuo.

A determinação do nível do contínuo é extremamente importante para a análise das linhas. Um contínuo fixado num nível alto demais pode mascarar a extensão das asas de uma linha e até mesmo obliterá-las por completo. Se for fixado num nível muito baixo, as componentes das linhas serão superestimadas, introduzindo informações artificiais que certamente vão prejudicar as análises.

Há duas opções quanto à escolha da forma analítica com a qual se tenta ajustar o contínuo :

constante :  $F_c(\lambda) = A$

lei-de-potência :  $F_c(\lambda) = A + B \lambda^C$

onde A, B e C são os parâmetros a serem calculados.

Quando as linhas de emissão se encontram numa região do espectro onde o contínuo não é plano, os melhores resultados são obtidos ajustando-se previamente apenas o contínuo e descontando-o dos dados originais, de forma a obter-se uma região plana, ideal para a análise das linhas. Desta maneira, bem menos iterações são necessárias para chegar-se a um baixo  $\chi_r^2$ .

Se as linhas estiverem numa região onde o contínuo é plano, pode-se deixar que o programa ajuste o nível do contínuo automaticamente, junto com as linhas, mas observou-se que o melhor é fazer-se uma escolha prévia deste nível para, depois, as linhas serem ajustadas mantendo-se o contínuo como uma constante.

#### II.4.2 - Aplicação do método às linhas de emissão.

A série de Balmer do H $\alpha$  em emissão é uma das características mais impressionantes dos espectros de Seyfert 1, e, em particular de NGC 7469, pela intensidade e largura dessas linhas.

Pela figura I.10, pode-se ver que as linhas do H $\alpha$  são assimétricas, caindo de maneira mais íngreme para o azul do que para o vermelho.

O perfil de H $\alpha$  apresenta-se misturado com o par [NII] 6548,6584, no qual a componente [NII] 6584 está parcialmente resolvida, enquanto que [NII] 6548 aparece apenas como uma saliência sobre o lado azul de H $\alpha$ .

Para o cálculo de [NII] 6548, assumiu-se o valor teórico da razão de intensidade entre as linhas do par :

$$I[6584]/I[6548] = 3.$$



A assimetria para o vermelho, a extensão das asas de  $H\alpha$  em ambos os lados do espectro e o pico intenso e estreito, sugerem uma estrutura no perfil da linha, isto é,  $H\alpha$  deve ser o resultado da combinação de pelo menos duas componentes distintas, sendo que a componente responsável pelas asas está deslocada para o vermelho em relação à componente estreita.

Os ajustes iniciais foram feitos supondo que  $H\alpha$  fosse a soma de uma componente bastante larga e outra estreita. Duas componentes foram incluídas para o par [NII]6548,6584, com a condição de que a razão de suas intensidades ser 1 : 3.

Tais ajustes sempre falharam em reproduzir o perfil geral da linha, pois embora ajustassem bem o corpo e a componente estreita de  $H\alpha$ , a base ficava subestimada, pois a gaussiana usada para o ajuste do corpo (a parte intermediária) não tem uma largura suficiente para ajustar as asas que são muito largas. Na figura II.3 é mostrada uma tentativa de ajuste de  $H\alpha +$  [NII] 6548,6584 com apenas 2 componentes para  $H\alpha$ . Compare-se o resultado deste ajuste com o mostrado na figura II.5. O Chi-quadrado reduzido para este ajuste com 2 gaussianas é  $\chi^2_r = 11.66$ . Na figura II.4 estão ilustradas as componentes que entraram neste ajuste.

O próximo passo foi tentar ajustar o perfil usando três componentes distintas : uma bastante larga para a base, uma intermediária para o corpo do perfil e uma estreita. O ajuste simultâneo de  $H\alpha +$  [NII] 6548,6584 com três

componentes para  $H\alpha$  é o que converge para o mais baixo valor de Chi-quadrado reduzido, o qual vale  $\chi^2 = 6.57$ .

Tentativas foram feitas ajustando-se  $H\alpha$  com quatro componentes, como forma de teste para o ajuste anterior. Após poucas iterações, aparecem as três componentes já encontradas, enquanto que a quarta tem sua intensidade reduzida a um valor muito baixo e sua dispersão diverge para valores muito altos. Ou seja, o programa considera essa quarta componente como uma reta que apenas ajusta o nível do contínuo sob o perfil observado.

A conclusão a se tirar dos resultados acima é que para a resolução do espectro com a qual se trabalha, o número ótimo de componentes para  $H\alpha$  é 3. Uma maior resolução permitiria que detalhes mais finos dos perfis das linhas pudessem ser percebidos e analisados em termos de componentes.

O melhor ajuste para  $H\alpha + [NII] 6548,6584$  está ilustrado na figura II.5, na qual está incluído o par  $[SII] 6717;6732$ ; na figura II.6 pode-se ver as componentes que formam o ajuste.



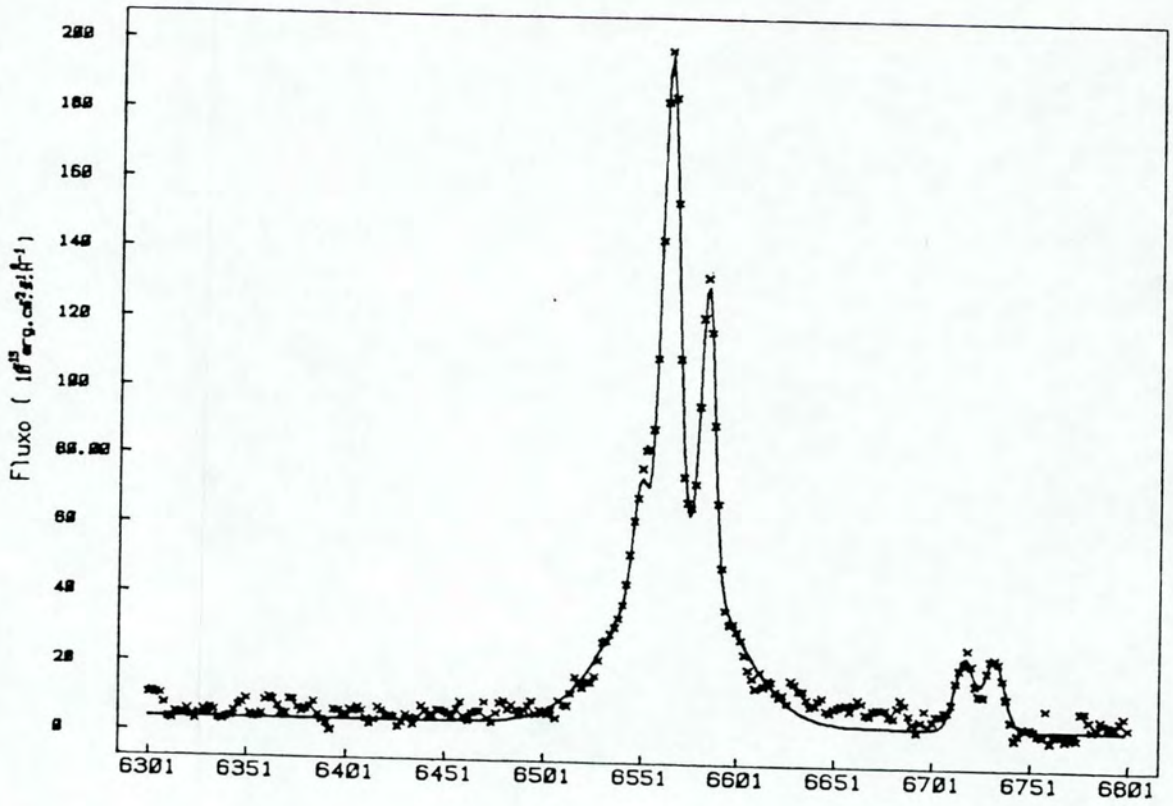


Figura II.3 - Ajuste de  $H\alpha + [NII] + [SII]$ , com 2 componentes para  $H\alpha$ ;  $\chi^2 = 11.66$ .



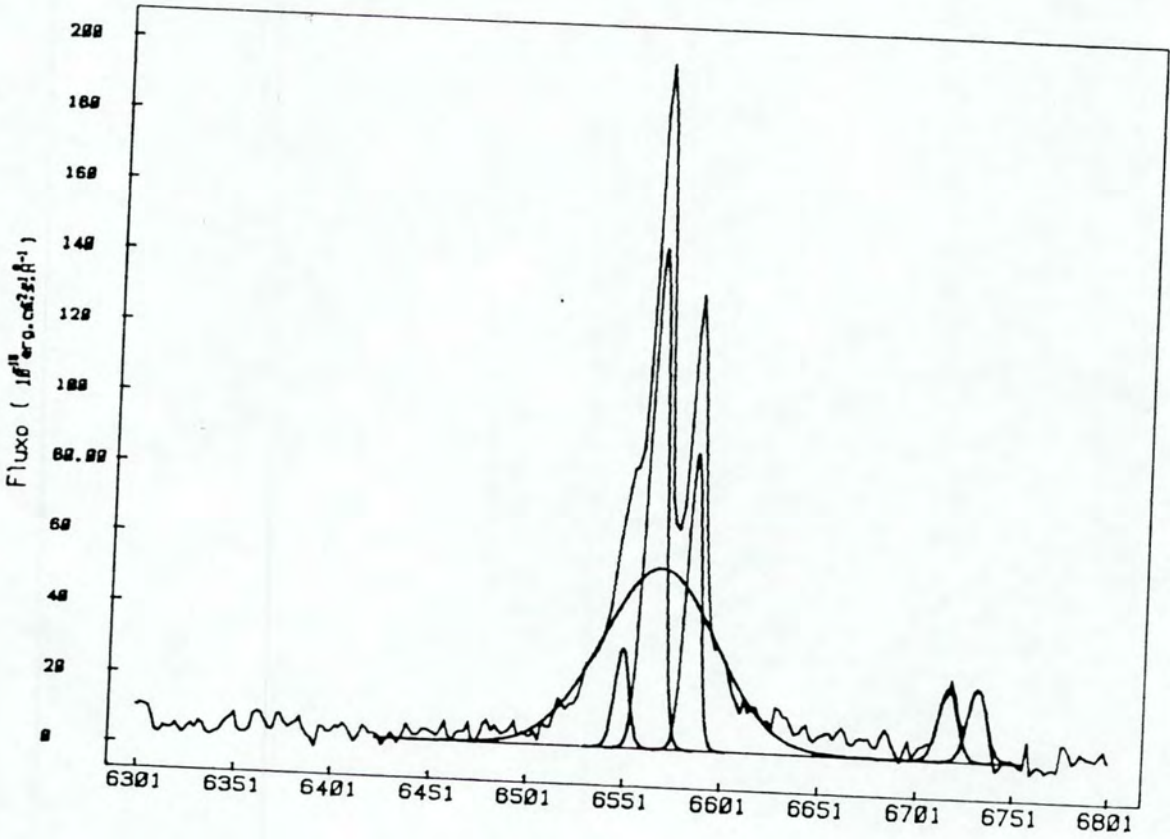


Figura II.4 - Componentes do ajuste de H $\alpha$  + [NII] + [SII], com 2 componentes para H $\alpha$ .

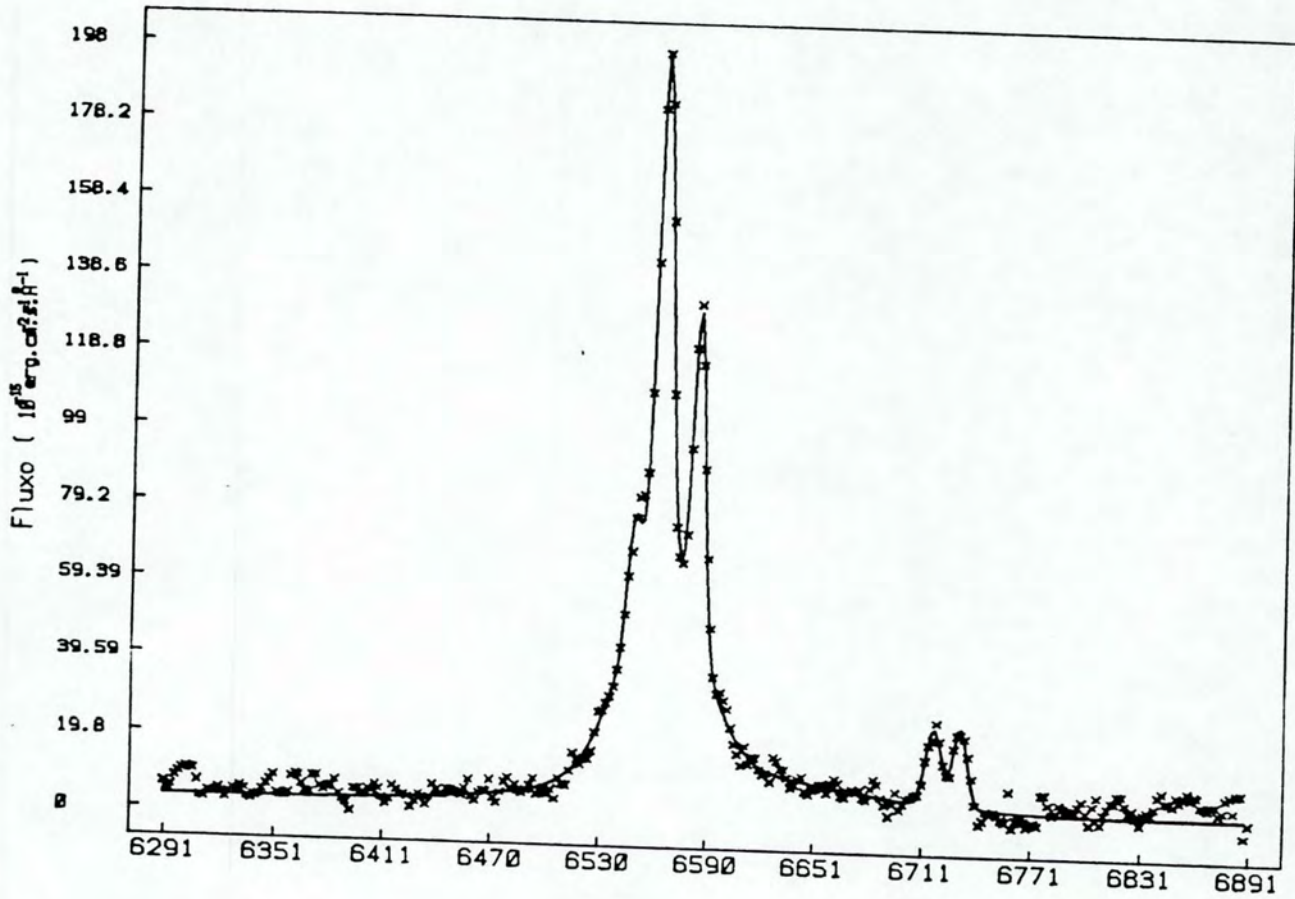


Figura II.5 - Ajuste com gaussianas para H $\alpha$  + [NII] + [SII];  
3 componentes para H $\alpha$ ;  $\chi^2 = 6.57$  .

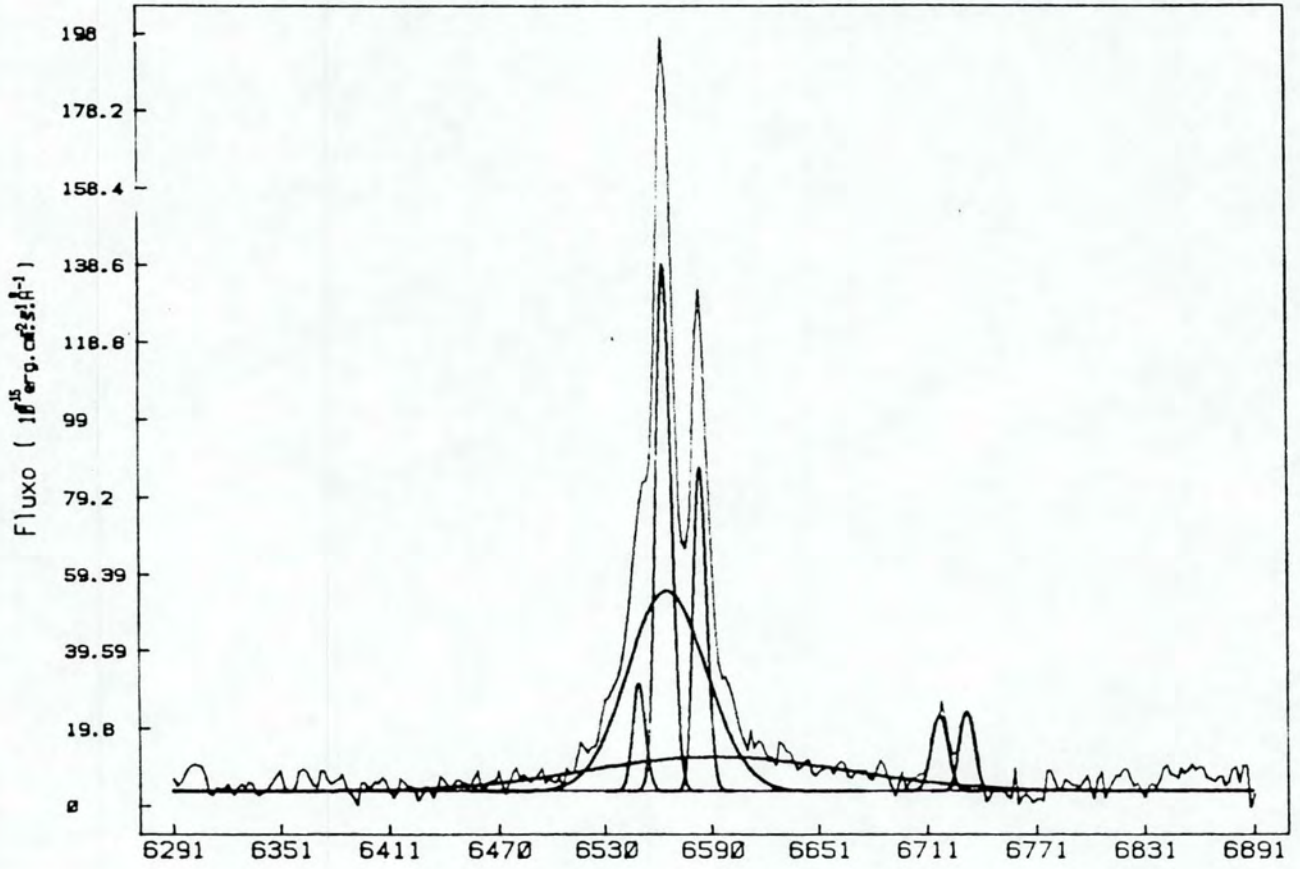


Figura II.6 - Componentes do ajuste de  $H\alpha$  + [NII] + [SII].



Se as três componentes encontradas em  $H\alpha$  têm um significado físico, é necessário que elas estejam presentes em outras linhas do HI, em especial em  $H\beta$  e  $H\gamma$ , que são muito intensas no espectro.

Na região entre  $H\gamma$  e  $H\beta$  existem muitos multipletes do FeII, o que pode causar dificuldades para a determinação do nível do contínuo e, conseqüentemente, na determinação das componentes dos perfis.

Para  $H\beta$ , o nível do contínuo foi assumido como o mesmo determinado para  $H\alpha$ , já que o contínuo ficou bastante plano entre essas duas linhas após a subtração da lei-de-potência.

Os ajustes sobre  $H\beta$  foram feitos impondo-se a condição de que cada componente da linha tivesse o mesmo FWHM que o correspondente em  $H\alpha$ , o que implica  $S\sigma(H\beta) = 0.74 S\sigma(H\alpha)$ .

Devido à grande extensão da base de  $H\beta$ , o par [OIII] 4959,5007 teve que ser incluído no ajuste de  $H\beta$ .

Uma inspeção das linhas do [OIII], particularmente [OIII] 5007, mostra que a base das linhas é alargada e apresenta um caimento menos íngreme para o azul, contrário ao observado nas linhas do HI.

O ajuste de [OIII] 5007 com uma única gaussiana falha em ajustar ou a base ou o corpo da linha. Com a inclusão de duas gaussianas, uma estreita para o topo e outra mais larga para a base da linha, o perfil fica bem ajustado.

A linha [OIII] 4959 foi ajustada com a condição de que cada uma de suas duas componentes tivesse  $1/3$  da intensidade da correspondente em [OIII] 5007, obedecendo ao valor teórico para a razão entre as intensidades das linhas do par.

O resultado do ajuste simultâneo das 3 componentes de H $\beta$  e de 2 componentes para cada linha do [OIII] 4959,5007, está ilustrado na figura II.7, e as componentes que formam o ajuste estão na figura II.8. Observe-se que nestas figuras está incluída uma gaussiana ajustando FeII 4925.

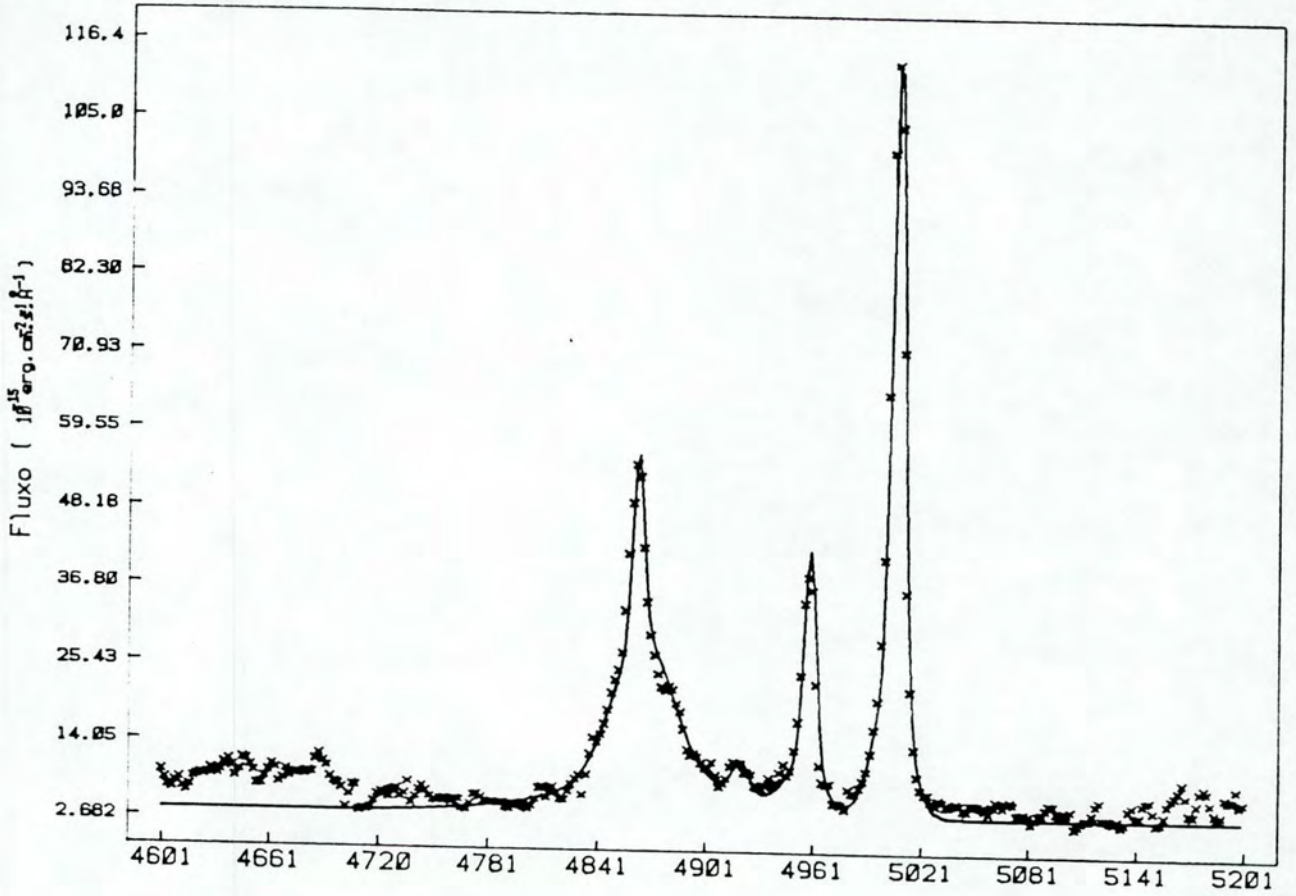


Figura II.7 - Ajuste com gaussianas sobre H $\beta$  + [OIII] + FeII 4925.



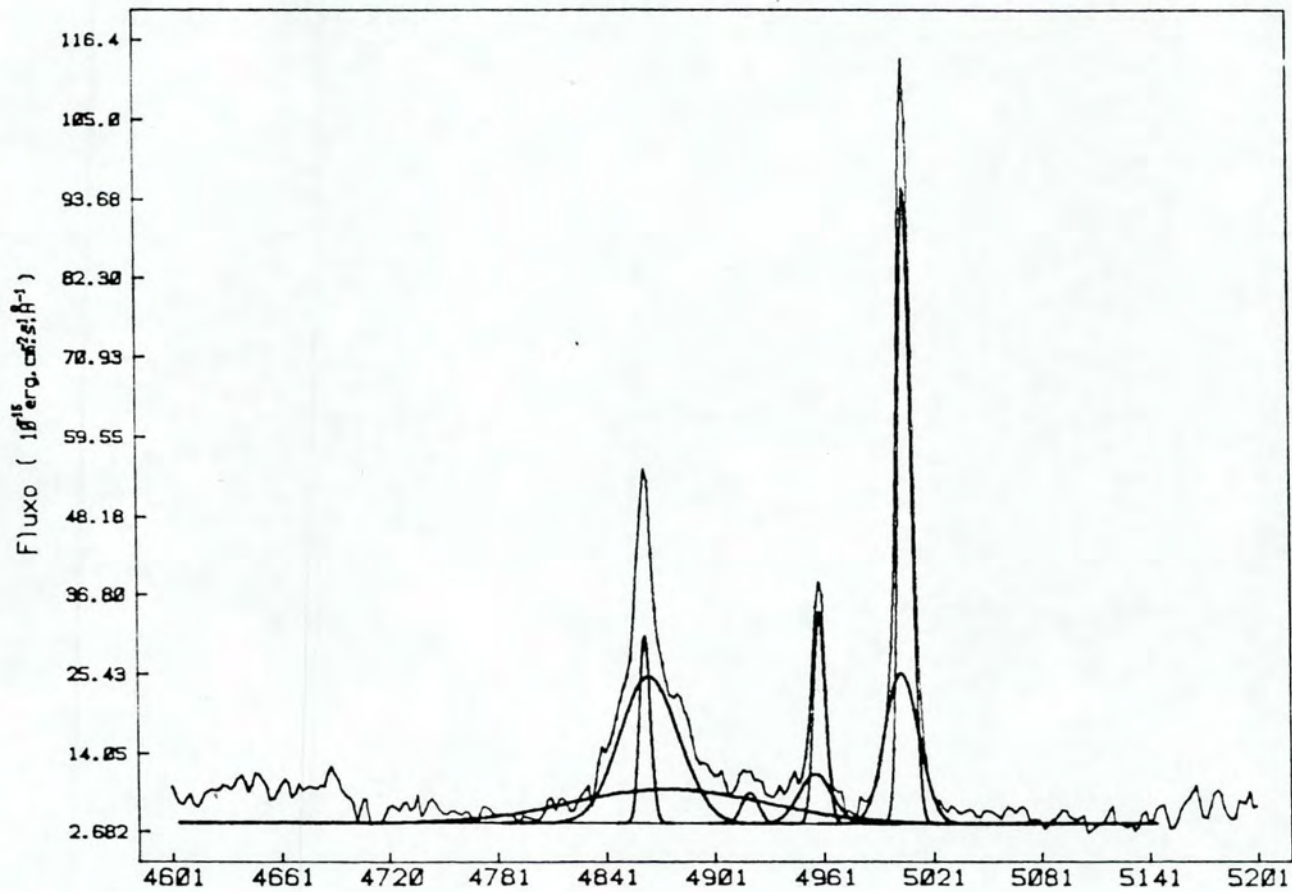


Figura II.8 - Componentes do ajuste de H $\beta$  + [OIII] + FeII 4925.

H $\alpha$  + [OIII] 4363 e H $\delta$  se encontram em regiões bastante contaminadas pelas linhas do FeII e pelo ruído, o que dificulta as análises.

Com a idéia de que as 3 componentes de H $\alpha$  e H $\delta$  são reais, impôs-se a condição de que cada componente de H $\alpha$  e H $\delta$  tivesse o mesmo FWHM que suas correspondentes em H $\alpha$  e H $\delta$ ; dessa maneira :

$$S_{\alpha}(H_{\alpha}) = 0.89 \quad S_{\alpha}(H_{\delta}) = 0.66 \quad S_{\alpha}(H_{\alpha})$$

$$S_{\alpha}(H_{\delta}) = 0.84 \quad S_{\alpha}(H_{\delta}) = 0.62 \quad S_{\alpha}(H_{\alpha})$$

Sobre H $\alpha$  existe a linha do [OIII] 4363 a qual foi ajustada com todos seus parâmetros sendo mantidos livres; em H $\delta$  existe o par [SII] 4068,4076 que também foi ajustado simultaneamente.

O resultado dos ajustes e as componentes individuais da linhas estão nas figuras II.9 e II.10, respectivamente.

Na região do espectro entre 3600 - 4000 Å, vê-se que há um salto ou "bump", na direção do ultra-violeta, começando entre 3900 - 4000 Å.

Para a análise das linhas entre 3700 - 3900 Å, assumiu-se um contínuo plano, definido pela base do par [OII] 3729,3729, o qual aparece como uma única linha. Nesta região, o nível do ruído do detetor cresce bastante, confundindo as análises.

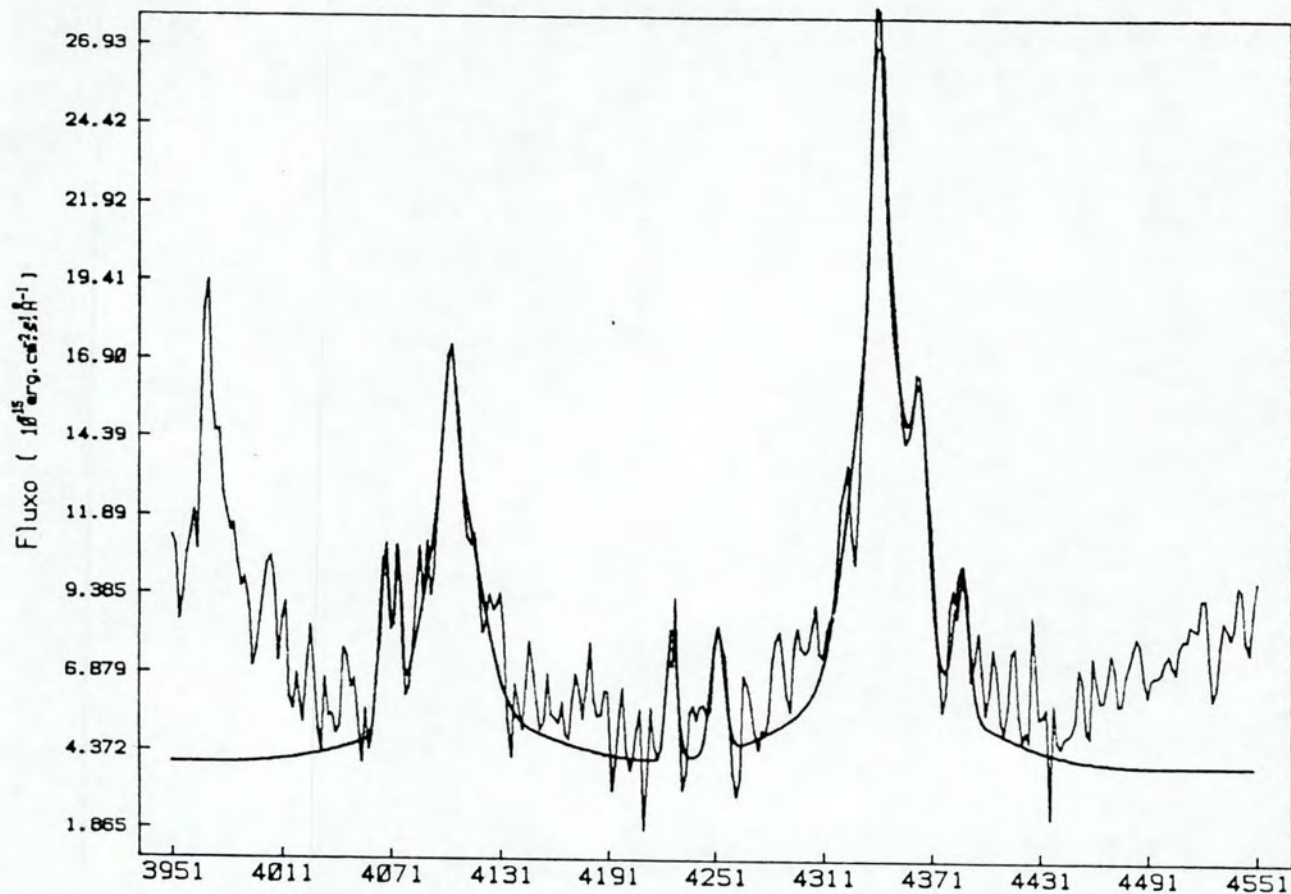


Figura II.9 - Ajuste com gaussianas sobre H $\delta$  + H $\gamma$  + [OIII] 4363.



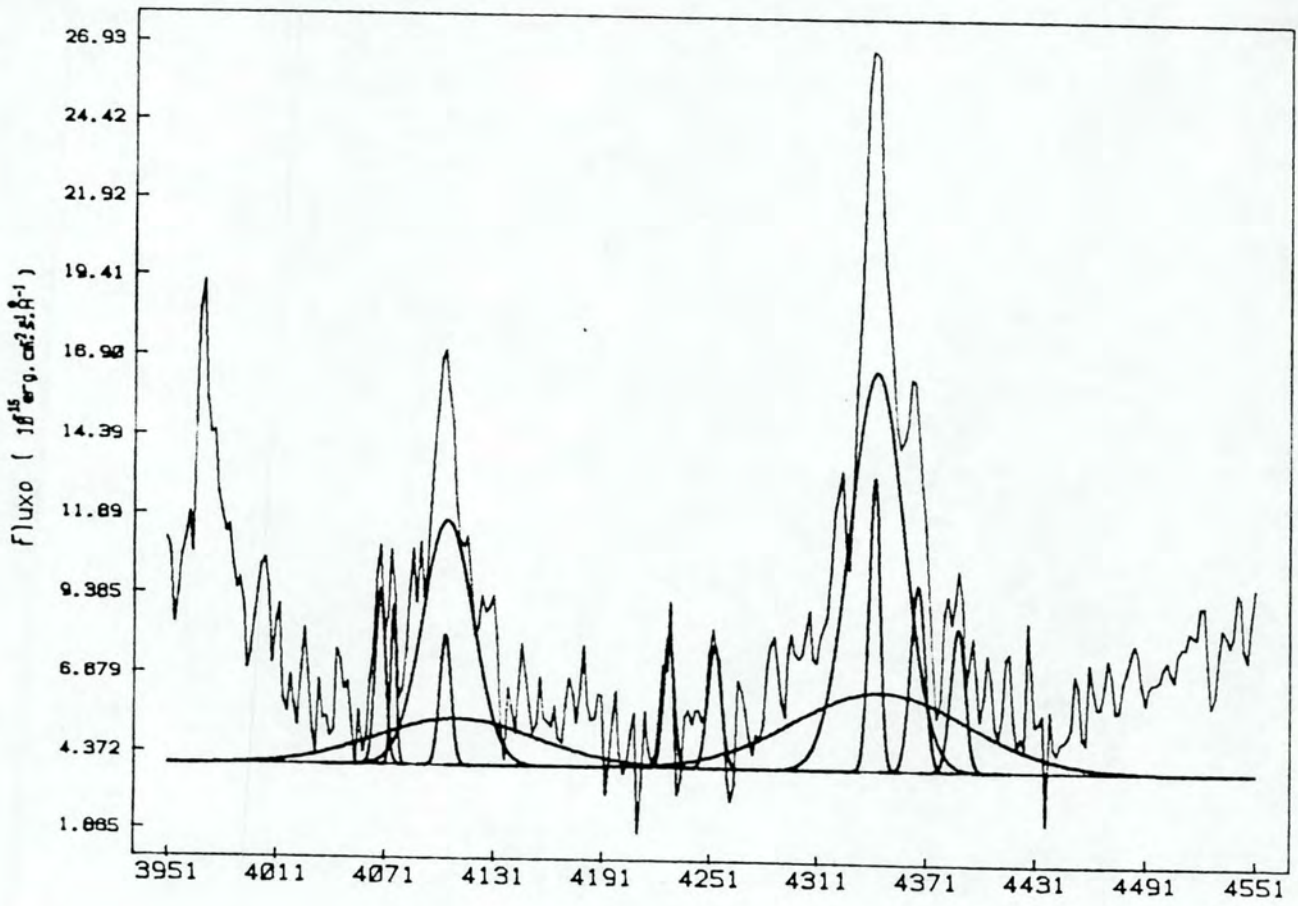


Figura II.10 - Componentes do ajuste de H $\delta$  + H $\alpha$  + [OIII].

### III - ANÁLISE DAS LINHAS PERMITIDAS.

Neste capítulo serão enfocadas apenas as análises das linhas de emissão, permitidas, realizadas sobre o espectro tomado com o 2D-FRUTTI, o qual é mostrado na figura I.12 .

O espectro do núcleo de NGC 7469, após serem aplicadas as correções por avermelhamento e redshift, e após terem sido descontadas a componente estelar e a lei-de-potência (figura I.10), foi decomposto em suas linhas de emissão.

As linhas permitidas mais salientes são as que formam a série de Balmer do HI :  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$  e  $H\delta$ ; e as linhas do hélio : HeI 5876 e HeII 4686. Nota-se também que entre 4400 - 4700 Å, vários multipletes do Fe (permitidos e proibidos) estão presentes.

As linhas de Balmer do HI :  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$  e  $H\delta$  foram analisadas conforme descrito na seção II.4.2, ajustando-se sempre três gaussianas sobre os perfis, com a condição de que cada componente de  $H\beta$ ,  $H\gamma$  e  $H\delta$  tivesse o mesmo FWHM (Km/s) que sua correspondente em  $H\alpha$ .

Por se encontrar numa região bastante contaminada por multipletes do FeII, a linha do HeII 4686 foi ajustada arbitrariamente, isto é, sem que seus parâmetros fossem submetidos a iterações, pois a distribuição de linhas nesta região impede que o programa de ajuste converja para algum



valor aceitável do  $\chi^2$ . Deste modo, os parâmetros da gaussiana sobre HeII 4686 foram sendo introduzidos externamente de maneira a reproduzir o perfil observado, e a qualidade do ajuste teve de ser julgada a "olho".

O procedimento de ajustar linhas arbitrariamente teve que ser utilizado em vários dos multipletes do FeII.

H7, H8 e H9, por serem bem menos intensas que as linhas mais altas da série de Balmer, e por se encontrarem numa região onde existem muitas outras linhas fracas, e na qual o ruído do detetor também é maior, só puderam ser ajustadas com uma única componente.

Os resultados dos melhores ajustes para as linhas permitidas estão na tabela III.1 abaixo, na qual temos, na primeira coluna, a identificação do íon; na segunda, a intensidade (fluxo total) da linha em  $1.0E-15$  erg/cm<sup>2</sup>/s; na terceira, a largura equivalente em Å; e na quinta, o FWHM em Km/s.

Nesta tabela estão listados vários multipletes do FeII, embora sua identificação seja um pouco difícil, já que a própria localização do comprimento de onda de laboratório destes multipletes, em muitos casos, não está bem definida. Foram consideradas apenas as linhas cujo FWHM fosse maior que o relativo ao perfil instrumental, estimado como sendo da ordem de 5 Å, 300 Km/s em 5000 Å.



Os dados referentes à identificação dos multipletes do FeII foram obtidos nas seguintes referências :

-Boksenberg et al., 1975:

-Phillips, 1977:

-Oke e Lauer, 1979.

A identificação das linhas permitidas, e também das proibidas e linhas do Fe, foi feita com base no comprimento de onda central fornecido pelo catálogo de linhas de emissão de Meinel, Aveni e Stockton (1969).

Ion	Lo	I	EW (Å)	FWHM (Km/s)
H9	3835	56.95	14.24	725.84
H8	3889	69.91	17.48	563.17
FeI 20	3917	43.87	10.97	450.92
H7	3970	94.00	23.50	2669.40
CIII	4002	40.52	10.13	651.42
FeII 172	4044	25.12	6.28	593.99
(Hd)b	4101	169.20	42.30	7752.38
(Hd)i	4101	272.20	68.05	2387.73
(Hd)n	4101	32.53	8.13	534.05
FeII 12	4251	37.02	9.26	619.91
SIII	4285	25.06	6.26	532.55

Tabela III.1

Ion	Lo	I	EW (Å)	FWHM (km/s)
FeII 27	4303	20.82	5.21	579.58
(H $\alpha$ )b	4340	306.54	76.63	7656.15
(H $\alpha$ )i	4340	454.42	113.61	391.36
(H $\alpha$ )n	4340	79.31	19.83	504.64
HeI	4471	30.71	7.68	553.06
FeI 2	4482	49.07	12.27	747.17
FeII	4500	52.69	13.17	948.28
FeII37 38	4512	30.26	7.57	535.51
FeII 37	4520	48.25	12.06	547.07
FeII 39	4531	33.77	8.44	453.74
FeII 38	4541	47.70	11.93	508.75

Tabela III.1 (cont.)



Ion	Lo	I	EW (Å)	FWHM (km/s)
FeII 186	4549	42.52	10.63	445.74
FeII	4559	33.84	8.46	464.90
FeII 38	4576	33.11	8.28	549.64
FeII 54	4628	58.37	14.59	625.90
HeII	4686	105.00	26.25	787.01
FeII 30	4826	25.90	6.48	462.61
(H $\delta$ )b	4861	638.26	159.57	7855.65
(H $\delta$ )i	4861	889.42	222.36	2374.86
(H $\delta$ )n	4861	208.09	52.02	450.56
HeI	4914	31.48	7.87	451.45
FeII	4922	26.02	6.50	533.97

Tabela III.1 (cont.)



Ion	Lo	I	EW (Å)	FWHM (km/s)
HeII	5694	31.75	7.94	416.90
(HeI)i	5876	346.87	86.72	4698.78
(HeI)n	5876	60.00	15.00	500.18
FeII 46	5991	58.06	14.51	528.31
FeII 74	6248	45.46	11.36	525.80
(H $\alpha$ )b	6563	1624.45	406.11	7862.68
(H $\alpha$ )i	6563	2843.14	710.79	2376.89
(H $\alpha$ )n	6563	1419.20	354.80	451.05

Tabela III.1 (cont.)



O deslocamento do comprimento de onda central das linhas de emissão conforme encontrado pelas análises com gaussianas, em relação a seu valor de laboratório, permite calcular a velocidade de emissão intrínseca das linhas, isto é, a velocidade da região ou nuvem emissora das linhas, no sistema de referência da própria galáxia que está emitindo. A velocidade de emissão está relacionada com o campo de velocidades que existe em torno do núcleo, onde se localizam as regiões nas quais as linhas são emitidas.

A velocidade sistêmica das regiões onde se formam as linhas pode ser calculada somando-se a velocidade radial ( $V_r$ ) calculada para a galáxia à velocidade de emissão de cada linha. No caso de NGC 7469,  $V_r = 4625.78$  Km/s.

A partir do FWHM das linhas, expressado em termos de velocidade, pode-se calcular a velocidade média de turbulência ( $V_t$ ) do meio no qual as linhas são emitidas, através da seguinte equação

$$V_t = \text{FWHM}/1.67$$

Na tabela III.2 são apresentados os seguintes dados :

Na coluna 1, a identificação do íon; na coluna 2, o comprimento de onda (observado) do pico da linha após a correção por redshift; na coluna 3, a velocidade de emissão  $V_{em}$  (Km/s); na coluna 4, a velocidade mais provável de turbulência  $V_t$  (Km/s); e na coluna 5, o FWHM em Km/s.

O comprimento de onda observado,  $\lambda_{ob}$ , é tomado como o  $\lambda$  central da gaussiana que melhor ajusta o perfil analisado; desta maneira, a velocidade de emissão é calculada pela seguinte equação

$$V_{em} = (\lambda_{ob} - \lambda_0) c / \lambda_0$$

onde  $c$  é a velocidade da luz,

$\lambda_0$  é o comprimento de onda central da linha em repouso.



Ion	LoB	Vem(Km/s)	Vt(Km/s)	FWHM(Km/s)
H9	3843.9	694.66	434.64	725.84
H8	3891.1	165.09	337.22	563.17
FeI 20	3919.0	153.19	270.01	450.92
H7	3978.0	604.53	1598.44	2669.40
CIII	4003.8	131.19	390.07	651.42
FeII 172	4047.1	230.72	355.68	593.99
(Hd)b	4110.0	658.41	4642.14	7752.38
(Hd)i	4105.3	315.28	1429.78	2387.73
(Hd)n	4104.2	234.09	319.79	534.05
FeII 12	4253.2	156.69	371.20	619.91
SIII	4286.3	88.91	318.89	532.55

Tabela III.2



ion	Lob	Vem(Km/s)	Vt(Km/s)	FWHM(Km/s)
FeII 27	4305.2	152.00	347.06	579.58
(H $\alpha$ )b	4352.3	848.16	4704.28	7856.15
(H $\alpha$ )i	4344.6	317.97	1431.95	2391.36
(H $\alpha$ )n	4341.7	120.31	302.18	504.64
FeI 2	4484.4	157.28	447.41	747.17
FeII	4502.3	153.31	567.83	948.28
FeII37 3	4513.3	89.09	320.67	535.51
FeII 37	4522.0	132.75	327.59	547.07
FeII 39	4533.2	144.97	271.70	453.74
FeII 38	4541.8	54.81	304.64	508.75
FeII 186	4551.3	154.31	266.91	445.74

Tabela III.2 (cont.)

ion	Loz	Vem(Km/s)	Vt(Km/s)	FWHM(Km/s)
FeII	4559.5	32.91	278.39	464.90
FeII 38	4579.4	219.63	329.12	549.64
FeII 54	4629.2	75.22	374.79	625.90
HeII	4689.4	220.22	471.26	787.01
FeII 30	4828.3	144.84	277.01	462.61
(H $\delta$ ) <sub>b</sub>	4879.8	1159.66	4703.98	7855.65
(H $\delta$ ) <sub>i</sub>	4865.1	253.63	1422.07	2374.86
(H $\delta$ ) <sub>n</sub>	4863.1	128.38	269.79	450.56
HeI	4917.6	221.00	270.33	451.45
FeII	4925.4	207.84	319.74	533.97
HeII	5694.7	36.34	249.64	416.90

tabela III.2 (cont.)



Ion	Lo <sub>b</sub>	V <sub>em</sub> (Km/s)	V <sub>t</sub> (Km/s)	FWHM(Km/s)
(HeI)i	5867.0	-457.47	2813.64	4698.78
(HeI)n	5879.0	151.63	299.51	500.18
FeII 46	5992.8	90.63	316.35	528.31
FeII 74	6249.8	88.34	314.85	525.80
(H $\alpha$ )b	6593.7	1405.16	4708.19	7862.68
(H $\alpha$ )i	6566.5	157.72	1423.29	2376.89
(H $\alpha$ )n	6565.0	91.88	270.09	451.05

Tabela III.2 (cont)



Nas figuras III.1 e III.2 abaixo, temos plotadas, respectivamente, a distribuição da velocidade de emissão e da velocidade de turbulência, contra o comprimento de onda. Barras de erro são plotadas para as componentes nas quais foram possíveis calculá-las.

Na figura III.1 pode-se ver claramente que existem dois grupos de linhas caracterizados por diferentes velocidades de emissão.

O primeiro grupo é formado pelas componentes largas das linhas de Balmer do HI, com uma velocidade de emissão média dada por

$$V_{em} = 1017.85 \pm 330.71 \text{ Km/s}$$

O segundo grupo inclui as componentes intermediárias e estreitas das linhas de Balmer do HI e as outras linhas permitidas encontradas no espectro. A velocidade de emissão média para este grupo é

$$V_{em} = 174.96 \pm 70.63 \text{ Km/s}$$

Pela figura III.2, velocidade de turbulência contra comprimento de onda, aparecem três grupos de linhas separados por  $V_t$ . O primeiro e o segundo grupos são formados pelas componentes largas e intermediárias das linhas do HI; o terceiro inclui as componentes estreitas do HI e as outras linhas permitidas. Para cada grupo, a velocidade de turbulência média é dada por :



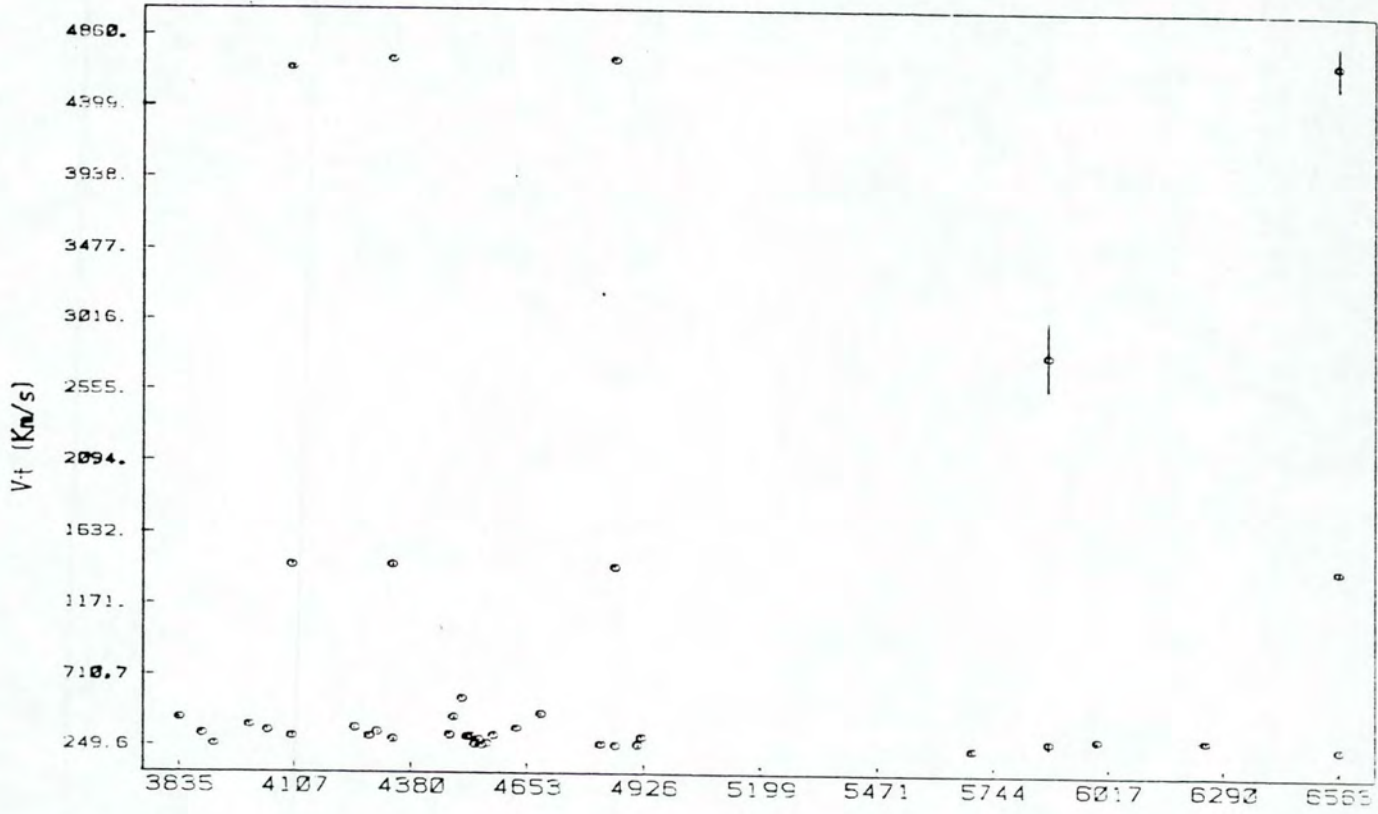


Figura III.2 - Distribuição da velocidade de turbulência sobre o espectro.



As diferenças entre os três grupos de linhas permitidas ficam mais claras quando se confronta a velocidade de emissão com a velocidade de turbulência para cada linha.

Na figura III.3 está plotada a distribuição de  $V_{em} \times V_t$ , e na qual os três grupos ficam bem caracterizados.

Neste gráfico, as componentes largas das linhas de Balmer do HI agrupam-se em torno do ponto dado por :

$$\begin{aligned} V_t &= 4689.65 \pm 31.73 \text{ Km/s} \\ V_{em} &= 1017.85 \pm 330.71 \text{ Km/s} \end{aligned}$$

As componentes intermediárias das linhas do HI definem o segundo grupo em torno de

$$\begin{aligned} V_t &= 1426.77 \pm 4.83 \text{ Km/s} \\ V_{em} &= 260.95 \pm 74.91 \text{ Km/s} \end{aligned}$$

Já o terceiro grupo fica formado pelas componentes estreitas das linhas do HI e pelas outras linhas permitidas, e é dado por :

$$\begin{aligned} V_t &= 331.52 \pm 71.19 \text{ Km/s} \\ V_{em} &= 137.38 \pm 58.53 \text{ Km/s} \end{aligned}$$

A correlação entre a velocidade de emissão e a velocidade de turbulência ( $V_t = \text{FWHM}/1.67$ ), no sentido de que a largura das linhas cresce com  $V_{em}$ , é compatível com a

idéia de que existe um campo de velocidades no núcleo de NGC 7469. Assim, como as linhas com FWHM (ou  $V_t$ ) maiores são emitidas mais internamente no núcleo, a velocidade das núvens ou das regiões onde se formam as linhas, decresce com maiores distâncias à fonte ionizante central.

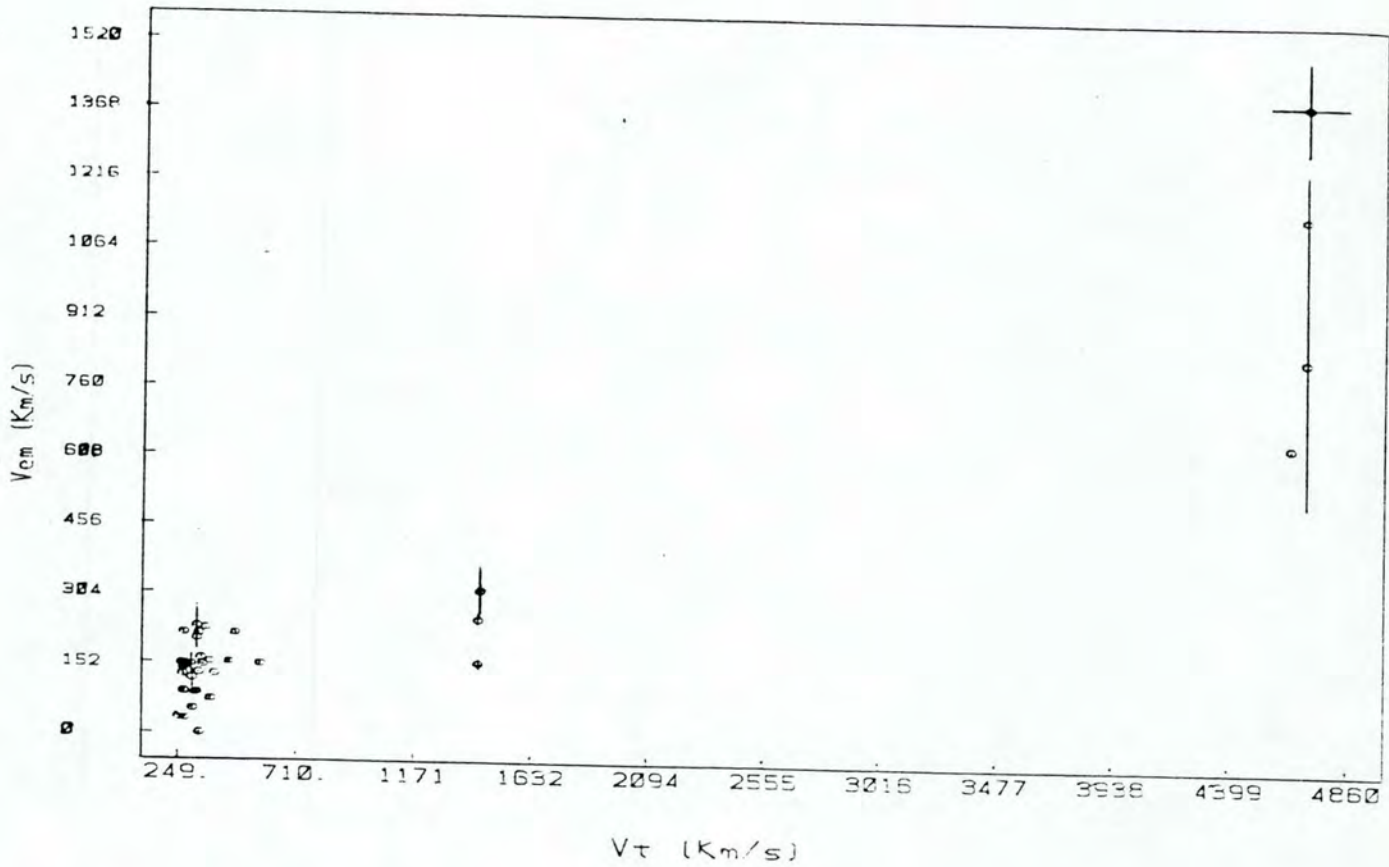


Figura III.3 - Distribuição das velocidades de emissão e de turbulência.

### III.1 - As linhas de Balmer do HI.

Devido à grande intensidade, largura e boa definição de seus perfis, as linhas de Balmer do HI : H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$  e H $\delta$ , puderam ser ajustadas com três componentes, conforme descrito em II.4.2.

Cada uma dessas componentes pode ser caracterizada como sendo larga (b), intermediária (i), ou estreita (n), de acordo com o FWHM (Km/s) calculado a partir do ajuste gaussiano.

Na tabela III.3 abaixo, estão listados alguns parâmetros calculados para cada uma dessas componentes ajustadas para cada linha. Na primeira coluna está a identificação da componente; na segunda, o comprimento de onda central da gaussiana ajustada para essa componente; na terceira, a velocidade de emissão (Km/s); na quarta, a velocidade de turbulência (Km/s); e na última coluna, a porcentagem com que cada componente contribui para a energia total emitida pela linha.



Linha	Lo	Vem	Vt	F/Ftot (%)
(H $\alpha$ )b	6562.8	1405.2	4708.2	28
(H $\alpha$ )i	6562.8	157.7	1423.3	48
(H $\alpha$ )n	6562.8	91.9	270.1	24
(H $\beta$ )b	4861.3	1159.7	4703.9	37
(H $\beta$ )i	4861.3	253.6	1422.1	51
(H $\beta$ )n	4861.3	128.4	269.8	12
(H $\gamma$ )b	4340.5	848.2	4704.3	36
(H $\gamma$ )i	4340.5	317.2	1431.2	54
(H $\gamma$ )n	4340.5	120.3	302.2	10
(H $\delta$ )b	4101.5	658.4	4642.1	36
(H $\delta$ )i	4101.5	315.3	1429.8	57
(H $\delta$ )n	4101.5	234.1	319.8	7

Tabela III.3

Pela tabela acima vemos que em todas as linhas, a componente intermediária é a que mais emite energia sobre a linha. As componentes largas e intermediárias apresentam uma tendência geral de diminuição de suas contribuições ao irmos de  $H\delta$  para  $H\alpha$ . A componente estreita apresenta uma tendência justamente oposta, ou seja, cresce a porcentagem emitida por esta componente de  $H\delta$  para  $H\alpha$ . O mesmo fato já havia sido observado para NGC 7469 por Westin (1985).

Na figura III.4 temos uma representação gráfica dos dados da tabela III.3, onde as tendências citadas acima ficam claras.

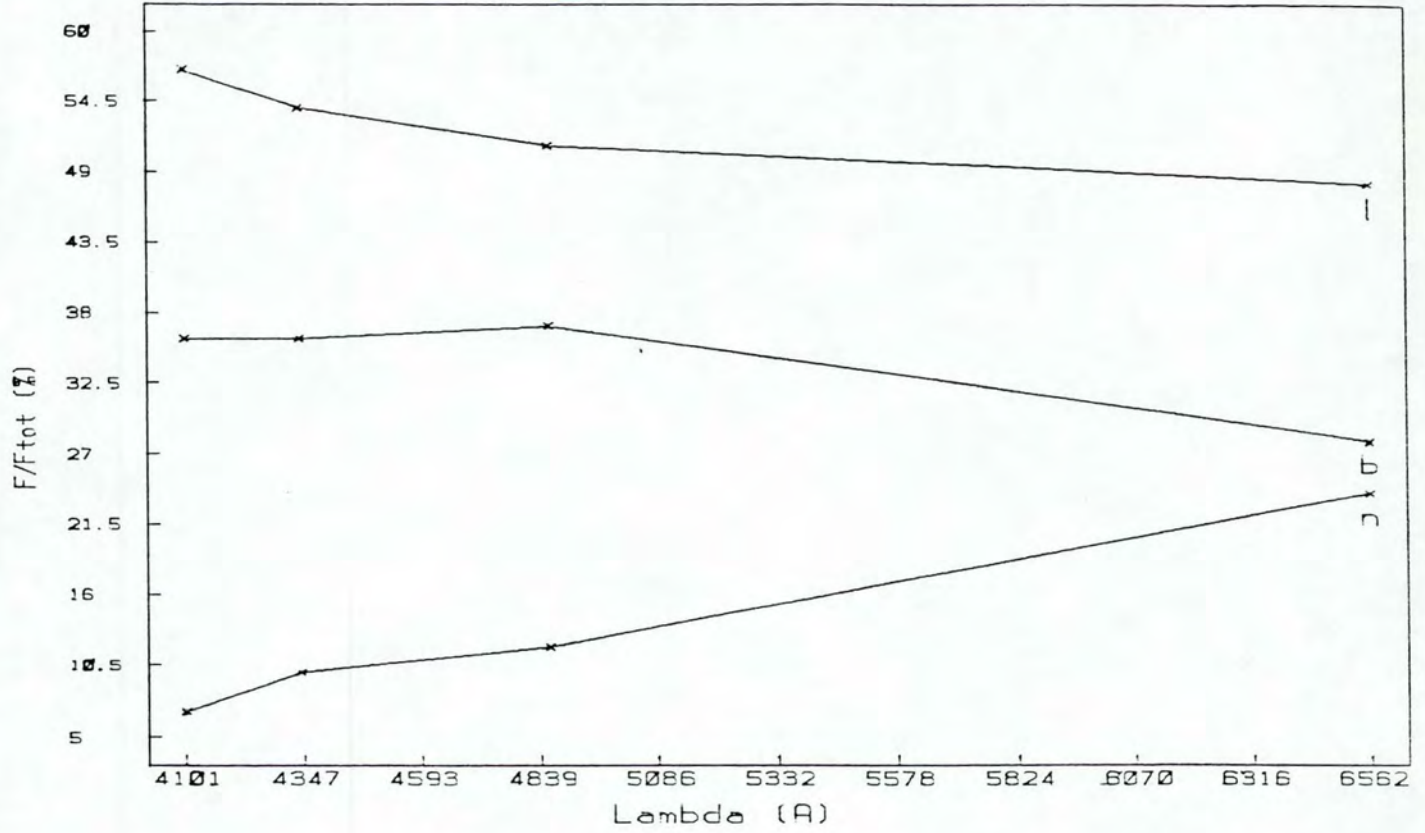


Figura III.4 - Contribuição da energia de cada componente das linhas de Balmer do HI. As letras b, i e n referem-se, respectivamente, às componentes larga, intermediária e estreita.



As componentes largas das linhas de Balmer do HI estão bastante deslocadas para o vermelho em relação às componentes estreitas. A diferença em velocidade é da ordem de  $\Delta V = 1000 \text{ Km/s}$ . Para as componentes intermediárias, este deslocamento é da ordem de  $\Delta V = 250 \text{ Km/s}$ . Quando somadas as três componentes, é natural que o lado vermelho dos perfis resultantes apresente uma queda menos abrupta do que o lado azul.

Existem alguns modelos que tentam explicar a assimetria para o vermelho das linhas do HI envolvendo movimentos radiais e a presença de pó na região onde as linhas são emitidas.

Supondo-se um sistema de nuvens de gás imersas num meio ambiente com pó, haveria uma maior absorção e, conseqüentemente, atenuação, da radiação vinda do lado mais afastado do que do lado mais próximo em relação a um observador colocado no exterior do sistema.

Assim, se as nuvens apresentassem um movimento radial em direção ao centro (contração), haveria uma deficiência da radiação mais azul de uma linha, em relação à radiação mais vermelha; no caso do sistema apresentar uma expansão global, a deficiência estaria no lado vermelho.

O problema com o modelo acima é que o sistema de nuvens deve ocupar um volume com um raio menor do que 1% do raio da região de emissão das linhas estreitas, ou seja, da ordem de 1pc; nesta região tão próxima ao núcleo, a radiação

ionizante da fonte central não-térmica torna o meio não favorável à presença do pó.

Outro fator contra a presença do pó é que uma concentração de pó grande o suficiente para produzir as assimetrias observadas nos perfis das linhas largas, deveria obscurecer completamente o sistema de nuvens que produz essas linhas.

Capriotti, Foltz e Beard (1979), propõem um modelo no qual a fonte ionizante central (considerada puntual), estaria cercada por um número finito de nuvens discretas de gás, nas quais existe também o pó. As dimensões características dessas nuvens são tais que a parte ionizada de uma nuvem pode ser considerada como um plano, que fica de frente para a fonte central, com espessura muito menor que o raio da nuvem. Deste modo, a maior parte do volume de uma nuvem seria constituído de hidrogênio neutro e "frio", formando um ambiente favorável à presença do pó.

Pelo esquema acima, a radiação da linha escapa mais facilmente pela região ionizada do que pela região de gás neutro, na qual também há pó. A radiação das nuvens do lado mais afastado em relação a um observador colocado no exterior, apareceria mais intensa que a radiação das nuvens do lado mais próximo, as quais têm a parte contendo gás e pó, que absorvem a radiação, em frente ao observador. Supondo que o sistema estivesse submetendo-se a uma contração, a radiação do lado mais azul de uma linha seria, então, reforçada em relação à radiação mais vermelha. No caso de



uma expansão, o lado mais vermelho da linha é que seria realçado.



### III.2 - O decremento de Balmer.

Supondo que cada componente da série de Balmer com o mesmo FWHM (Km/s) origina-se numa mesma região no núcleo, pode-se calcular o decremento de Balmer separadamente para cada uma dessas regiões, considerando apenas o fluxo emitido pelas linhas nestas regiões.

Na tabela III.4 estão listados os valores do decremento de Balmer para cada uma das componentes que representam as três regiões de formação de linhas.

Na primeira coluna temos a identificação da linha com a qual se calcula o decremento; nas três colunas seguintes temos, respectivamente, o valor do decremento de Balmer correspondente à componente larga (b), à intermediária (i) e à estreita (n). Na quinta coluna está o decremento de Balmer total, isto é, considerando a soma da emissão de cada componente das linhas na região do núcleo; e na última coluna, está o valor correspondente ao caso B da teoria de recombinação (Osterbrock, 1974).

linha	b	i	n	total	B
H $\alpha$ /H $\beta$	2.545	3.197	6.820	3.390	3.030
H $\gamma$ /H $\beta$	0.480	0.511	0.381	0.484	0.459
H $\delta$ /H $\beta$	0.265	0.306	0.156	0.273	0.252

Tabela III.4

Os dados desta tabela estão plotados nas figuras III.5 e III.6, nas quais temos, respectivamente :

- figura III.5 -  $\log(H\alpha/H\beta) \times \log(H\gamma/H\beta)$
- figura III.6 -  $\log(H\alpha/H\beta) \times \log(H\delta/H\beta)$ .

A reta sobre o valor do decremento para o caso B indica o efeito do avermelhamento para  $E(B-V) = 0.14$ .

Como se vê, em nenhuma das regiões o decremento de Balmer pode ser inteiramente explicado pelo caso B da teoria de recombinação. Um fato bastante visível é que para a região das linhas estreitas, o decremento de Balmer se afasta muito do valor do caso B, enquanto que para as regiões larga e intermediária (e a total), os valores se encontram mais próximos do valor teórico.

A razão disto pode ser que nas regiões mais internas, mais próximas da fonte central, as condições físicas sejam mais semelhantes às do caso B, enquanto que nas regiões mais externas, a presença de pó pode explicar, ao menos em parte, o desvio observado nos decrementos de Balmer.

Uma explicação para o fato de que o decremento de Balmer diminui para as regiões mais internas pode ser a seguinte (Canfield e Pueter, 1981) :

À medida que a profundidade óptica aumenta, a razão ( $H\alpha/H\beta$ ) cresce; isto se deve ao fato de que a eficiência de conversão de fótons  $L\beta$  em fótons  $H\alpha$  aumenta ao  $L\beta$  tornar-se opticamente espessa. Mais profundamente na região (ou nuvem) emissora de linhas, as linhas de Balmer se tornam opticamente espessas, e a razão ( $H\alpha/H\beta$ ) começa a diminuir .



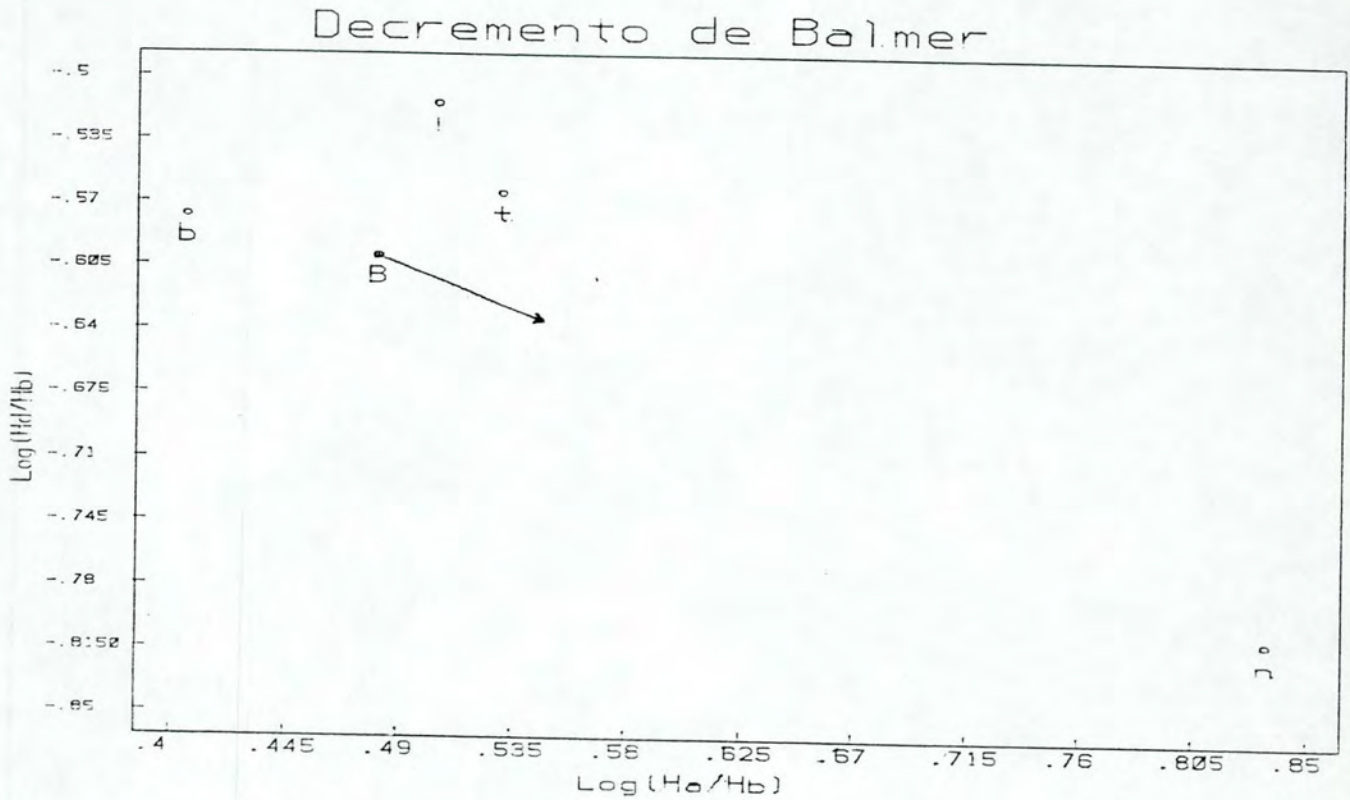


Figura III.5 - Decremento de Balmer  $\log(Hd/Hb)$  X  $\log(Ha/Hb)$ .  
b, i, n e t referem-se, respectivamente, às  
componentes largas, intermediárias, estreitas  
e a total. B corresponde ao valor teórico do  
caso B de recombinação.

### Decremento de Balmer

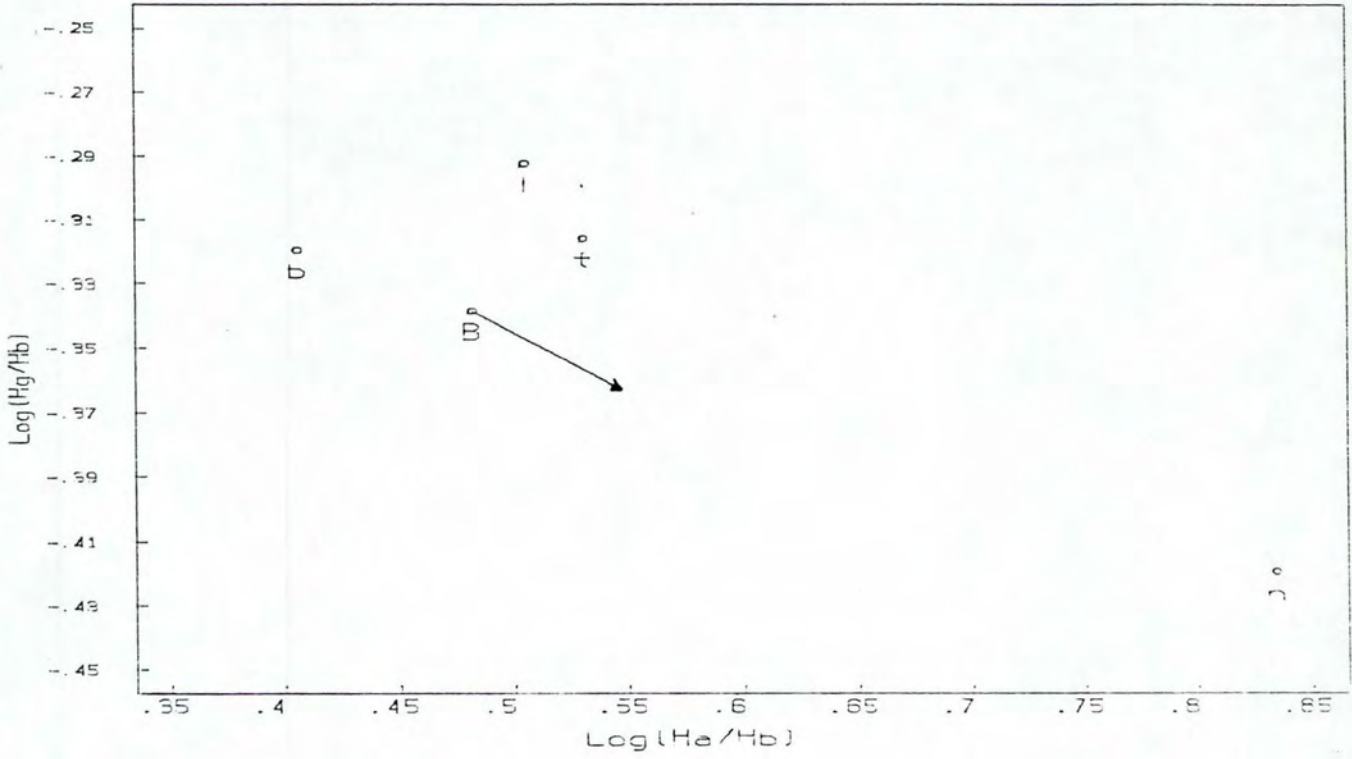


Figura III.6 - Decremento de Balmer para  $\text{log}(H\gamma/H\beta)$  X  $\text{log}(H\alpha/H\beta)$ .

#### IV - ANÁLISE DAS LINHAS PROIBIDAS.

Alguns átomos possuem níveis de energia a apenas uns poucos elétron-volts acima do nível fundamental, e a colisão com elétrons térmicos pode excitá-los até esses níveis. Na região óptica do espectro, todas essas linhas excitadas colisionalmente dos íons mais comuns (mais abundantes), originam-se de configurações eletrônicas iguais à configuração do nível fundamental, e, neste caso, as transições radiativas são proibidas pela regra de seleção de paridade. As transições entre esses estados excitados colisionalmente e o estado fundamental são proibidas pelas regras de seleção de dipólo elétrico, mas podem ocorrer, com probabilidades muito mais baixas, por transições de dipólo magnético e/ou quadrupólo elétrico.

Nestes casos, as linhas assim formadas são chamadas de linhas proibidas, e formam uma das características mais marcantes nos espectros de núcleos Seyfert 1 e 2, Quasares, Nebulosas planetárias, regiões HII, etc.

No espectro do núcleo da NGC 7469, após todas as correções terem sido feitas (fig I.5), várias dessas linhas proibidas estão presentes de maneira intensa, e com larguras muito maiores do que as linhas presentes em outros tipos de espectros, por exemplo, Seyfert 2.



Claramente visíveis são as linhas do par do oxigênio [OIII] 4959,5007; o par do enxofre [SII] 6717,6732; a componente [NII] 6584 do nitrogênio, enquanto que a componente [NII] 6548 aparece apenas como uma saliência no lado esquerdo de H $\alpha$ ; o par de linhas do neônio [NeIII] 3869,3967; e o par do oxigênio [OII] 3727,3729 o qual aparece como uma única linha devido à resolução com a qual o espectro foi obtido.

Menos visíveis que essas primeiras, mas ainda assim presentes, estão as linhas do [OI] 6300,6364, [FeVI] 5678, [FeVII] 5721 e [FeX] 6375, abrangendo um largo intervalo de ionização, característico de núcleos Seyfert 1.

Essas linhas proibidas (excitadas colisionalmente), observadas na região do óptico, são muito importantes para a determinação das condições físicas na região onde essas linhas estão sendo emitidas. A densidade e a temperatura eletrônica podem ser calculadas com base na relação de intensidade entre linhas de diferentes níveis de um mesmo íon.

O ajuste das linhas do par [OIII] 4959,5007 (fig. II.7 e II.8), teve que ser feito com duas gaussianas, pois uma única gaussiana não reproduz, simultaneamente, o perfil intenso e estreito na parte central de ambas as linhas e a característica mais alargada e assimétrica na base.

O sentido da assimetria observada é de reforçar o lado mais azul das linhas, contrário ao observado nas linhas de

Balmer do HI. Em termos do ajuste, isto significa assumir-se uma gaussiana mais larga e deslocada para o azul em relação ao centro, representando a base da linha.

Os ajustes sobre o par [NIII] 6548,6584 (fig. II.5 e II.6), foram feitos fixando-se a relação de intensidade e a separação do centro de cada linha. O par [NeIII] 3869,3967 teve de ser ajustado também com duas gaussianas, pois ambas as linhas apresentam bases alargadas.

Vale a pena reforçar a idéia de que cada uma das componentes encontradas representa uma média tomada sobre todas as características de emissão possíveis de serem distinguidas dentro da resolução utilizada. Uma resolução mais alta permitiria que mais detalhes fossem percebidos e mais componentes seriam necessárias para ajustar os perfis mais complexos observados. Por exemplo, Pelat, Alloin e Fosbury (1981), trabalhando sobre NGC 3783 com uma resolução de 0.5 Å, ajustam [OIII] 5007 com três componentes com FWHM (Å), respectivamente de 11.2 Å, 4.6 Å e 1.4 Å.

Os resultados dos ajustes das linhas proibidas encontradas no espectro do núcleo de NGC 7469 estão na tabela IV.1. Na primeira coluna está listada a identificação do íon; na segunda o comprimento de onda central da linha; na terceira a intensidade (fluxo total) em unidades de  $1.0E-15$  erg/cm<sup>2</sup>/s; na quarta a largura equivalente em Å e na quinta coluna, o FWHM em Km/s.



Ion	Lo	I	EW (Å)	FWHM (Km/s)
[NeIV]	4720	21.08	5.27	438.57
[FeIII]3F	4755	19.95	4.99	594.32
[FeII]20F	4774	21.06	5.26	443.97
[FeII]20F	4815	26.08	6.52	424.05
[OIII]i	4959	166.41	41.60	1307.86
[OIII]n	4959	258.06	64.51	481.54
[OIII]i	5007	499.77	124.94	1295.32
[OIII]n	5007	774.94	193.73	476.93
[FeVI]	5147	20.69	5.17	367.87
[FeVII]	5158	48.42	12.10	517.75
[FeVI]	5177	42.15	10.54	457.17

Tabela IV.1 (cont.)



ion	Lo	I	EW (Å)	FWHM (Km/s)
[OIII]	3727	349.82	87.45	911.80
[FeV]	3851	55.86	13.96	722.83
[NeIII]i	3869	169.19	42.30	1440.76
[NeIII]n	3869	50.12	12.53	566.08
[FeV]	3896	26.16	6.54	397.13
[NeIII]i	3969	92.93	23.23	1441.84
[NeIII]n	3969	38.00	9.50	551.81
[SII]	4068	40.17	10.04	489.76
[SII]	4076	37.15	9.29	488.80
[OIII]	4363	48.59	12.15	587.81
[FeII]	4451	17.05	4.26	369.84

Tabela IV.1

Ion	Lo	I	EW (Å)	FWHM (Km/s)
[FeVI]	5678	16.60	4.15	364.57
[FeVII]	5721	47.60	11.90	681.68
[FeII]39F	5726	17.21	4.30	261.58
[NII]	5755	39.02	9.76	628.57
[FeVII]	6085	116.07	29.02	981.09
[OI]	6300	90.67	22.67	539.41
[OI]	6364	44.07	11.02	306.40
[FeX]	6373	34.28	8.57	256.08
[NII]	6548	253.06	63.26	393.82
[NII]	6584	759.93	189.98	391.67
[SII]	6717	245.96	61.49	489.09
[SII]	6732	248.02	62.01	488.00

Tabela IV.1 (cont.)

Analogamente às linhas permitidas, pode-se calcular as velocidades de emissão e de turbulência para cada linha proibida encontrada no espectro, e listada na tabela IV.1.

Da tabela IV.1, fica aparente que o intervalo de FWHM para as linhas proibidas, 300 - 1500 Km/s, é bem menor do que o correspondente para as linhas permitidas, que varia entre 300 - 7800 Km/s.

Na tabela IV.2, estão listados os seguintes dados : na coluna 1, a identificação do íon; na coluna 2, o comprimento de onda observado; na coluna 3, a velocidade de emissão,  $V_e$  (Km/s); na coluna 4, a velocidade de turbulência,  $V_t$  (Km/s); e na coluna 5, o FWHM (km/s).



```
=====
|  ion   |  Lob   |  Vem(Km/s) |  Vt (Km/s) |  FWHM (Km/s) |
-----
| [OIII] | 3734.5 | 647.16     | 545.99     | 911.80       |
-----
| [FeV]  | 3854.3 | 254.75     | 432.83     | 722.83       |
-----
|[NeIII]i | 3871.7 | 207.03     | 862.73     | 1440.76      |
-----
|[NeIII]n | 3871.8 | 219.44     | 338.97     | 566.08       |
-----
| [FeV]  | 3898.5 | 193.25     | 237.80     | 397.13       |
-----
|[NeIII]i | 3973.8 | 364.31     | 863.38     | 1441.84      |
-----
|[NeIII]n | 3970.1 | 80.09      | 330.43     | 551.81       |
-----
| [SII]  | 4068.0 | 2.97       | 293.27     | 489.76       |
-----
| [SII]  | 4076.0 | 0.00       | 292.69     | 488.80       |
-----
| [OIII] | 4366.0 | 209.03     | 351.98     | 587.81       |
-----
| [FeII] | 4453.5 | 167.84     | 221.46     | 369.84       |
=====
```

Tabela IV.2

ion	Lob	Vem(Km/s)	Vt (Km/s)	FWHM (Km/s)
[NeIV]	4722.7	174.16	262.62	438.57
[FeIII]3F	4756.7	106.00	355.88	594.32
[FeII]20F	4775.0	62.84	265.85	443.97
[FeII]20F	4816.9	119.63	253.92	424.05
[OIII]i	4956.5	-151.84	783.15	1307.86
[OIII]n	4959.3	15.13	288.35	481.54
[OIII]i	5004.5	-150.38	775.64	1295.32
[OIII]n	5007.3	15.00	285.58	476.93
[FeVI]	5147.3	17.50	220.28	367.87
[FeVII]	5160.0	116.34	310.03	517.75
[FeVI]	5179.2	129.81	273.76	457.17

Tabela IV.2 (cont.)



```

=====
|  ion   |  Lab  | Vem(Km/s) |  Vt (Km/s) | FWHM (Km/s) |
-----
| [FeVI] | 5679.1 | 57.56 | 218.31 | 364.57 |
-----
| [FeVII] | 5722.3 | 67.66 | 408.19 | 681.68 |
-----
|[FeII]39F| 5727.5 | 80.16 | 156.63 | 261.58 |
-----
| [NII]  | 5756.0 | 82.56 | 376.39 | 628.57 |
-----
| [FeVII] | 6083.8 | -60.16 | 587.48 | 981.09 |
-----
| [OI]   | 6302.6 | 122.84 | 323.00 | 539.41 |
-----
| [OI]   | 6363.6 | -18.41 | 183.47 | 306.40 |
-----
| [FeX]  | 6374.6 | 74.84 | 153.34 | 256.08 |
-----
| [NII]  | 6550.3 | 99.42 | 235.82 | 393.82 |
-----
| [NII]  | 6585.3 | 76.10 | 234.53 | 391.67 |
-----
| [SII]  | 6717.7 | 29.47 | 292.87 | 489.09 |
-----
| [SII]  | 6733.0 | 44.56 | 292.22 | 488.00 |
=====

```

Tabela IV.2 (cont.)



As distribuições da velocidade de emissão e velocidade de turbulência contra o comprimento de onda, estão plotadas, respectivamente, nas figuras IV.1 e IV.2.

Da figura IV.2 vemos que as componentes largas do [NeIII] 3869,3968 e do [OIII] 4959,5007 e as componentes estreitas dessas e das outras linhas proibidas, separam-se em dois grupos bem definidos, caracterizados, em termos da velocidade de turbulência, por :

$$V_t = 774.48 \pm 112.62 \text{ Km/s}$$

$$V_t = 295.04 \pm 54.66 \text{ Km/s}$$

No primeiro grupo foi incluída a linha [FeVII] 6085, já que sua  $V_t$  é 587.48 Km/s, valor que se afasta em muito do valor médio de  $V_t$  para as linhas estreitas.

Na figura IV.1, Vem X comprimento de onda, vemos que, com exceção das componentes largas do [OIII] 4959,5007, cuja  $V_{em} = -150$  Km/s, de [FeVII] 6085 com  $V_{em} = -60$  Km/s e [OI] 6300 com  $V_{em} = -18$  Km/s, as outras linhas possuem todas  $V_{em} > 0$ , cujo valor médio é :

$$V_{em} = 110.50 \pm 87.21 \text{ Km.s}$$

Na figura IV.3, está plotada a distribuição da velocidade de emissão contra a velocidade de turbulência para cada linha proibida. Neste gráfico, essa divisão das linhas proibidas em dois grupos fica bem aparente.

As linhas puramente estreitas localizam-se na parte superior esquerda do gráfico, correspondendo à uma baixa velocidade de turbulência e velocidade de emissão positiva

$$V_t = 295.04 \pm 54.66 \text{ Km/s}$$

$$V_{em} = 110.50 \pm 87.21 \text{ Km.s}$$

As componentes largas do [OIII] 4959,5007 e a linha [FeVII] 6085, localizam-se na região correspondente à maior  $V_t$  e velocidade de emissão negativa.

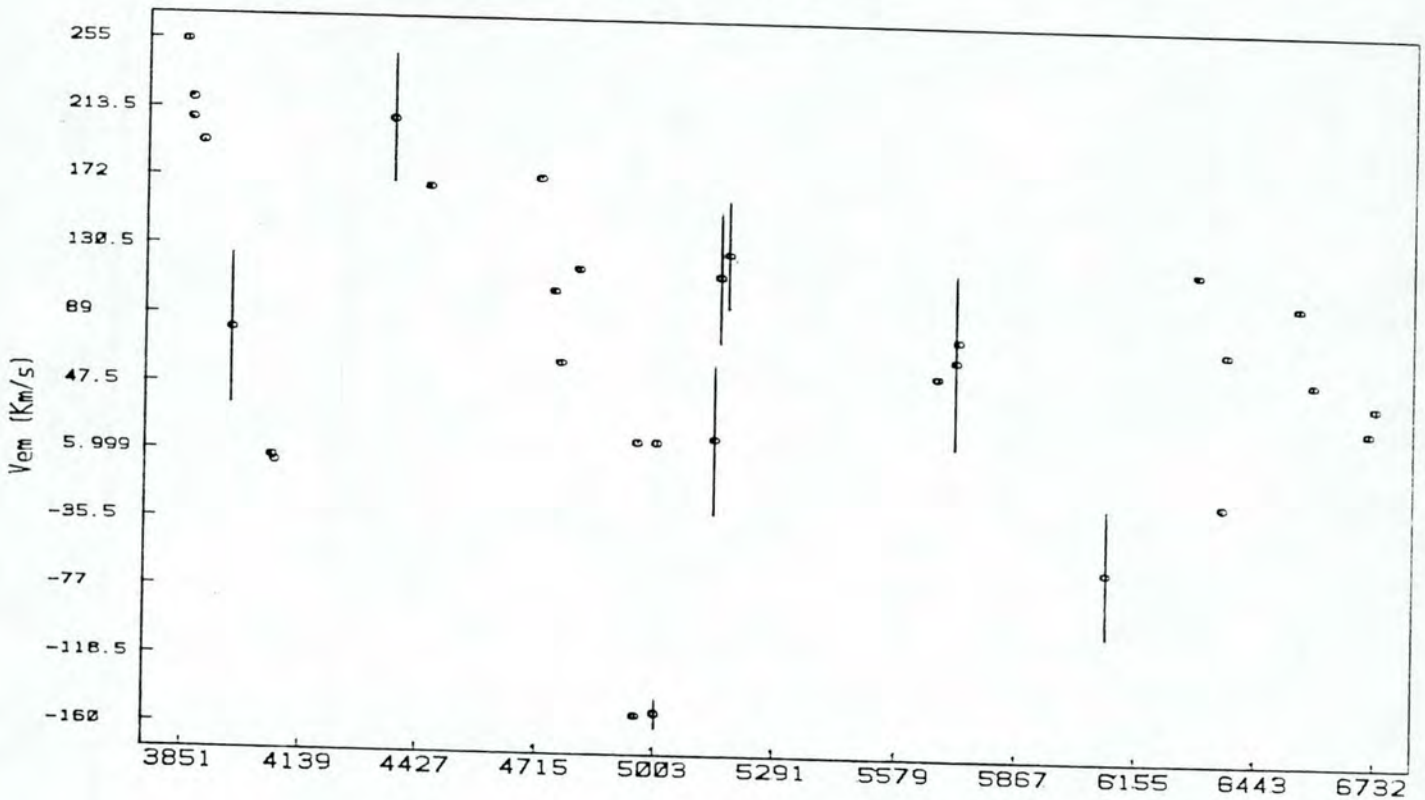


Figura IV.1 - Distribuição da velocidade de emissão contra o comprimento de onda para as linhas proibidas.





### Linhas proibidas

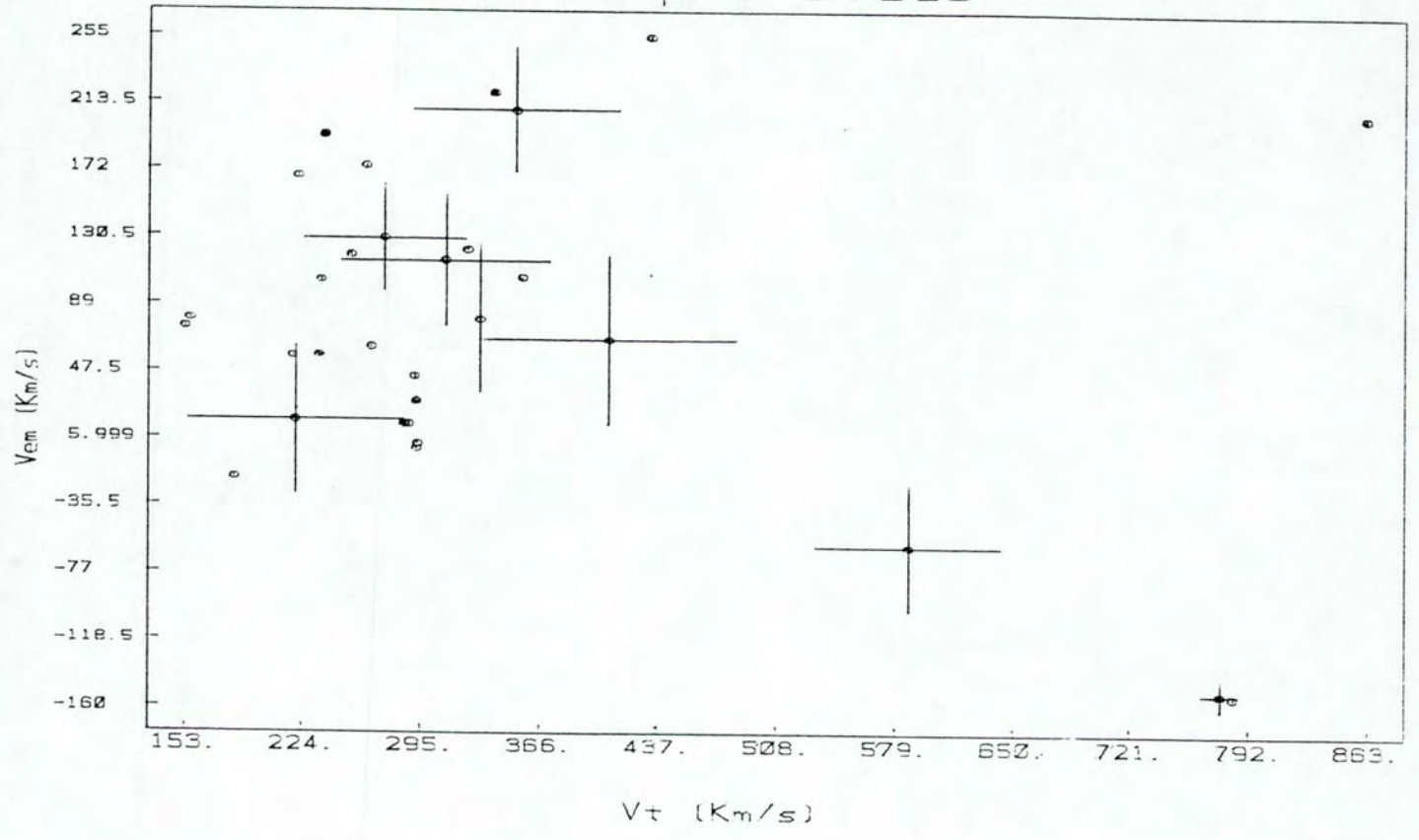


Figura IV.3 - Distribuição da velocidade de emissão contra a velocidade de turbulência.

Da tabela IV.2 acima, vemos que a componente larga de cada uma das linhas do par [OIII] 4959,5007, apresenta-se deslocada  $\Delta V = -160$  Km/s (para o azul) em relação à componente estreita, ocasionando que, quando somadas, estas componentes produzam perfis assimétricos na base, com inclinação mais íngreme para o lado vermelho.

As assimetrias para o azul observadas nas linhas estreitas, podem ser explicadas de duas maneiras diferentes.

A primeira é supondo-se que a emissão das linhas estreitas é produzida por um sistema de gás em expansão (outflow), a velocidades da ordem de algumas centenas de quilômetros por segundo, sendo que o gás está misturado com pó. Dessa maneira, a emissão do gás que está se afastando, no lado oposto a um observador, sofre um processo de extinção pelo pó que se encontra em seu caminho, resultando numa assimetria para o azul.

Heckman et al (1981), ressalta que, levando-se em conta as velocidades, massas e as escalas características das regiões de linhas estreitas, uma taxa de fluxo de massa da ordem de  $1 M_{\odot}/\text{ano}$  deve existir nesta região.

A segunda explicação para as assimetrias envolve um movimento de contração do gás (inflow).

Supõe-se que a região na qual as linhas estreitas são emitidas, seja formada por pequenas nuvens contendo gás e pó, colocadas num meio relativamente transparente, e



submetendo-se a um movimento radial para o centro (inflow). Analogamente ao modelo de Capriotti, Foltz e Beard para a região de linhas largas, as nuvens estão ionizadas apenas no lado diretamente em frente da fonte central ionizante. Se o fator de cobertura é menor que 1, de maneira que as nuvens do lado oposto a um observador não são obscurecidas pelas nuvens que se encontram mais próximas, a presença do pó na parte não ionizada das nuvens provoca um excesso da radiação mais azul em relação à radiação no vermelho sobre uma linha observada.

Koski (1978) argumenta que os valores observados de  $H\alpha/H\beta$  implicam uma profundidade ótica, devida ao pó, da ordem de 2, em 5000 Å, o que dá uma profundidade ótica da ordem de 10 para fótons do contínuo de Lyman, justificando a idéia de que apenas a parte da nuvem diretamente em frente da fonte central, um plano pouco profundo, deve estar ionizada.

Entretanto, existem vários argumentos favorecendo a idéia de que é a expansão do gás que ocorre na região das linhas estreitas.

Heckman, Balick e Sullivan (1978), mostram que as 3 linhas de absorção do HI observadas em núcleos Seyfert, apresentam blueshifts de diversas centenas de quilômetros por segundo em relação à velocidade sistêmica da galáxia. Desde que essas velocidades são representativas das velocidades características das regiões de linhas estreitas, supõe-se razoável pensar que o gás neutro, absorvedor da



radiação, e o gás ionizado, emissor das linhas estreitas, estão submetidos ao mesmo movimento de expansão (outflow).

Outro argumento favorecendo a expansão é que o material caindo em direção ao centro, deve ter momento angular muito maior do que o gás que se encontra nas proximidades da região nuclear. Esse excesso de momento angular só pode ser dissipado muito lentamente num sistema de disco com simetria axial. Velocidades de queda para o centro da ordem de diversas centenas de quilômetros por segundo seriam impossíveis.

#### IV.1 - Correlação do FWHM com PI e Nc.

De Robertis e Osterbrock (1984), mostram que para um grande número de núcleos Seyfert de alta ionização, existem boas correlações entre parâmetros que medem a largura das linhas estreitas e o potencial de ionização e também com a densidade crítica para desexcitação. Esta correlação é no sentido de que linhas com um potencial de ionização maior e/ou densidade crítica mais alta, são mais largas.

A densidade crítica é definida como a densidade de elétrons para a qual a taxa de desexcitação colisional se torna igual à taxa de desexcitação radiativa :

$$N_c = \sum_{i < j} A_{ij} / Q_{ij}$$

onde  $A_{ij}$  é a taxa de transição radiativa do nível  $i$  para o  $j$ , e  $N_e Q_{ij}$  é a taxa de transição colisional ( $N_e$  é a densidade de elétrons).

Na tabela IV.3 estão listadas linhas em vários estágios de ionização; o comprimento de onda central para a linha; o potencial de ionização (em eV) do estágio de ionização que produz a linha observada; a densidade crítica para o termo listado (em  $\text{cm}^{-3}$ ), calculada para  $T_e=1E+04$  K; e o FWHM (em Km/s). Os dados desta tabela foram obtidos de De Robertis e Osterbrock (1984,1986).



Com relação ao par [OIII] 3727,3729, não resolvido em nossos dados, o cálculo do fluxo total de cada linha do par teve que ser estimado com base na relação teórica de intensidades, para o qual fixou-se  $T_e = 1.92E+04$  K e  $N_e = 8.26E+02$  cm<sup>-3</sup>. Para esses valores de  $T_e$  e  $N_e$ , calcula-se que  $I([OIII] 3727)/I([OIII] 3729) = 1.02$ . Esses cálculos são apresentados na seção V.1.

Observe-se que nesta tabela IV.3, as linhas do [OIII] 4959,5007 e [NeIII] 3869,3968 foram separadas em suas componentes larga e estreita. As linhas de Balmer do HI foram separadas em suas componentes intermediária e estreita.

Cálculos precisos da densidade crítica para as linhas de Balmer do HI não são disponíveis; sabe-se que o valor de  $N_c$  é muito alto, tipicamente  $N_c \gg 1E+10$  cm<sup>-3</sup>. Para as linhas do He, HeI 5876 e HeII 4686, calcula-se que  $N_c \gg 1E+09$ .

[FeX] 6375 tem potencial de ionização  $PI=233.6$  eV e  $N_c=4.8E+09$  mas, apresenta uma largura FWHM=256 Km/s, bem menor do que outras linhas com densidades críticas semelhantes. Esta aparente contradição pode ser devida à pouca intensidade de [FeX] 6375, fazendo com que a real extensão da base da linha seja subestimada, pelo ruído do detetor e por outras linhas mais fracas na região.



Ion	Lo	PI (eV)	Nc (cm <sup>-3</sup> )	FWHM (Km/s)
[OII]	3727	13.6	4.5E+03	462.28
[OII]	3729	13.6	4.5E+03	449.52
[NeIII]i	3869	41.0	9.7E+06	1440.75
[NeIII]n	3869	41.0	9.7E+06	566.07
[NeIII]i	3968	41.0	9.7E+06	1441.84
[NeIII]n	3968	41.0	9.7E+06	551.81
[SII]	4068	10.4	6.9E+06	488.79
(Hd)i	4101	13.6	>> 1E+10	2387.73
(Hd)n	4101	13.6	>> 1E+10	534.05
(Hq)i	4340	13.6	>> 1E+10	2391.36
(Hq)n	4340	13.6	>> 1E+10	504.64

Tabela IV.3

```

=====
| ion      | Lo      | PI (eV) | Nc (cm-3) | FWHM (Km/s) |
-----
| [OIII]  | 4363   | 35.1    | 3.3E+07   | 587.80       |
-----
| HeII    | 4686   | 54.4    | >> 1E+09  | 787.01       |
-----
| (H $\beta$ )i | 4861   | 13.6    | >> 1E+10  | 2374.86      |
-----
| (H $\beta$ )n | 4861   | 13.6    | >> 1E+10  | 450.56       |
-----
| [OIII]i | 4959   | 35.1    | 7.0E+05   | 1307.86      |
-----
| [OIII]n | 4959   | 35.1    | 7.0E+05   | 481.54       |
-----
| [OIII]i | 5007   | 35.1    | 7.0E+05   | 1295.32      |
-----
| [OIII]n | 5007   | 35.1    | 7.0E+05   | 476.92       |
-----
| [FeVII] | 5721   | 99.1    | 3.6E+07   | 681.68       |
-----
| HeI     | 5876   | 24.6    | >1.0E+09  | 500.18       |
-----
| [FeVII] | 6087   | 99.1    | 3.6E+07   | 981.09       |
=====

```

Tabela IV.3 (cont.)

```

=====
| ion      | Lo      | PI (eV) | Nc (cm-3) | FWHM (Km/s) |
-----
| [OII]   | 6300    | 0.0     | 1.8E+06   | 539.41       |
-----
| [FeX]   | 6375    | 233.6   | 4.8E+09   | 256.08       |
-----
| [NII]   | 6548    | 14.5    | 8.7E+04   | 393.82       |
-----
| (H $\alpha$ )i | 6563    | 13.6    | >> 1E+10  | 2376.89      |
-----
| (H $\alpha$ )n | 6563    | 13.6    | >> 1E+10  | 451.05       |
-----
| [NII]   | 6583    | 14.5    | 8.7E+04   | 391.67       |
-----
| [SII]   | 6716    | 10.4    | 1.5E+03   | 489.09       |
-----
| [SII]   | 6731    | 10.4    | 3.9E+03   | 488.00       |
=====

```

Tabela IV.3 (cont.)



Na tabela IV.3 acima, nota-se que as linhas se separam em três grupos distintos, caracterizados pelo FWHM. O primeiro grupo é formado pelas componentes intermediárias das linhas de Balmer do HI, com  $\text{FWHM}=2390 \text{ Km/s}$  na média, e cuja densidade crítica  $N_c \gg 1E+10 \text{ cm}^{-3}$ ; o segundo grupo é formado pelas componentes largas das linhas proibidas do [NeIII] e [OIII], com  $\text{FWHM}=1350 \text{ Km/s}$  (na média) e com  $7E+05 < N_c < 1E+07$ ; e o terceiro é formado pelas componentes estreitas das linhas de Balmer do HI e das outras linhas proibidas abrangendo um largo intervalo de  $N_c$  e com  $\text{FWHM}=450 \text{ Km/s}$  em média.

A densidade eletrônica  $N_e$ , desempenha um papel muito importante na desexcitação colisional das linhas quando  $N_e$  é da ordem de  $N_c$ : desta maneira, como  $N_c$  das linhas de Balmer do HI é muito maior que  $N_c$  para as linhas proibidas, é razoável supor-se que as componentes intermediárias do HI e as componentes largas do [OIII] 4959,5007 e as do [NeIII] 3869,3968 sejam formadas em uma mesma região, ou em regiões cujas condições físicas, densidade e temperatura eletrônicas, são muito semelhantes.

Desta maneira, pode-se separar os dados da tabela IV.3 em dois grupos de linhas de acordo com a região em que cada tipo de linha se forma. Um grupo é composto das linhas estreitas e o outro das linhas intermediárias, sendo que este último compreende as componentes largas das linhas proibidas e as intermediárias do HI.

Em termos do FWHM, cada grupo fica assim definido :

- linhas estreitas :  $350 < \text{FWHM} < 1000 \text{ Km/s}$
- linhas intermediárias :  $1200 < \text{FWHM} < 2500 \text{ Km/s}$ .

As distribuições do FWHM contra o potencial de ionização (PI) e do FWHM contra  $\log(N_c)$  para as linhas estreitas, estão plotadas nas figuras IV.5 e IV.6, respectivamente.

Uma regressão linear simples mostra que existe uma boa correlação para cada uma dessas distribuições.

Sobre cada um dos gráficos está plotada a reta do melhor ajuste linear entre os pontos. As equações das retas e o coeficiente de determinação,  $R^2$  são dados pelo seguinte:

$$\begin{aligned} \text{FWHM} &= 4.79 \text{ PI} + 393.61, & R^2 &= 0.953 \\ \text{FWHM} &= 43.06 \log(N_c) + 288.33, & R^2 &= 0.78 \end{aligned}$$

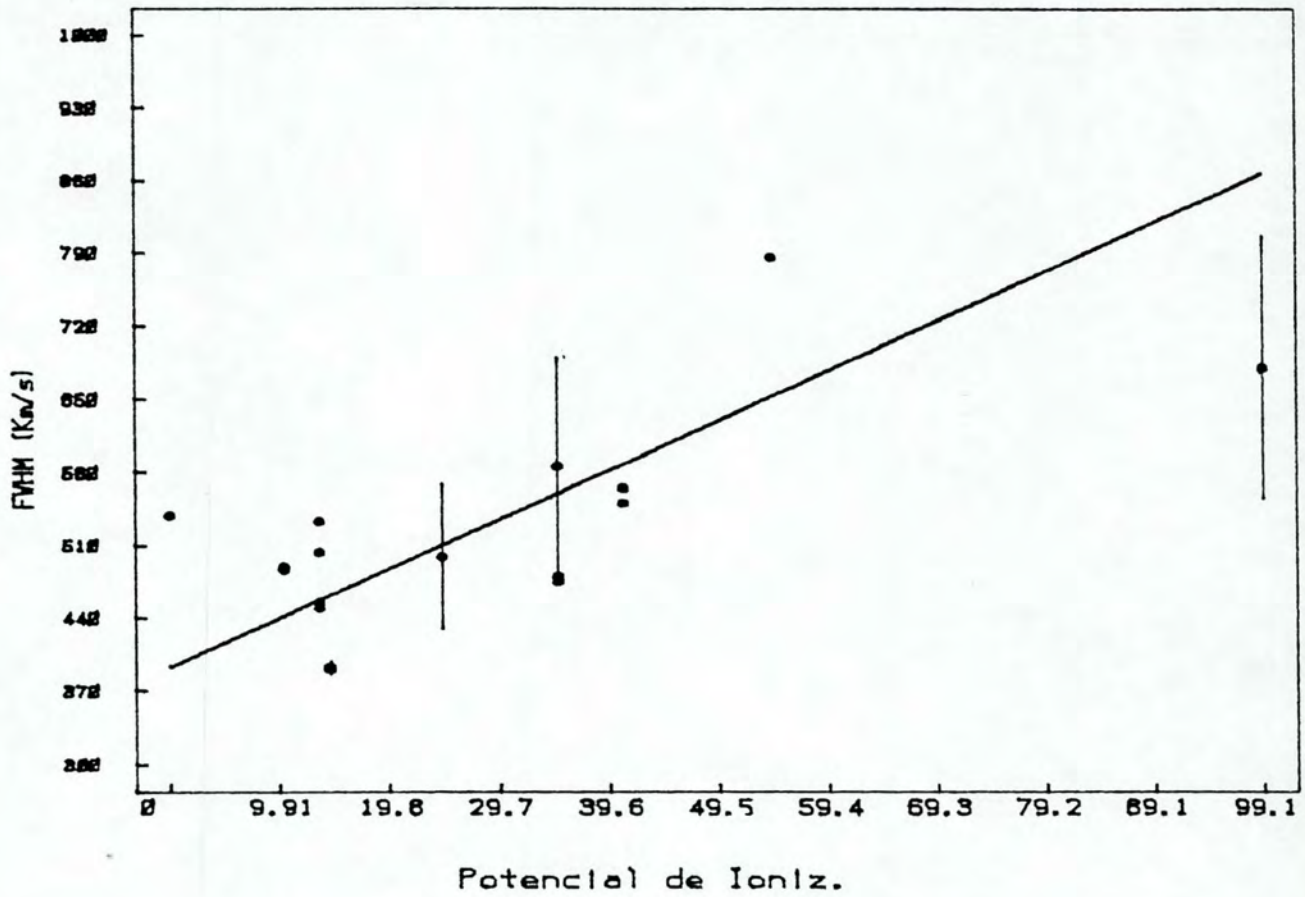


Figura IV.5 - Correlação entre FWHM (Km/s) e o potencial de ionização PI (eV) para as linhas estreitas; a reta sobre os dados é dada por  $FWHM = 4.79 PI + 393.61$ .



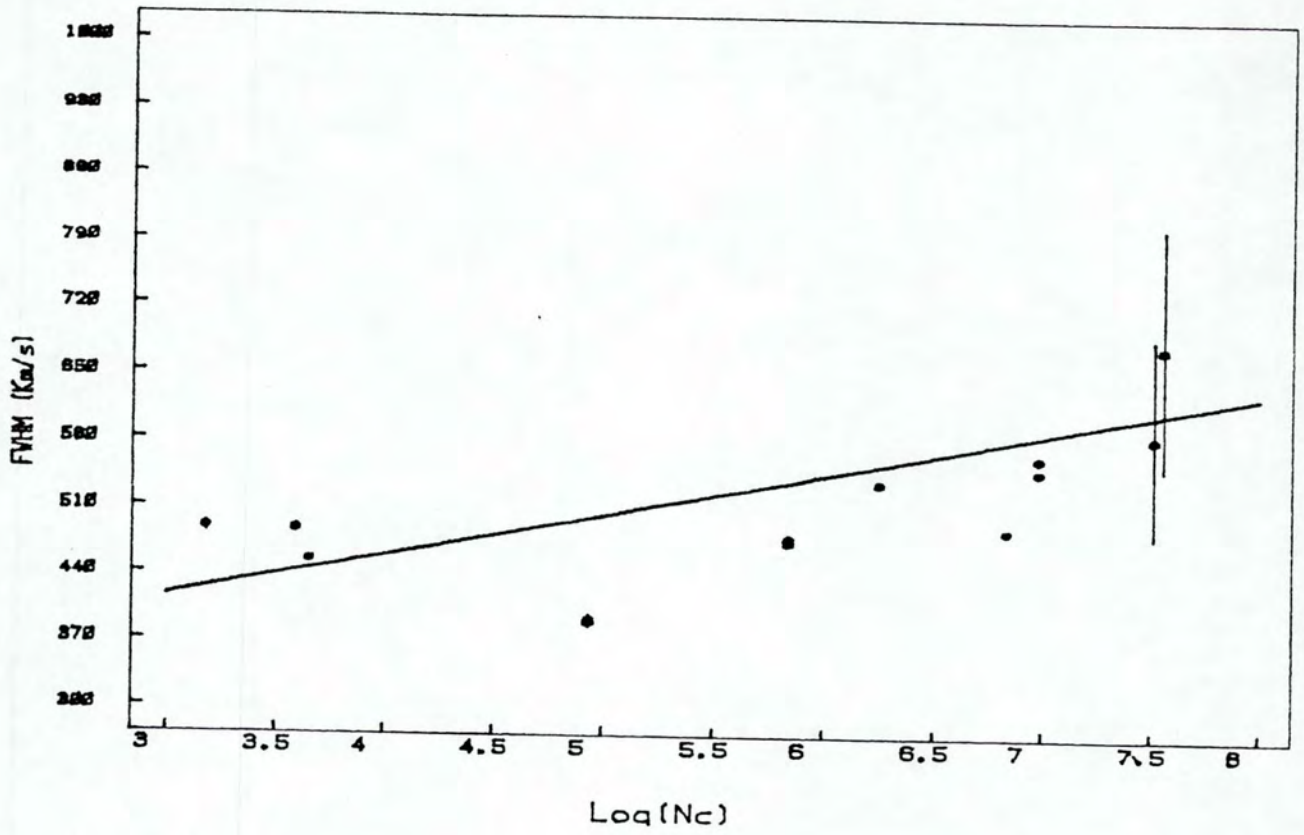


Figura IV.6 - Correlação entre FWHM e  $\log(N_c)$  para as linhas com componentes estreitas; a reta sobre os dados tem a seguinte equação :

$$\text{FWHM} = 43.06 \log(N_c) + 288.33 .$$

As linhas chamadas de estreitas, compreendendo um intervalo de ionização desde linhas do [OI] até linhas do [FeX], na verdade são caracterizadas por abrangerem um intervalo razoavelmente grande,  $\Delta V = 350 \text{ Km/s}$ , em termos do FWHM.

Esta grande variedade de FWHM, distribuídos de maneira quase que contínua, indica que essas linhas são formadas numa região que deve estar preenchida de uma forma não-homogênea, ou com nuvens de gás ou com estruturas filamentosas, ambas contendo um largo intervalo em densidade eletrônica. Nesta região de formação das linhas "estreitas", tanto a densidade eletrônica quanto a dispersão de velocidades decrescem com a distância à fonte ionizante central.

Um modelo simples, apresentado por De Robertis e Osterbrock (1986), mostra como pode aparecer uma correlação entre a largura das linhas e o potencial de ionização.

Assumindo que na região das linhas estreitas o gás ionizado esteja distribuído em nuvens, que a densidade média dentro das nuvens seja dependente da distância à fonte ionizante central e que esta dependência seja na forma de uma lei-de-potência do tipo

$$N(r) \propto r^{-n}$$

O parâmetro de ionização  $I$ , que determina o grau de ionização dos elementos presentes nas nuvens, para a face da



nuvem diretamente em frente à fonte central, fica dado por :

$$I \propto L_v / [4 \cdot \tilde{\nu} \cdot N(r) \cdot r^2] \propto r^{(n-2)}$$

onde  $L_v$  é a luminosidade dos fótons ionizantes.

Para o caso de  $n < 2$ , o parâmetro de ionização decresce com a distância e altos estágios de ionização ocorreriam apenas nas nuvens mais próximas à fonte central. Neste caso, se o campo de velocidades no núcleo for tal que a velocidade cresce de fora para dentro, de maneira que as nuvens mais internas têm maior velocidade que as externas, a largura das linhas correspondentes a estágios de ionização mais altos, formadas nas nuvens mais próximas à fonte central, seria maior. Isto é, o FWHM cresce com o potencial de ionização.

Numa região em que as nuvens são opticamente finas à radiação ionizante, e na qual a densidade média das nuvens, a dispersão de velocidades e o estado de ionização, são funções decrescentes com a distância à fonte ionizante central, a correlação entre o FWHM com o  $\log(N_c)$  sugere que as zonas de ionização são também funções da distância à fonte ionizante central.

Como a excitação colisional é mais eficiente quando a densidade eletrônica estiver próxima da densidade crítica de uma linha, as linhas são emitidas principalmente nestas zonas de ionização.

Na região das componentes intermediárias, persiste a correlação entre o FWHM e  $\log(N_c)$ , como está ilustrado na



figura IV.7. A equação da reta para estas linhas é

$$\text{FWHM} = 117.84 \log(N_c) + 615.17, \quad R^2 = 0.99$$

Observe-se que, para as linhas de Balmer do HI, fixou-se um valor de  $\log(N_c) = 15$ ; mas o resultado da correlação não seria muito afetado variando-se este valor.

Quanto ao potencial de ionização, o resultado para a região de formação das linhas intermediárias mostra uma anti-correlação, figura IV.8, cuja equação é

$$\text{FWHM} = -38.62 \text{ FI} + 2863.58, \quad R^2 = 0.97$$

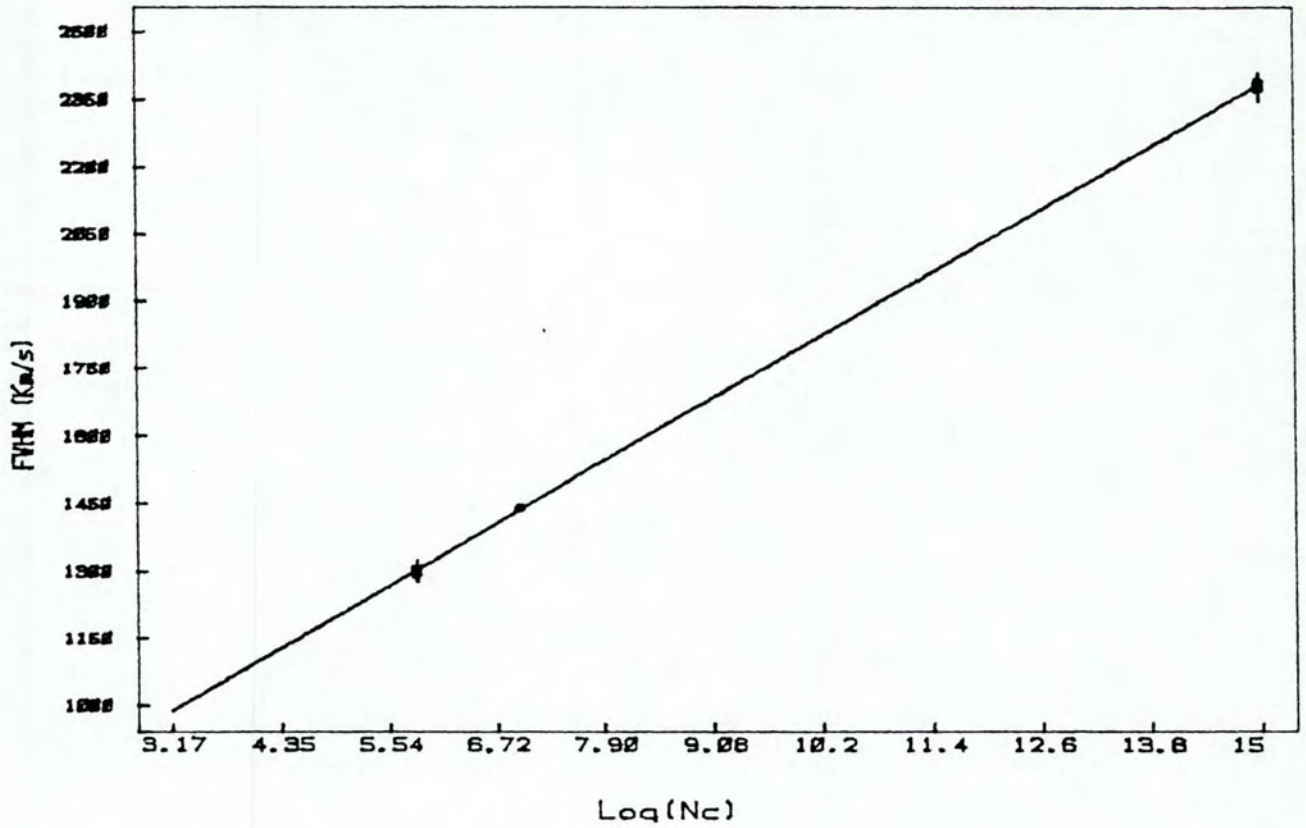


Figura IV.7 - Correlação entre FWHM (Km/s) e  $\log(Nc)$ , para as linhas com componentes largas; a reta do ajuste tem a seguinte equação :  
$$FWHM = 117.84 \log(Nc) + 615.17 .$$

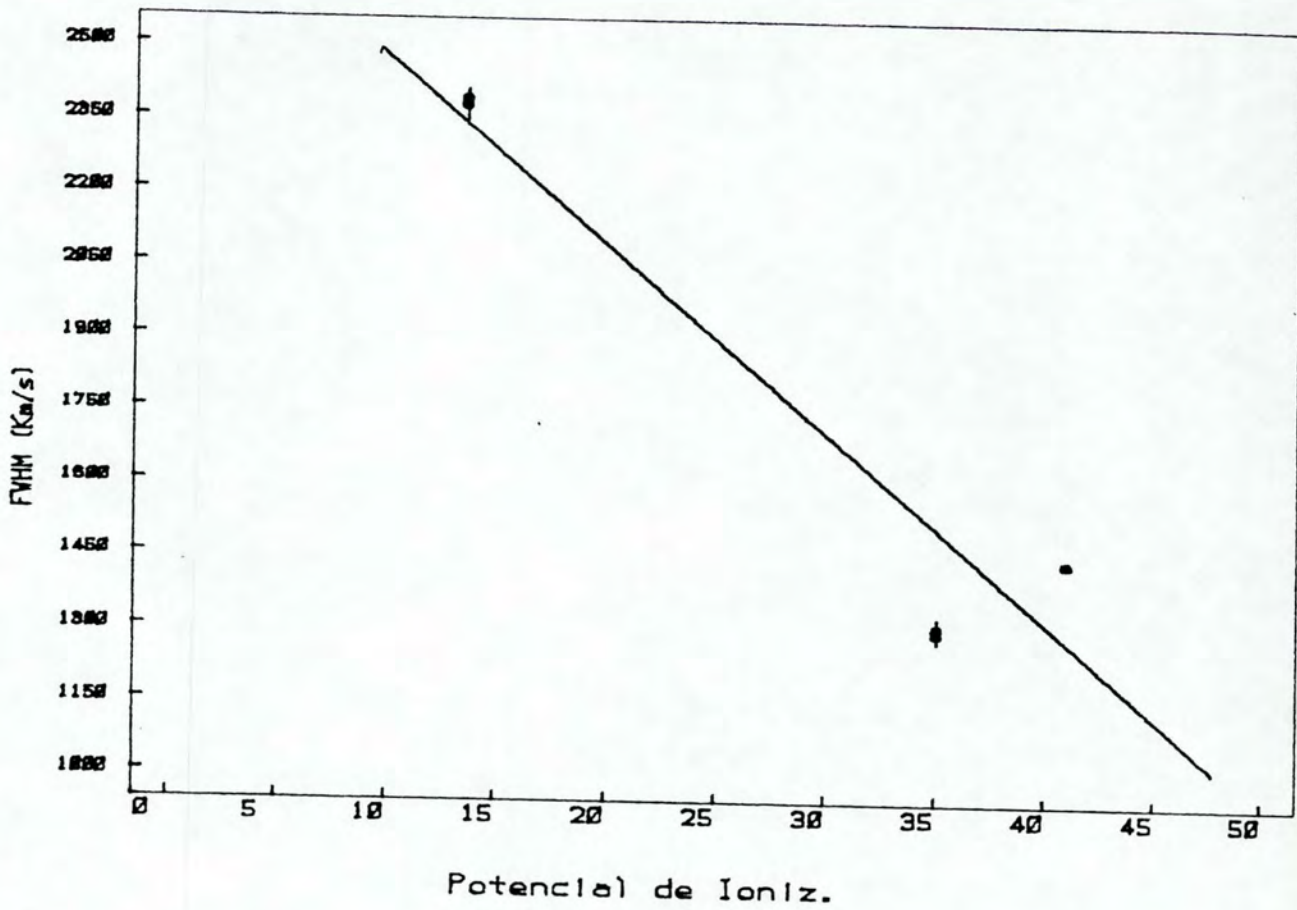


Figura IV.8 - Anti-correlação entre FWHM (Km/s) e PI (eV), para as linhas com componentes largas ; a equação da reta do ajuste é dada por :  
$$FWHM = -38.62 PI + 2863.58 .$$



## V - CÁLCULO DAS CONDIÇÕES FÍSICAS NAS REGIÕES EMISSORAS DAS LINHAS.

Neste capítulo serão apresentados os métodos empregados para o cálculo da densidade e temperatura eletrônicas, bem como a determinação das abundâncias relativas dos elementos presentes nas regiões onde as linhas se formam. As equações derivadas a partir do modelo de átomos com 3 níveis de energia serão empregadas nos dados de NGC 7469, obtidos através das análises de suas linhas de emissão.

### V.1 - Cálculo da densidade e temperatura eletrônicas.

Através de relações de intensidade entre linhas de um mesmo íon, pode-se obter informações que permitem calcular a densidade eletrônica ( $N_e$ ) e a temperatura eletrônica ( $T_e$ ) na região onde estas linhas são emitidas.

O modelo de átomos com três níveis de energia, no qual há um nível fundamental e dois estados excitados, é extremamente útil para o cálculo dos coeficientes de emissão, como funções de  $N_e$  e  $T_e$ , para linhas proibidas de alguns dos íons mais importantes que aparecem em espectros de núcleos ativos.

McCall (1984) cita que, com os dados mais recentes sobre níveis de energia, probabilidades de transições, intensidade de colisões e seções de choque para fotoionização, o modelo de três níveis prediz intensidades de linhas com uma precisão de 5% em relação a cálculos utilizando modelos de átomos com cinco níveis de energia.

Os seguintes íons, com configurações eletrônicas p2, p3 e p4, por serem em geral os mais abundantes, são utilizados para a construção das relações teóricas :

- p2 : [NII], [OIII], [SIII]
- p3 : [OII], [SII]
- p4 : [OI], [NeIII], [ArIII]

Considerando-se átomos com três níveis de energia, as relações de intensidade entre linhas de diferentes níveis são escritas como :

- 1  $F_{31}/F_{21} = (C_{31}/fC_{21})t^{(u_{31}-u_{21})}\exp(-\alpha_{23}/t)[1+Z_{3X}]/[1+Z_{2X}]$
- 2  $F_{21}/F_{32} = (fC_{21}/C_{32})t^{(u_{21}-u_{31})}\exp(+\alpha_{23}/t)[1+Z_{2X}]/[1+Z_{3X}]$

onde os índices 1, 2 e 3 representam, respectivamente, o nível fundamental e os dois níveis excitados.

Os valores dos coeficientes que aparecem em ambas equações são diferentes para cada íon, mas podem ser obtidos



de tabelas apresentadas por McCal (1984).

O íon [NII] tem três linhas na região óptica do espectro : 5755, 6548 e 6584. Essas linhas são originadas nas transições entre os seguintes níveis :

5755 : 1S0 -> 1D2

6548 : 1D2 -> 3P1

6584 : 1D2 -> 3P2

No modelo de três níveis, o nível fundamental, n=1, é considerado como uma média sobre 3P0, 3P1 e 3P2; o primeiro nível excitado, n=2 = 1D2, e o segundo nível excitado, n=3 = 1S0 .

Assim, utilizando a equação 2 acima, podemos escrever

$$\frac{I(6548, 6584)}{I(5755)} = 6.867 \left( \tau^{0.01} e^{\frac{2.5}{\tau}} + 0.127 \right) \left[ \frac{1 + 5.681 \cdot 10^{-4} \chi}{1 + 0.252 \chi} \right]$$

---

As linhas mais intensas do [OIII] na região do óptico, incluindo as transições que as originam, são as seguintes :

4363 : 1S0 -> 1D2

4959 : 1D2 -> 3P1

5007 : 1D2 -> 3P2



No modelo do átomo de três níveis, considera-se como nível  $n=1 = 3P_{0,1,2}$ ; nível  $n=2 = 1D_2$ ; nível  $n=3 = 1S_0$ .

Com a equação 2, temos a seguinte relação

$$\frac{I(4759,5007)}{I(4363)} = 7.729 \left( 0.113 + t^{-0.05} e^{\frac{3.293}{t}} \right) \left[ \frac{1 + 3.84 \cdot 10^{-4} \lambda}{1 + 0.0462 \lambda} \right]$$


---

O [SII] tem 4 linhas que podem ser utilizadas :

4068 :  $2P_{3/2} \rightarrow 4S_{3/2}$

4076 :  $2P_{1/2} \rightarrow 4S_{3/2}$

6717 :  $2D_{5/2} \rightarrow 4S_{3/2}$

6731 :  $2D_{3/2} \rightarrow 4S_{3/2}$

Considerando inicialmente apenas as linhas [SII] 6717, 6731, define-se o nível  $n=1 = 4S_{3/2}$ ; nível  $n=2 = 2D_{3/2}$ ; nível  $n=3 = 2D_{5/2}$ .

Com a equação 1, podemos escrever

$$\frac{I(6717)}{I(6731)} = 1.5 \left( 1.73 \cdot 10^3 + e^{\frac{0.0046}{t}} \right)^{-1} \left[ \frac{1 + 3.77 \lambda}{1 + 12.8 \lambda} \right]$$

Considerando as 4 linhas do [SII], temos : nível  $n=1 = 4S_{3/2}$ ; nível  $n=2 = 2D_{5/2,3/2}$ ; nível  $n=3 = 2P_{3/2,1/2}$ .

Com a equação 1, temos

$$\frac{I(4068,4076)}{I(6717,6731)} = 0.207 \left( 0.205 + \frac{-0.14}{\lambda} e^{\frac{1.374}{\lambda}} \right)^{-1} \left[ \frac{1 + 8.06 \lambda}{1 + 4.5410^3 \lambda} \right]$$


---

As linhas do [NeIII] que podem ser utilizadas para a construção de relações são as seguintes :

3342.5 : 1S0 -> 1D2

3868.8 : 1D2 -> 3P2

3967.5 : 1D2 -> 3P1

Definindo-se os seguintes níveis : n=1 = 3P0,1,2;  
n=2 = 1D2; n=3 = 1S0 , e utilizando a equação 2, fica :

$$\frac{I(3869,3968)}{I(3342)} = 15.25 \left( 0.0648 + \frac{-0.01}{\lambda} e^{\frac{4.303}{\lambda}} \right) \left[ \frac{1 + 7.09 10^5 \lambda}{1 + 2.64 10^3 \lambda} \right]$$


---

As linhas do [OI] são as seguintes :

5577.4 : 1S0 -> 1D2

6300.3 : 1D2 -> 3P2

6363.8 : 1D2 -> 3P1

Definindo-se os seguintes níveis :

n=1 = 3P0,1,2;

n=2 = 1D2;

n=3 = 1S0, e utilizando a equação 2, fica :

$$\frac{I(6300,6364)}{I(5277)} = 7.712 \left( 0.1148 + t^{0.02} e^{-\frac{2.577}{t}} \right) \left[ \frac{1 + 7.15 \cdot 10^{-5} \lambda}{1 + 0.0232 \lambda} \right]$$


---

As linhas do [OII] são as seguintes :

3726.8 : 2D3/2 → 4S3/2

3729.0 : 2D5/2 → 4S3/2

Definindo-se os seguintes níveis :

n=1 = 4S3/2;

n=2 = 2D5/2;

n=3 = 2D3/2, e utilizando a equação 1, fica :

$$\frac{I(3726.8)}{I(3729)} = 0.6674 \left( 4.84510^{-4} + t^{0.01} e^{-\frac{0.0023}{t}} \right)^{-1} \left[ \frac{1 + 14 \lambda}{1 + 3.24 \lambda} \right]$$



V.2 - Determinação de Ne e Te para a região de formação das linhas estreitas.

As equações derivadas na secção V.1 permitem que a densidade e temperatura eletrônicas sejam calculadas a partir das intensidades observadas de algumas linhas.

Pela verificação da existência da correlação entre a largura das linhas e o potencial de ionização e a densidade crítica, a região das linhas estreitas apresenta-se com uma certa estrutura de ionização, isto é, as espécies em estágios de ionização mais altos, devem encontrar-se mais internamente (mais próximo da fonte ionizante central), do que as em estágios de ionização mais baixos.

As linhas do [NII] 5755,6548,6584 e as do [SII] 4068,4076,6717,6732, permitem que Ne e Te sejam calculados para a região onde existem esses íons em tal estágio de ionização. Geometricamente, esses íons devem ser encontrados quase que na parte mais externa da região das linhas estreitas.

Das linhas do [NII] na região do óptico no espectro de NGC 7469, temos a seguinte relação :

$$I(6548,6584)/I(5755) = 25.96 \pm 0.13$$

O [SII] permite que 2 relações sejam medidas :

$$1) I(6717)/I(6732) = 0.991 \pm 0.005$$

$$2) I(4068,4076)/I(6717,6732) = 0.156 \pm 0.0004$$

As incertezas listadas acima foram calculadas com base no desvio padrão de cada parâmetro obtido da análise com gaussianas.

Assim, utilizando-se as equações derivadas na secção V.1, podemos construir um gráfico da evolução de Ne contra Te para cada uma das três relações de intensidade acima.

O resultado está plotado no gráfico V.1, no qual se vê que as três curvas se interceptam praticamente num mesmo ponto.

No gráfico V.1, a linha contínua representa a relação do [NII],  $I(6548,6584)/I(5755) = 25.96$ ; a linha pontilhada representa [SII],  $I(6717)/I(6732) = 0.992$ ; e a linha tracejada representa a relação das 4 linhas observadas do [SII],  $I(4068,4076)/I(6717,6732) = 0.156$ .

As linhas correspondentes às relações do [SII] interceptam-se no ponto definido por :

$$Ne = 8.418E+02 \text{ cm}^{-3}$$

$$Te = 2.091E+04 \text{ K}$$

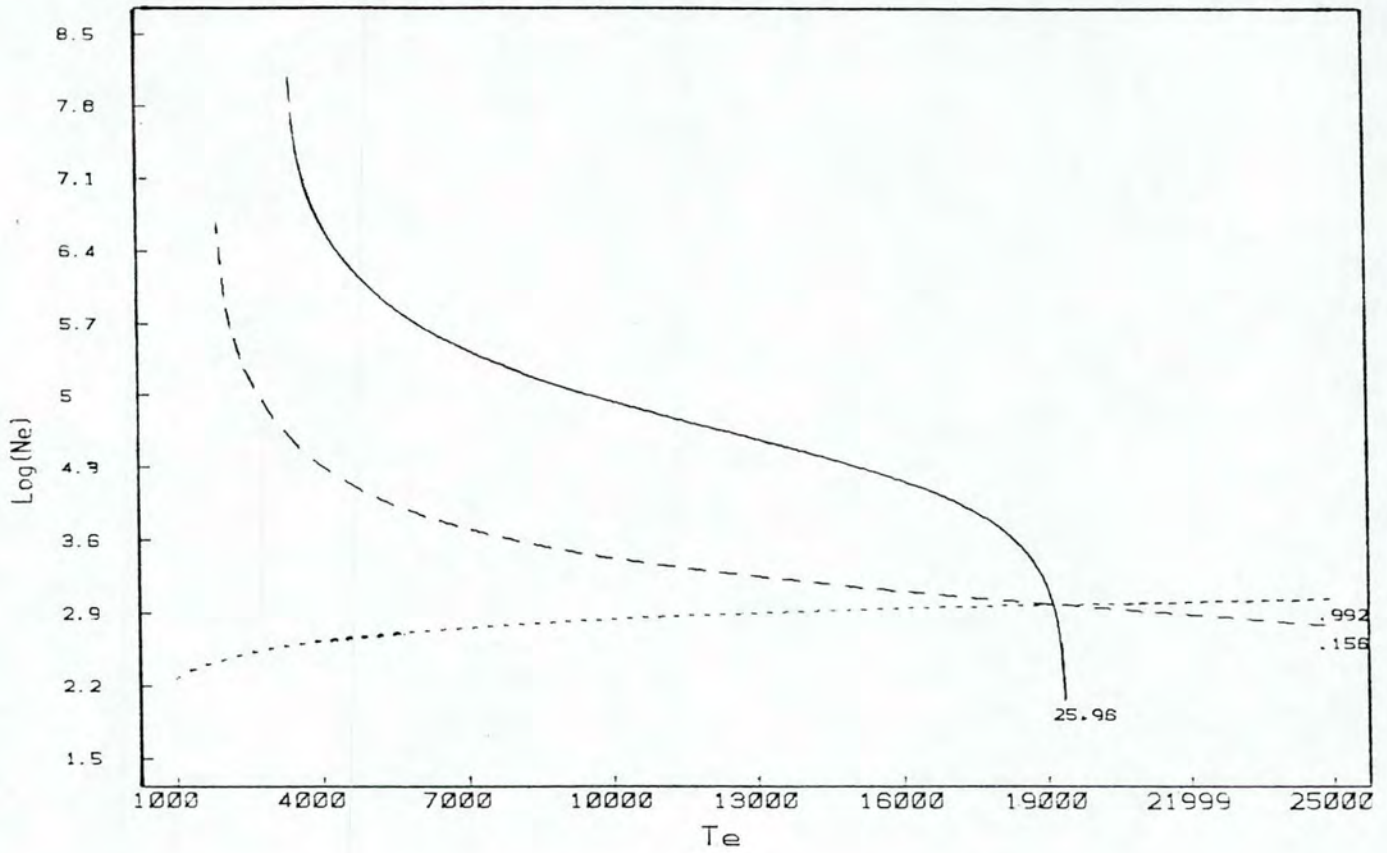


Figura V.1 - Determinação de Ne e Te para a região das linhas estreitas. A linha contínua representa a relação teórica de intensidade para o íon [NII] 5755,6548,6584; a linha tracejada representa [SII] 4068,4076,6717,6732; e a linha pontilhada representa [SII] 6717,6732.



As linhas do [SII] 6717,6732 e a linha do [NII],  
definem o seguinte ponto :

$$N_e = 8.110E+02 \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e = 1.916E+04 \text{ K}$$

E as linhas do [SII] 4068,4076,6717,6732 junto com  
[NII], definem :

$$N_e = 9.878E+02 \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e = 1.912E+04 \text{ K}$$

Os valores médios, calculados a partir destes 3  
resultados, e assumidos como representativos da região onde  
as linhas do [SII] e [NII] se formam, são os seguintes :

$$\langle T_e \rangle = 1.973E+04 \text{ K}$$

$$\langle N_e \rangle = 8.820E+02 \text{ cm}^{-3}$$

A relação de intensidade para as linhas do [OIII] é a  
seguinte :

$$I(4959+5007)/I(4363) = 34.97 \pm 3.1$$

No gráfico V.2, está plotada a relação de  $N_e$  contra  $T_e$   
para as linhas do [OIII]. As 3 linhas neste gráfico  
correspondem ao valor médio e aos extremos da relação do  
[OIII], isto é : 34.97, 31.86 e 38.07. Para efeito de  
comparação, foi incluída a curva correspondente à relação de  
intensidades das linhas do [NII],  $I(6548+6584)/I(5755) = 26.$

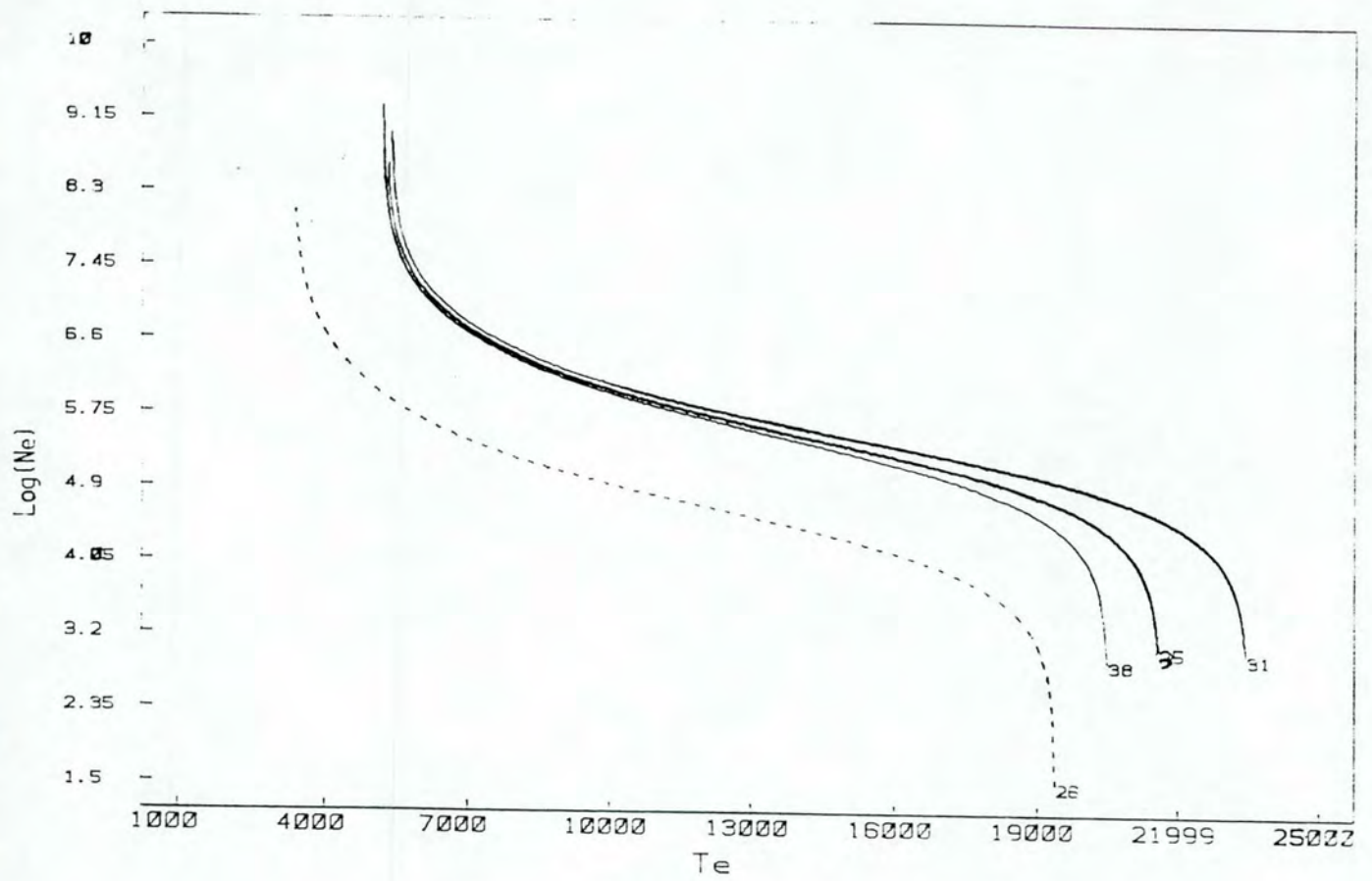


Figura V.2 - As curvas contínuas representam o intervalo dentro do qual varia a relação de intensidade para as linhas do [OIII] 4363,4959,5007. A linha pontilhada mostra a evolução no gráfico  $T_e$  contra  $\text{log}(\text{Ne})$ , da relação de intensidade para [NII] 5755,6548,6584.

O que as curvas do gráfico V.2 mostram, é que o [OIII] deve estar sendo emitido numa região cuja densidade eletrônica é bem maior do que a densidade da região do [NII], enquanto que a temperatura varia desde valores baixos até valores mais altos que a temperatura na região do [NII].

Para uma temperatura de até  $2.3E+04$  K, a densidade eletrônica varia de  $N_e = 1E+04$  até  $N_e = 1E+05$ .

Uma temperatura mais alta, e densidade eletrônica maior por uma ou duas ordens de grandeza, é consistente com a idéia de uma estruturação da região das linhas estreitas, na qual o [OIII], por ser um íon em um estágio de ionização mais alto que [NII] e [SII], encontra-se mais internamente nesta região.



V.3 - Determinação da abundância relativa de ions com linhas de recombinação.

As linhas de emissão observadas na parte óptica dos espectros, em geral são produzidas na parte ionizada do gás, assim, uma boa suposição é considerar que a concentração do hidrogênio ionizado é aproximadamente igual à concentração total do hidrogênio nesta região (Seaton, 1960).

Sendo  $I(\lambda)/I(H\beta)$  a intensidade de uma linha relativa à intensidade de  $H\beta$ , considerando-se apenas a fração da intensidade devida às recombinações, a taxa de emissão quântica relativa é definida como

$$q(\lambda) = I(\lambda)[\lambda/4861]$$

de maneira que  $q(H\beta) = I(H\beta)$

Para uma linha de recombinação  $\lambda_{nm}$  de um íon  $X^{+p}$ , a taxa de emissão  $q(X^{+p}, \lambda_{nm})$  é proporcional à  $NeN(X^{+p,j})\alpha_{nm}(X^{+p})$ , onde  $\alpha_{nm}$  é o coeficiente de recombinação efetivo para a transição  $n \rightarrow m$ , e  $Ne$  e  $N(X^{+p,j})$  são a densidade de elétrons e a densidade relativa do íon  $X^{+p,j}$ . Assim, pode-se escrever

$$q(X^{+p}, \lambda_{nm})/q(H\beta) = [N(X^{+p,j})/N(H^+)] [\alpha_{nm}(X^{+p})/\alpha(H\beta)]$$

ou

$$N(X^{+p})/N(H^+) = [I(X^{+p}, \lambda_{nm})/I(H\beta)] [\alpha(H\beta)/\alpha_{nm}(X^{+p})] \lambda_{nm}/4861$$

Para o He+ e He++, podemos escrever

$$N(He^+)/N(H^+) = [I(He^+, \lambda_{nm})/I(H\beta)] [\alpha(H\beta)/\alpha_{nm}(He^+)] \lambda_{nm}/4861$$

$$N(He^{++})/N(H^+) = [I(He^{++}, \lambda_{nm})/I(H\beta)] [\alpha(H\beta)/\alpha_{nm}(He^{++})] \lambda_{nm}/4861$$

O hélio neutro He<sup>0</sup>, tem as linhas 4471 e 5876 no visual, que são facilmente observáveis e podem ser usadas como linhas de referência. A linha mais intensa, no caso de NGC 7469, é a HeI 5876, e por isso foi a escolhida para entrar nos cálculos.

Um ponto a ser levado em conta é que a linha HeI 5876 (transição entre os níveis 2<sup>3</sup>P - 3<sup>3</sup>D) pode ser produzida tanto por recombinações quanto por excitação colisional, de maneira que uma super-população do estado meta-estável 2<sup>3</sup>S do HeI pode fazer com que a excitação colisional se torne um processo importante na emissão da linha. Portanto, para que a abundância do HeI seja calculada, é necessário que a fração da intensidade do HeI 5876 devida à excitação colisional seja descontada do valor total medido no espectro.

Ferland (1986) publica resultados de modelos de átomos com 11 níveis obtidos por Berrington et al. (1985), que permitem calcular a razão entre as taxas de excitação colisional e de recombinação para as linhas do HeI.



Para HeI 5876, essa razão, em termos da densidade e temperatura eletrônicas, pode ser calculada através de

$$I(5876)_{col}/I(5876)_{rec} = 12 \frac{T_4^{0.56} e^{-\frac{3.776}{T_4}}}{\left(1 + 3570 \frac{T_4^{-0.21}}{N_e}\right)}$$

onde  $T_4$  é a temperatura eletrônica em unidades de  $1E+04$  K.

O coeficiente de recombinação efetivo para o HeI 5876, em termos da temperatura eletrônica, pode ser calculado pela seguinte expressão (Brocklehurst, 1972) :

$$\alpha(5876) = 4.93E-14 T_4^{(-1.14)} \text{ cm}^3/\text{s}$$

Para a região das linhas estreitas, os valores calculados de  $N_e$  e  $T_e$  são os seguintes :

$$T_4 = 1.973 \quad \text{e} \quad N_e = 8.8E+02 \text{ cm}^{-3}, \text{ assim}$$

$$I(5876)_{col}/I(5876)_{rec} = 0.596$$

Sendo  $I(5876)$  a intensidade total de HeI 5876, isto é, aquela que é medida no espectro, temos

$$I(5876) = I(5876)_{rec} + I(5876)_{col} = 1.596 I(5876)_{rec}$$



Portanto, apenas uma fração 1/1.596 da intensidade observada é devida à recombinação, e é este o valor que entra nos cálculos de abundância.

Assim, podemos escrever

$$N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+) = [I(5876)_{\text{rec}}/I(\text{H}\beta)] [\alpha(\text{H}\beta)/\alpha(5876)] 5876/4861$$

No caso do HeII, a linha mais intensa é HeII 4686, sendo portanto usada como linha de referência.

$$N(\text{He}^{++})/N(\text{H}^+) = I(4686)/I(\text{H}\beta) \alpha(\text{H}\beta)/\alpha(4686) 4686/4861$$

A linha do HeII 4686 encontra-se, no espectro de NGC 7469, numa região onde a emissão, principalmente das linhas do FeII, está bastante intensa. Isto dificulta uma determinação mais precisa da forma real da linha.

Pela análise realizada, HeII 4686 apresenta uma única componente, com FWHM = 787 Km/s, característico das linhas que se formam na região das linhas estreitas.

Portanto, para o cálculo da abundância relativa do He<sup>++</sup>, usa-se os parâmetros físicos derivados para a região das linhas estreitas, conforme seção V.2 :

$$N_e = 8.82E+02 \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e = 1.97E+04 \text{ K}$$

A relação de intensidade entre HeII 4686 e H $\beta$ , calculada a partir das análises com gaussianas, considerando apenas a componente estreita de H $\beta$  é :

$$I(\text{HeII } 4686)/I(\text{H}\beta) = 0.505$$

Para a densidade e temperatura eletrônicas desta região, os coeficientes de recombinação têm os seguintes valores :

$$\alpha(\text{H}\beta) = 1.61\text{E-}14 \text{ cm}^3/\text{s}$$

$$\alpha(4686) = 1.60\text{E-}13 \text{ cm}^3/\text{s}$$

Assim,

$$N(\text{He}^{++})/N(\text{H}^+) = 0.049$$

A linha HeI 5876, em muitas galáxias, tem um FWHM da ordem ou maior que as linhas de Balmer do HI (veja, por exemplo, Boksenberg et al., 1975). No caso do presente espectro de NGC 7469, foram encontradas 2 componentes para esta linha : uma estreita, com FWHM = 500 Km/s, e outra larga, com FWHM = 4698 Km/s.

A componente estreita se forma na região das linhas estreitas, enquanto que a larga deve ser produzida numa região intermediária, entre a região das linhas largas, caracterizada pelas linhas de Balmer do HI, e a região das linhas caracterizadamente estreitas.

Considerando a intensidade total (observada) do HeI 5876 para a região das linhas estreitas, temos :

$$I(\text{HeI } 5876)/I(\text{H}\beta) = 0.288$$

Portanto, a fração devida somente à recombinação é

$$I(5876)_{\text{rec}}/I(\text{H}\beta) = [I(5876)/I(\text{H}\beta)]/1.596 = 0.18$$

O coeficiente de recombinação efetivo do HeI 5876, para  $T_4 = 1.973$ , é

$$\alpha(5876) = 2.27\text{E-}14 \text{ cm}^3/\text{s}, \text{ e}$$

$$\alpha(\text{H}\beta) = 1.61\text{E-}14 \text{ cm}^3/\text{s}$$

Assim

$$N(\text{He}+)/N(\text{H}+) = 0.155$$

Portanto, para a região das linhas estreitas :

$$[N(\text{He}+) + N(\text{He}++)]/N(\text{H}+) = 0.20$$

Deste modo, a abundância química do Hélio, para a região das linhas estreitas, pode ser calculada por

$$N(\text{He})/N(\text{H}) = [N(\text{He}++) + N(\text{He}+)]/N(\text{H}+) = 0.20$$



V.4 - Determinação da abundância relativa de íons com linhas proibidas.

As equações apresentadas na secção V.1 permitem calcular os coeficientes de emissão de linhas de alguns dos mais importantes íons presentes em núcleos ativos de galáxias.

Seja  $F_{ij}$  o coeficiente de emissão em  $\text{erg cm}^3/\text{s}$  e  $N(X)$  a densidade em número de um íon, então  $N(X)F_{ij}$  é a taxa de emissão de energia por unidade de volume, para a transição  $i \rightarrow j$  do íon X.

A abundância relativa a  $H^+$  de um íon X, pode ser calculada conhecendo-se a razão de intensidade entre linhas do íon X e  $H\beta$ .

$$[N(X)F_{ij}(X)]/[N(H^+)F_{42}(H^+)] = I(X)/I(H\beta)$$

ou

$$N(X)/N(H^+) = I(X)/I(H\beta) F(H\beta)/F_{ij}(X)$$

Assim conhecendo-se a intensidade relativa das linhas de um íon, pode-se calcular sua abundância relativa a  $H^+$ . A razão  $F_{ij}/F(H\beta)$  é calculada, para cada íon, a partir das equações da secção V.1.

As linhas mais intensas na região do óptico para o [NII], são as seguintes :

5755 : 1S0 -> 1D2

6548 : 1D2 -> 3P1

6584 : 1D2 -> 3P2

Definindo como níveis 1, 2 e 3, respectivamente 3P0,1,2, 1D2 e 1S0, podemos escrever :

$$N(N+)/N(H+) = I(N+)/I(H\beta) F(H\beta)/(F32 + F21)$$

onde,  $I(N+) = I(5755 + 6548 + 6584)$ ,

$(F32 + F21)$  representa o coeficiente de emissão total para essas 3 linhas do [NII],

$I(N+)/I(H\beta)$  é obtido pelo espectro.

Podemos reescrever a relação acima da seguinte forma

$$N(N+)/N(H+) = I(N+)/I(H\beta) F(H\beta)/F21 [1+F32/F21]^{-1}$$

F21 e F32/F21 podem ser calculados conforme a secção V.1, resultando que, para  $N_e=8.8E+02 \text{ cm}^{-3}$  e  $T_e=1.973E+04 \text{ K}$ , temos :

$$F21 = 1.91E-20 \text{ erg/cm}^3/\text{s}$$

$$F21/F32 = 32.3$$

$$F(H\beta) = 6.58E-26 \text{ erg cm}^3/\text{s}$$

Das linhas, calculamos :

$$I(N+)/I(H\beta) = 5.06$$

Portanto, a abundância relativa do N+ é :

$$N(N+)/N(H+) = 1.69E-05$$

---

As linhas do [SII] permitem calcular a abundância relativa do S+ de 2 maneiras : considerando-se como níveis 1, 2 e 3, 4S3/2, 2D3/2 e 2D5/2 respectivamente, e medindo-se a relação  $I(6717 + 6732)/I(H\beta)$ ; a outra forma é considerando como 1, 2 e 3, 4S3/2, 2D3/2, 5/2 e 2F3/2, 1/2, e medindo-se a relação  $I(4068 + 4076 + 6717 + 6732)/I(H\beta)$ .

Assim, podemos escrever :

$$N(S+)/N(H+) = I(4068+4076+6717+6732)/I(H\beta) F(H\beta)/(F21+F31)$$

$$N(S+)/N(H+) = I(6717+6732)/I(H\beta) F(H\beta)/(F21+F31)$$

Para a primeira dessas relações, temos :

$$F21 = 1.04E-19 \text{ erg cm}^3/\text{s}$$

$$F31 = 1.58E-20 \text{ erg cm}^3/\text{s}$$



Do espectro, mediu-se :

$$I(4068+4076+6717+6732)/I(H\beta) = 2.75$$

Assim,

$$N(S+)/N(H+) = 1.51E-06$$

Da segunda relação, temos :

$$F21 = 4.58E-20$$

$$F31 = 4.70E-20$$

$$I(6717+6732)/I(H\beta) = 2.37$$

E, com estes valores,

$$N(S+)/N(H+) = 1.68E-06$$

---

Para o [OI], temos o seguinte :

$$\text{nível 1} = 3P0,1,2$$

$$\text{nível 2} = 1D2$$

$$\text{nível 3} = 1S0$$

$$N(O^0)/N(H+) = I(5577+6300+6364)/I(H\beta) F(H\beta)/(F21+F32)$$

$$F21/F32 = 29.78$$

$$F32 = 1.25E-22 \text{ erg cm}^3/\text{s}$$

$$I(5577+6300+6364)/I(H\beta) = 0.76$$

Assim,

$$N(O^{\circ})/N(H^+) = 1.3E-05$$

---

Para o [OII], temos o seguinte :

$$\text{nível 1} = 4S3/2$$

$$\text{nível 2} = 2D5/2$$

$$\text{nível 3} = 2D3/2$$

$$N(O^+)/N(H^+) = I(3728+3729)/I(H\beta) F(H\beta)/(F21+F31)$$

$$F31/F21 = 1.03$$

$$F21 = 6.89E-21 \text{ erg cm}^3/\text{s}$$

$$I(3727+3729)/I(H\beta) = 1.68$$

Assim,

$$N(O^+)/N(H^+) = 7.91E-06$$

---

Para o [OIII], temos o seguinte :

$$\text{nível 1} = 3P0,1,2$$

$$\text{nível 2} = 1D2$$

nível 3 = 150

$$N(O^{++})/N(H^+) = I(4363+4959+5007)/I(H\beta) F(H\beta)/(F21+F32)$$

$$F21/F32 = 40.60$$

$$F32 = 3.70E-22 \text{ erg cm}^3/\text{s}$$

$$I(4363+4959+5007)/I(H\beta) = 5.2$$

Assim,

$$N(O^{++})/N(H^+) = 2.22E-5$$

Portanto, para o oxigênio, podemos escrever :

$$[N(O^{\circ})+N(O^+)+N(O^{++})]/N(H^+) = 4.31E-05$$

---



## VI - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES.

Os diferentes elementos que formam o espectro do núcleo de NGC 7469, ou seja, o contínuo e as linhas de emissão (permitidas e proibidas), foram analisados nos capítulos anteriores.

Neste capítulo, inicialmente, será apresentada uma análise do contínuo, e, a seguir, os resultados dos Capítulos III e IV, os quais se referem às linhas permitidas e proibidas separadamente, serão reunidos e discutidos de acordo com características comuns aos três tipos de linhas encontradas.

A separação das linhas de emissão em três grupos, conforme o seu FWHM (ou  $V_t$ ), sugere a existência de três regiões diferentes de formação de linhas.

Um último tópico a ser abordado é a classificação do espectro do núcleo e dos dois espectros tomados a 5" ao norte e 8" ao sul, de acordo com seu principal mecanismo de excitação.

VI.1 - O contínuo.

De uma forma geral, o contínuo de um núcleo ativo é formado pela radiação de diferentes fontes. No caso de NGC 7469, o contínuo foi separado numa componente não-térmica e numa componente devida à contaminação pelo espectro estelar proveniente da galáxia subjacente.

A componente estelar foi obtida conforme está descrito na secção I.3.1, e representa uma proporção de 50% do contínuo observado entre 5400-5500 Å.

A componente não-térmica, calculada conforme a secção I.3.2, pode ser representada pela seguinte lei-de-potência :

$$F_{nt}(\lambda) = 6.0E-11 \lambda^{-1} \quad (\text{erg/cm}^2/\text{s}/\text{Å})$$

ou, em termos de frequência

$$F_{nt}(\nu) = 6.0E-11 \nu^{-1} \quad (\text{erg/cm}^2/\text{s}/\text{Hz})$$

Na tabela VI.1 são apresentadas as proporções com que cada uma das componentes acima contribui para o contínuo observado, em três diferentes regiões do espectro : em 3850 Å, representando uma média do contínuo entre 3800-3900 Å; 4200 Å, e 5300 Å, representando uma média entre 5200-5400 Å. Na última linha estão os valores do excesso que o contínuo apresenta sobre a soma dos dois contínuos, para cada uma dessas 3 regiões.



Contínuo	3850 A	4200 A	5300 A
Fst ( $\lambda$ )	0.35	0.47	0.50
Fnt ( $\lambda$ )	0.43	0.45	0.46
Excesso	0.22	0.08	0.04

Tabela VI.1

Observe-se que na região acima de 4200 A, o contínuo pode ser explicado quase que totalmente como sendo uma contribuição conjunta dos contínuos não-térmico e estelar. Já em 3850 A, apenas 78% do contínuo é representado por essas duas componentes, enquanto que uma proporção de 22% fica como excesso. Abaixo de 3700 A, o detector 2D-FRUTTI não é utilizado e, portanto, nosso espectro do núcleo de NGC 7469 não permite que o excesso seja medido para regiões mais profundas no ultra-violeta.



Westin (1985), com acesso a dados no ultra-violeta, explica o excesso como uma soma de emissão do FeII, contínuo de Balmer e um corpo-negro a  $2.0E+04$  K.

A hipótese do corpo-negro foi testada, mas um corpo-negro com temperatura de  $2.0E+04$  K apresenta um espectro muito largo, e não consegue reproduzir os valores bastante baixos para o excesso acima de 4200 Å, conforme a tabela VI.1.

## VI.2 - As linhas de emissão.

As análises das linhas de emissão do espectro do núcleo de NGC 7469, apresentadas nos Capítulos III e IV, mostram que as linhas de Balmer do HI (especialmente H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$  e H $\delta$ ), podem ser decompostas em três componentes distintas, enquanto que as linhas do [OIII] 4959,5007 e [NeIII] 3869,3968, podem ser separadas em duas componentes.

Essas análises mostram que existem três tipos bem distintos de linhas, largas, estreitas e intermediárias.

As componentes largas das linhas de Balmer são caracterizadas por  $\langle \text{FWHM} \rangle = 7800 \text{ Km/s}$  e velocidade de emissão média da ordem de  $\langle \text{Vem} \rangle = 1000 \text{ Km/s}$ , e apresentam assimetria para o vermelho. Nenhuma das linhas proibidas apresenta FWHM semelhante.

As componentes estreitas das linhas de Balmer do HI são caracterizadas por  $\langle \text{FWHM} \rangle = 550 \text{ Km/s}$  e  $\langle \text{Vem} \rangle = 175 \text{ Km/s}$ , deslocadas para o vermelho; enquanto que as componentes estreitas das linhas proibidas têm os seguintes parâmetros:  $\langle \text{FWHM} \rangle = 493 \text{ Km/s}$  e  $\langle \text{Vem} \rangle = 110 \text{ Km/s}$ . A semelhança entre os parâmetros físicos das linhas estreitas de Balmer e das linhas estreitas proibidas é um indício de que as condições físicas nas regiões onde se formam essas linhas são muito parecidas.



Um terceiro tipo de linha aparece definido pelas componentes intermediárias das linhas de Balmer, com  $\langle \text{FWHM} \rangle = 2380 \text{ Km/s}$  e  $\langle V_{em} \rangle = 260 \text{ Km/s}$ , e pelas componentes largas do [NeIII] 3869,3968 e do [OIII] 4959,5007, com  $\langle \text{FWHM} \rangle = 1290 \text{ Km/s}$  e  $V_{em} \langle 0$ .

O deslocamento para o vermelho das componentes intermediárias de Balmer é menor que o apresentado pelas componentes largas e maior que o das linhas estreitas; enquanto que as componentes largas do [OIII] apresentam deslocamento para o azul.

Analogamente ao mostrado nas figuras III.1, III.2 e III.3 para as linhas permitidas, e nas figuras IV.1, IV.2 e IV.3 para as proibidas, as figuras VI.1, VI.2 e VI.3 mostram como as linhas se separam nos três grupos definidos acima.

Na figura VI.1 está plotada a velocidade de emissão para cada linha analisada. Observe-se que as componentes largas de H $\alpha$ , H $\beta$  e H $\gamma$  separam-se das demais linhas por apresentarem grande velocidade de emissão. As componentes estreitas de Balmer e das linhas proibidas já se encontram numa região de  $V_{em}$  bem mais baixa.

Na figura VI.2, é mostrada a distribuição da velocidade de turbulência de todas as linhas analisadas. Observe-se que neste gráfico a divisão das linhas em três grupos fica bem clara. As componentes largas das linhas do HI encontram-se na parte superior do gráfico; as intermediárias do HI e a componente larga do HeI 5876 estão



mais abaixo, um pouco acima das componentes largas do [NeIII] 3869,3968 e [OIII] 4959,5007; e as componentes estreitas do HI, das outras linhas permitidas e das proibidas, encontram-se na parte inferior do gráfico.

E na figura VI.3, está mostrada a relação entre a velocidade de turbulência e a velocidade de emissão.

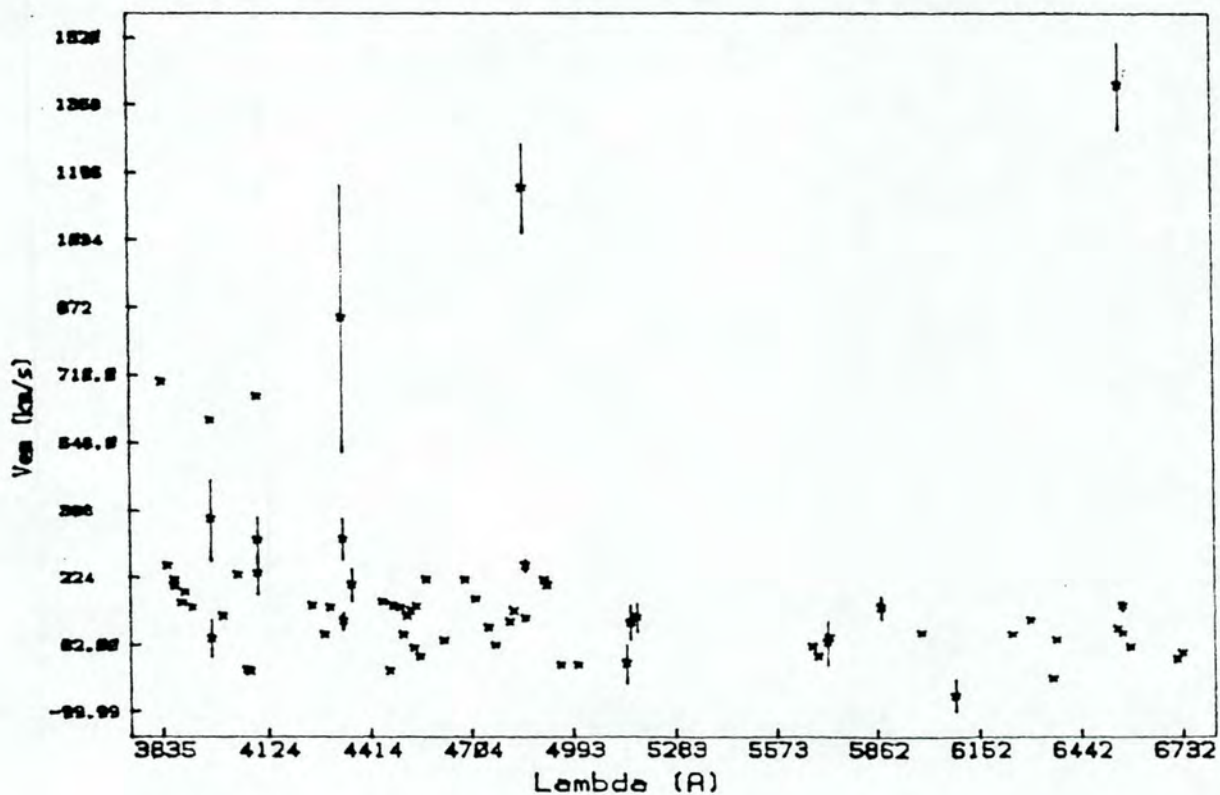


Figura VI.1 - A velocidade de emissão para todas as linhas analisadas, permitidas e proibidas.

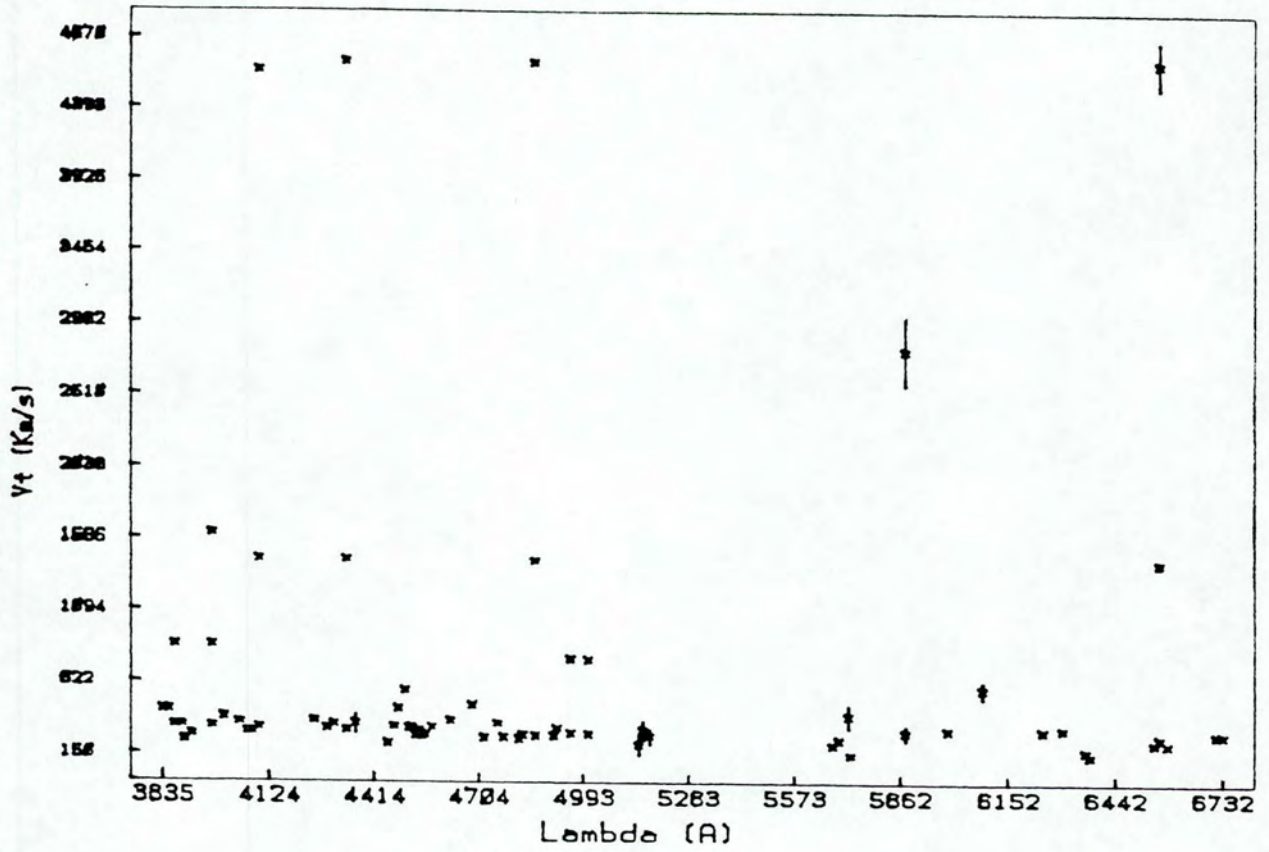


Figura VI.2 - Distribuico da velocidade de turbulência das linhas analisadas.

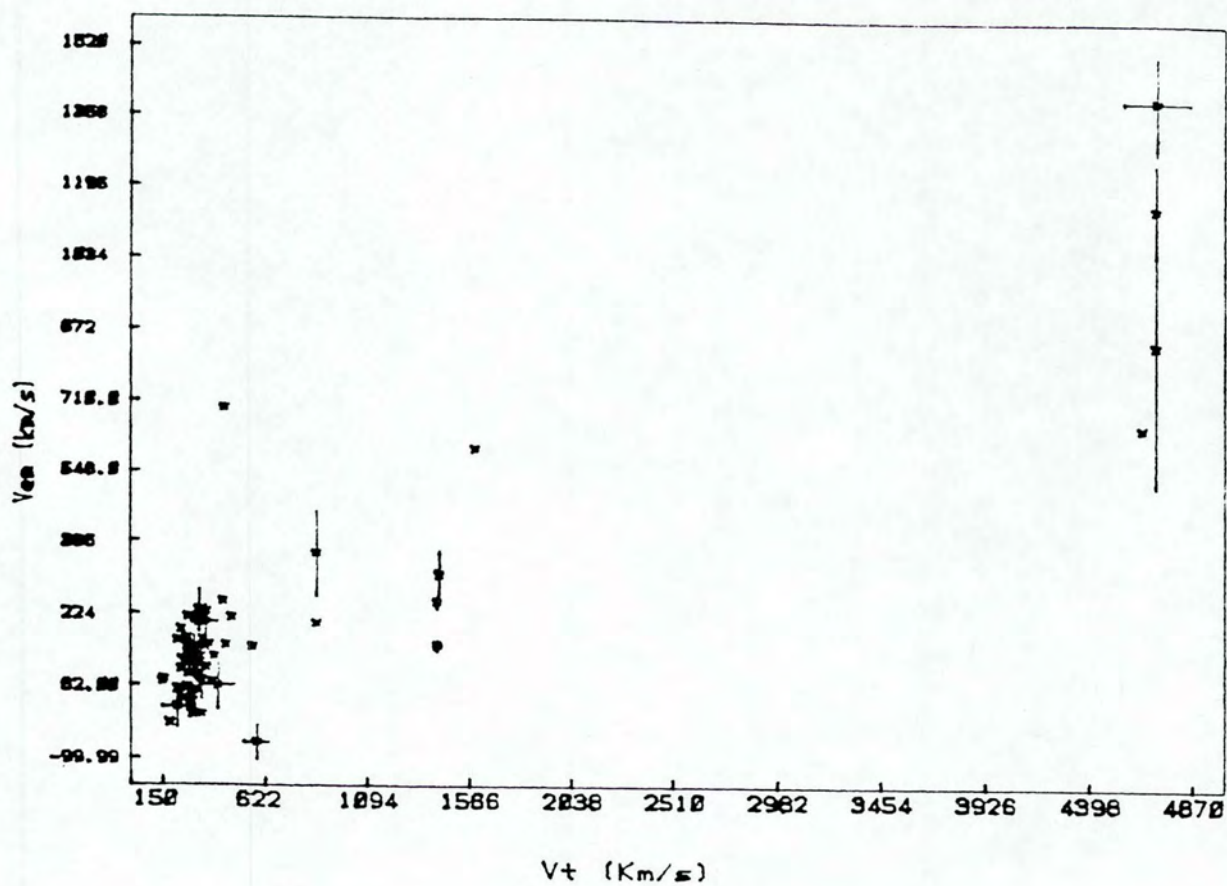


Figura VI.3 - Distribuição das velocidade de emissão e de turbulência para todas as linhas analisadas.



Os parâmetros físicos derivados das linhas de emissão, permitem que um modelo da região nuclear de NGC 7469 seja construído. O modelo assume, basicamente, que o gás, seja em forma de nuvens ou em estruturas filamentosas, submete-se a um movimento global de expansão, sendo que a velocidade radial de expansão cresce em direção ao centro.

Neste modelo, as linhas largas de Balmer do H $\alpha$  são formadas próximas à fonte ionizante central, numa região com raio da ordem de  $R_b \approx 0.02$  pc, com alta densidade eletrônica,  $N_e \approx 1.0E+09$  /cm $^3$ , e alta temperatura eletrônica, estimada como  $T_e \gg 2.0E+04$  K. A alta densidade eletrônica nesta região favorece a desexcitação colisional, o que impede que linhas proibidas sejam ali emitidas. Esta região é conhecida como BLR (Broad Line Region), ou região das linhas largas.

As linhas estreitas são formadas mais externamente, numa região caracterizada por uma densidade  $N_e \approx 1.0E+03$  cm $^{-3}$  e  $T_e \approx 2.0E+04$  K, e a velocidade radial de expansão é bem menor que a encontrada na BLR. Esta região é denominada NLR (Narrow Line Region), ou região das linhas estreitas.

As componentes chamadas de intermediárias são formadas numa região de transição entre a BLR e a NLR, chamada de ILR (Intermediate Line Region), ou região das linhas intermediárias.

VI.2.1 - A região das linhas largas.

Assumindo-se que a emissão das componentes largas das linhas de Balmer do HI seja toda devida à recombinação, pode-se calcular o raio da região onde se encontra o gás e a massa deste gás ionizado.

Tomando-se a componente larga de H $\beta$  como referência, vemos que o fluxo total desta componente é, conforme a tabela III.1 :

$$F(H\beta)_b = 6.38E-13 \text{ erg/cm}^2/\text{s}$$

Para  $H_0 = 50 \text{ Km/s/Mpc}$ , e  $Z = 0.01619$ , a distância de NGC 7469 é :

$$D = cZ/H_0 = 97.14 \text{ Mpc} = 2.997E+26 \text{ cm}$$

Assim, a luminosidade da componente larga de H $\beta$  fica

$$L(H\beta)_b = 4\pi D^2 F(H\beta)_b = 7.2E+41 \text{ erg/s} = 1.8E+08 L_\odot$$

Supondo que toda a emissão de H $\beta$  seja proveniente de recombinações, pode-se escrever, para  $L(H\beta)$

$$L(H\beta) = NeN_p\alpha(H\beta)h\nu(H\beta)\epsilon V, \text{ onde}$$

$Ne$  e  $N_p$  são as densidades de elétrons e de prótons,  $\alpha(H\beta)$  é o coeficiente de recombinação efetivo para H $\beta$ ,



$h\nu(H\beta) = 4.09E-12$  erg, é a energia da transição de  $H\beta$   
 $V$  é o volume ocupado pelo gás ionizado, e  
 $\epsilon$  é o "filling factor", isto é, a fração do volume  
em torno da fonte central, ocupada pelo gás.

A massa do gás ionizado pode ser calculada pela  
seguinte expressão :

$$M = (N_p M_p + N_{He} M_{He}) V \epsilon$$

onde

$N_p$  e  $N_{He}$  são as densidades de prótons e de Hélio e  
 $M_p$  e  $M_{He}$  são as massas do próton e do núcleo de Hélio,  
 $M_{He} = 4 M_p$ , e  $M_p = 1.67E-27$  Kg.

Assumindo-se que para a BLR, uma densidade eletrônica  
média é dada por

$$\langle N_e \rangle = 1.0E+09 \text{ cm}^{-3}, \text{ e usando} \\ \alpha(H\beta) = 1.61E-14 \text{ cm}^3/\text{s}, \text{ temos}$$

$$N_p V \epsilon = L(H\beta) / [\langle N_e \rangle \alpha(H\beta) h\nu(H\beta)] = 1.09E+59 \text{ p}$$

Supondo uma densidade de núcleos de Hélio da ordem de  
0.1 da densidade de prótons,  $N_{He} \approx 0.1 N_p$ , temos

$$M = 1.4 N_p M_p V \epsilon = 1.82E+31 \text{ Kg} = 9.2 M_\odot$$



Usando  $N_e = N_p + 1.5 N_{He}$ , temos

$$N_p = N_e / 1.15, \text{ assim}$$

$$V_e = \frac{4}{3} \pi R^3 = 1.25E+49 \text{ cm}^3 = 4.26E-7 \text{ pc}^3$$

Assim, podemos escrever o raio da BLR,  $R_b$ , em termos do "filling factor",

$$R_b = \epsilon^{-1/3} 4.67E-03 \text{ pc}$$

Ou seja, para

$$\epsilon = 1.0E-02, \text{ temos, } R_b = 2.17E-02 \text{ pc} = 6.69E+16 \text{ cm}$$

$$\epsilon = 1.0E-03, \text{ temos, } R_b = 4.67E-02 \text{ pc} = 1.44E+17 \text{ cm}$$

O decremento de Balmer calculado para a BLR,  $\log(H\alpha/H\beta) = 0.410 \pm 0.003$ , é menor que o valor do caso B da teoria de recombinação,  $\log(H\alpha/H\beta) = 0.48$ . A densidade eletrônica na BLR, sendo alta o suficiente a ponto de impedir a emissão de linhas proibidas, pode afetar a relação de  $H\alpha/H\beta$ , no sentido da desexcitação colisional enfraquecer o decremento de Balmer. Neste caso, a recombinação mais a desexcitação colisional podem produzir um decremento de Balmer mais baixo que o esperado assumindo-se o caso B.

O deslocamento para o vermelho observado nas componentes largas das linhas de Balmer, indica, de acordo com o modelo de Carriotti, Foltz e Buard, (1979), um sistema de nuvens de alta densidade eletrônica, próximas à fonte

ionizante central. Essas nuvens contêm pó e gás neutro, e são ionizadas apenas num plano da face diretamente iluminada pela fonte central, submetendo-se a um movimento radial de expansão.

Internamente a essas nuvens, os íons apresentam um movimento turbulento, com velocidade de turbulência média dada por  $\langle V_t \rangle = 4890 \text{ Km/s}$ , o que provoca o alargamento observado nas linhas.

#### VI.2.2 - Região das linhas intermediárias.

As linhas definidas como intermediárias de Balmer do HI e as largas de alguns íons mais pesados, apresentam-se com FWHM médio dado por  $\langle \text{FWHM} \rangle = 2380 \text{ Km/s}$ , menor que o observado para as linhas da BLR, as quais têm  $\langle \text{FWHM} \rangle = 7800 \text{ Km/s}$ ; e maior que o das linhas estreitas, com  $\langle \text{FWHM} \rangle = 500 \text{ Km/s}$ . Da mesma forma se comporta a velocidade de emissão.

Supõe-se que essas linhas se formem numa região de transição entre a BLR e a NLR. Nesta região de transição, a densidade eletrônica varia desde os altos valores observados na BLR,  $N_e > 1.0E+09 \text{ cm}^{-3}$ , até os valores encontrados na NLR,  $N_e \approx 8.8E+02 \text{ cm}^{-3}$ . A temperatura eletrônica deve variar da mesma forma.



Nesta região são emitidas as linhas proibidas largas, especialmente as que são mais visíveis no espectro de NGC 7469, [NeIII] 3896,3968 e [OIII] 4959,5007. A ionização dos elementos pesados se dá pelo efeito Auger, dos raios-X emitidos pela fonte ionizante central que atravessam a BLR, Kwan e Krolik (1981).

O decremento de Balmer para esta região foi calculado  $\log(H\alpha/H\beta) = 0.505$ , mais alto que o correspondente ao caso B da teoria de recombinações. No caso do gás ser opaco às linhas e ao contínuo de Lyman, o campo de radiação difusa que se estabelece faz com que a excitação colisional aumente a razão  $H\alpha/H\beta$ , Van Blerkon (1968).

Na figura VI.4 está ilustrado o ajuste de  $H\alpha + [NII]$  para o espectro tomado a 5" ao norte do núcleo. Nesta figura fica aparente que ainda existe, a essa distância do núcleo, 5" = 2.3 Kpc, uma componente larga na base de  $H\alpha$ . O mesmo não acontece com o espectro tomado a 8" ao sul do núcleo, figura VI.5, na qual apenas uma componente estreita de  $H\alpha$  é visível.

Com isso, pode-se estimar que a ILR estende-se por uma área cujo raio é de aproximadamente  $6".5 = 3$  Kpc em torno da fonte ionizante central.



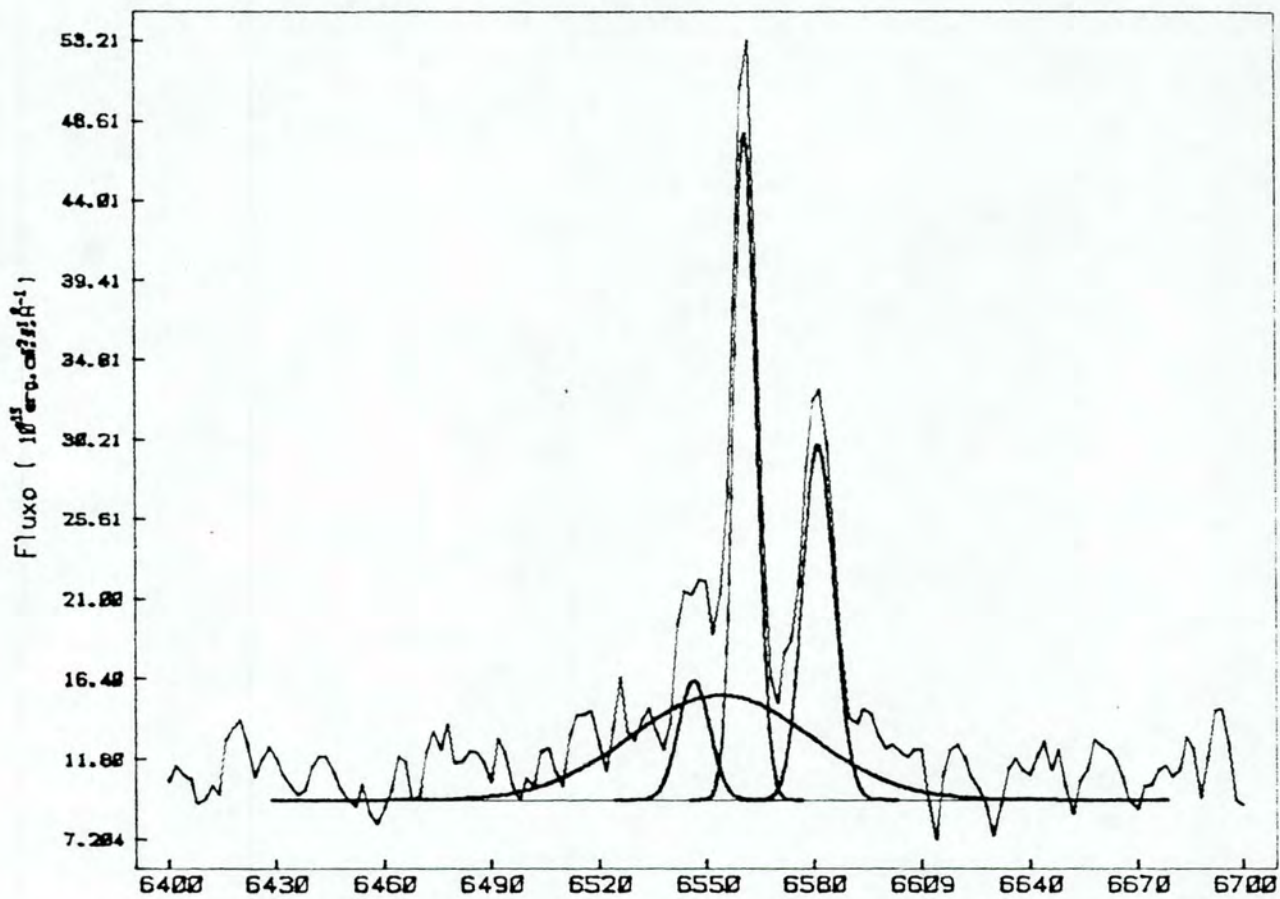


Figura VI.4 - Ajuste de H $\alpha$  + [NII] para o espectro tomado a 5" ao sul do núcleo.

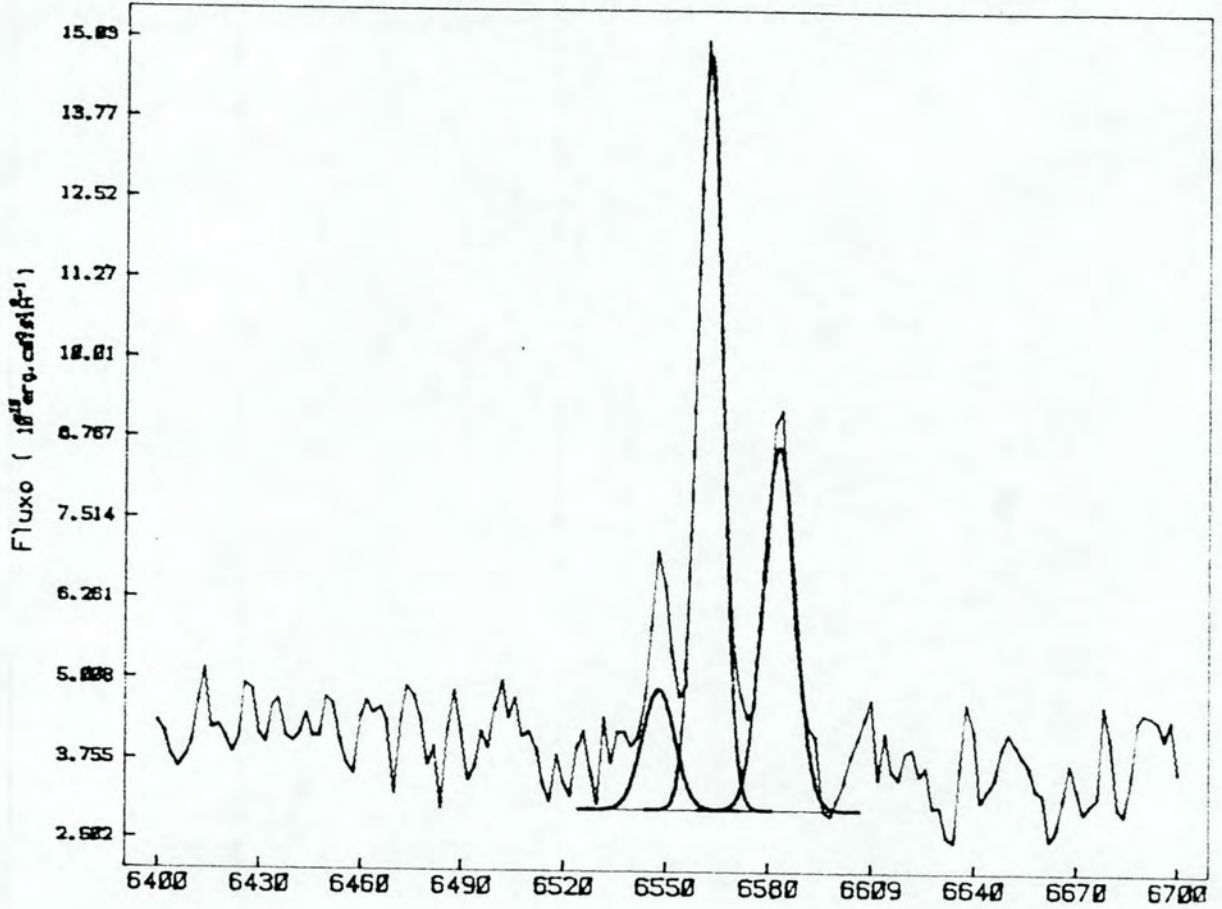


Figura VI.5 - Ajuste de H $\alpha$  + [NII] para o espectro tomado a 8" ao sul do n $\acute{u}$ cleo.

### VI.2.3 - A região das linhas estreitas.

A região das linhas estreitas, NLR, estende-se até uma distância menor que 8" do núcleo, pelo menos na direção Sul, pois, embora o espectro tomado a 8" ao Sul apresente linhas estreitas, figura VI.5, relações de intensidade entre algumas linhas são diferentes, indicando que o espectro a 8" é formado por mecanismos diferentes do espectro do núcleo e do espectro a 5" ao Norte. Assim, as linhas estreitas observadas a 8" ao Sul não são as mesmas da NLR.

Na tabela VI.2 estão listadas algumas relações que mostram esta diferença entre as linhas do espectro a 8" Sul e das linhas estreitas do núcleo. Na primeira coluna está a identificação da relação; na segunda o valor da relação para as linhas estreitas do espectro tomado sobre o núcleo; e na terceira, o valor correspondente ao espectro tomado a 8" ao Sul do núcleo. Observe-se, especialmente, a diferença entre as relações que envolvem o [OIII].

Nesta tabela, [OIII] representa a linha [OIII] 5007; [OII] representa o duplete [OII] 3727,3729; enquanto que [NII] representa [NII] 6584; H $\alpha$  e H $\beta$  se referem às componentes estreitas.



=====			
		núcleo	8" S
-----			
	[OIII]/[OIII]	0.45	2.35
-----			
	[OIII]/H $\beta$	3.72	1.23
-----			
	[NII]/H $\alpha$	0.54	0.62
-----			
	H $\alpha$ /H $\beta$	6.82	7.56
=====			

Tabela VI.2

A presença das linhas proibidas estreitas de vários íons permitiu que as condições físicas na NLR pudessem ser melhor determinadas. Conforme a seção V.2, a temperatura e densidade eletrônicas, calculadas a partir da relação de intensidades das linhas do óptico do [SII] e do [NII], são dadas por :

$$T_e = 1.97E+04 \text{ K}$$

$$N_e = 8.80E+02 \text{ cm}^{-3}$$

As linhas do [OIII] mostram que  $T_e$  e  $N_e$  para a região onde essas linhas são emitidas, são mais altos que os valores correspondentes aos íons em menor estágio de ionização, evidenciando uma estrutura de ionização para a

NLR : íons em estágios mais altos de ionização são encontrados mais internamente que os íons em estágios mais baixos. A verificação da existência de correlações do FWHM com a densidade crítica,  $N_c$ , e o potencial de ionização,  $\Phi_I$ , também reforçam a idéia da estrutura de ionização.

A velocidade de emissão média para essas linhas estreitas vale  $\langle V_{em} \rangle = 124 \text{ Km/s}$ , indicando que o movimento radial de expansão ainda se mantém, embora em menor magnitude que o observado na BLR e ILR. A velocidade de turbulência média, para essa região é  $\langle V_t \rangle = 314 \text{ Km/s}$ .

### VI.3 - Classificação dos espectros.

A disposição dos espectros, de acordo com o posicionamento da fenda sobre a galáxia NGC 7469, está ilustrada na figura VI.6, na qual os espectros tomados a 8" ao sul e 5" ao norte do núcleo têm suas escalas multiplicadas por 2 para efeitos de melhor visualização.

Observe-se que o espectro correspondente a 8" ao sul assemelha-se a um espectro típico de uma região HII.

Cada um destes espectros pode ser classificado de acordo com o principal mecanismo de excitação responsável pela sua formação. Baldwin, Phillips e Terlevich (1981), mostram que objetos pertencentes aos seguintes grupos :



regiões HII normais fotoionizadas por estrelas O e B, objetos fotoionizados por leis-de-potência, e por ondas de choque, podem ser separados usando-se as intensidades relativas de algumas linhas.



Figura VI.6 - Os três espectros tomados de NGC 7469. Sul está em baixo, e a escala dos espectros tomados a 8" ao sul e 5" ao norte está multiplicada por 2.



Os diagramas utilizados na classificação dos espectros foram adaptados do artigo de Baldwin, Phillips e Terlevich (1981). Nestes diagramas são usados os seguintes símbolos :

- + = nebulosas planetárias,
- = regiões HII normais,
- ▲ = regiões HII extragalácticas,
- ◆ = objetos fotoionizados por lei-de-potência e,
- x = galáxias aquecidas por ondas de choque.

Sobre o diagrama da figura VI.7, o qual representa a seguinte relação :

$$\log([\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha) \times \log([\text{OII}]\lambda 3727/[\text{OIII}]\lambda 5007)$$

estão indicados os seguintes pontos :

- 1 = linhas do espectro tomado a 8" ao sul do núcleo,
- 2 = linhas do espectro tomado a 5" ao norte do núcleo
- 3 = linhas do espectro do núcleo, sendo que foram consideradas apenas as componentes da NLR.

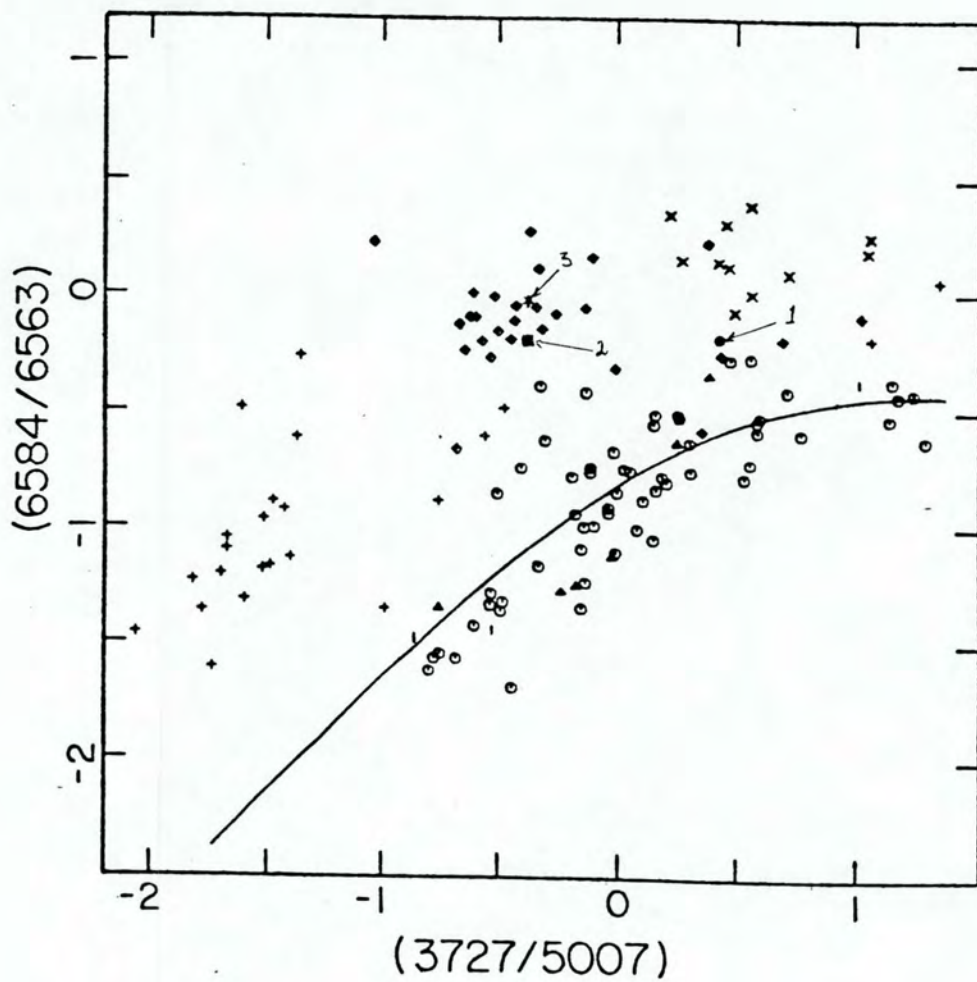


Figura VI.7 - Diagrama da relação entre as linhas  $\log([NIII]6584/H\alpha)$  X  $\log([OIII]3727/[OIII]5007)$ .

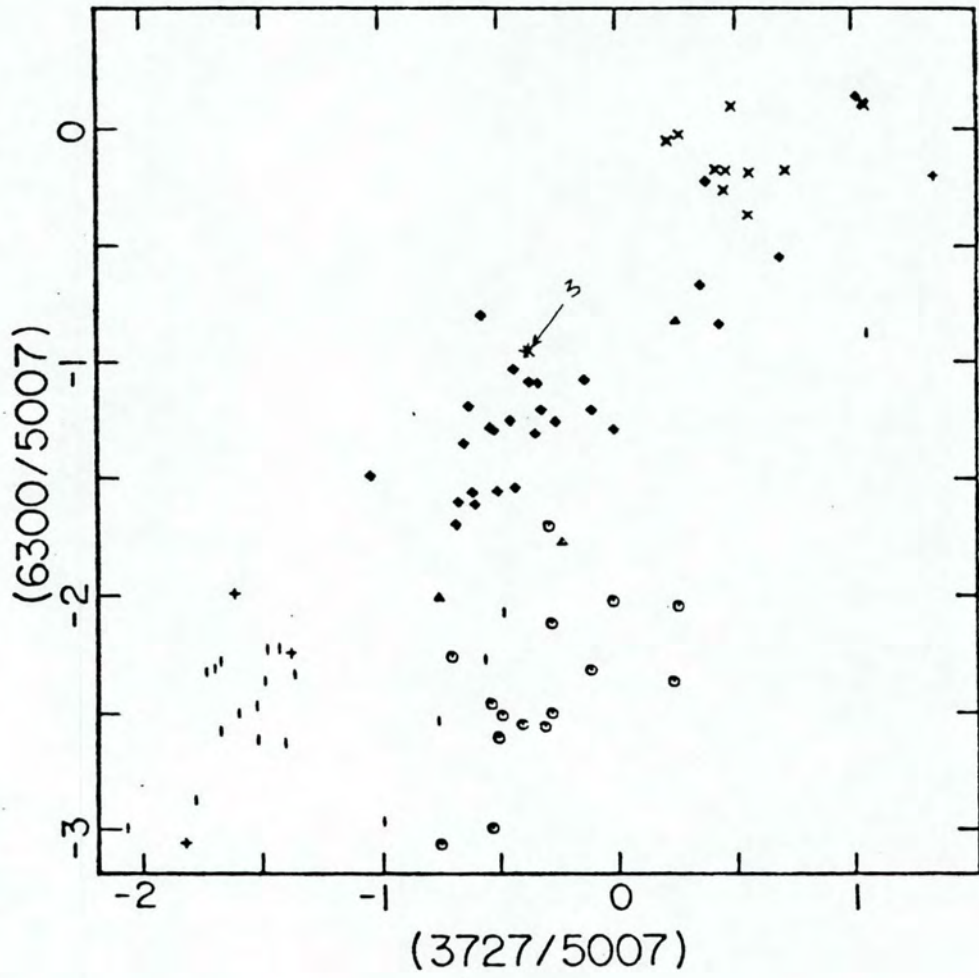


Figura VI.8 - Diagrama da relação entre as linhas  $\log([OII]6300/[5007])$  X  $\log([OII]3727/[5007])$ .



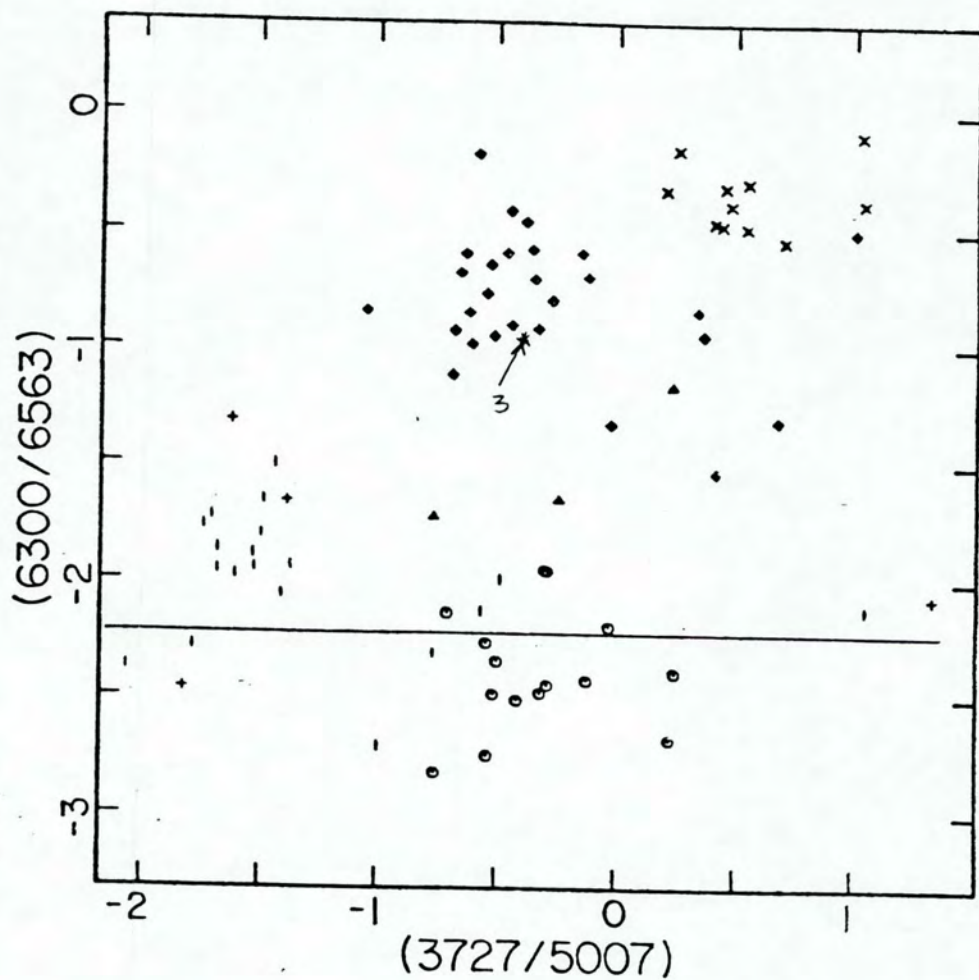


Figura VI.9 - Diagrama da relação entre as linhas  $\log([\text{OII}]6300/\text{H}\alpha) \times \log([\text{OII}]3727/[5007])$ .

Claramente os pontos correspondentes às linhas estreitas do núcleo e às do espectro de 5" ao norte localizam-se, na figura VI.7, na região definida pelos objetos fotoionizados por lei-de-potência, enquanto que o ponto correspondente ao espectro de 8" ao sul encontra-se numa região não muito bem definida, entre as regiões HII normais e a galáxias aquecidas por ondas de choque.

A tendência do espectro da NLR do núcleo ser produzido por um espectro tipo lei-de-potência fica mais evidente nas figuras VI.8 e VI.9, nas quais estão plotadas, respectivamente, as relações :

$$\log([\text{OI}]\text{6300}/[\text{OIII}]\text{5007}) \times \log([\text{OII}]\text{3727}/[\text{OIII}]\text{5007}), \\ \log([\text{OI}]\text{6300}/\text{H}\alpha) \times \log([\text{OII}]\text{3727}/[\text{OIII}]\text{5007})$$

Os espectros de 5" ao norte e 8" ao sul não puderam ser representados porque a linha [OI]6300 não está visível.

O espectro tomado a 8" ao sul do núcleo, apresentando nítidas características de uma região HII normal, fotoionizada por estrelas O e B, evidencia a presença de uma população estelar jovem, ou seja, indica uma formação recente de estrelas, o que está de acordo com o trabalho de Wilson et al (1986).

A presença de estrelas quentes e jovens nestas regiões afastadas do núcleo, é reforçada pela presença de emissão do pó em 3.3  $\mu\text{m}$ , Cutri et al (1984), e pelo contínuo íngreme no infravermelho longínquo, Wilson et al (1986).



#### VI.4 - Conclusões.

As análises do espectro do núcleo de NGC 7469 mostram que o contínuo na região do óptico é essencialmente formado por duas componentes : uma não-térmica, tipo lei-de-potência

$$F_{nt}(\lambda) = 6.0E-11 \lambda^{-1}$$

e a outra vem da contribuição do espectro da população estelar presente no núcleo. Este espectro estelar contribui com 50% do contínuo em 5300 Å.

A soma de ambos os contínuos representa 96% do contínuo na parte vermelha do espectro, mas em 3850 Å, essa contribuição se reduz para 78%, indicando que há um excesso de radiação em direção ao ultra-violeta.

A análise das linhas de emissão realizadas por decomposição em gaussianas mostra que as linhas de Balmer do H I são formadas por 3 componentes, enquanto que as linhas proibidas, em especial [Ne III] 3869,3968 e [O III] 4959,5007 são formadas por 2 componentes.

A reunião das componentes em 3 grupos, de acordo com características comuns, sugere um modelo do núcleo no qual existem 3 regiões onde se formam as linhas.

Bastante próximo à fonte ionizante central, está a Região das Linhas Largas (BLR), a uma distância entre



$R_b \approx 0.02 - 0.05$  pc, na qual a temperatura eletrônica é estimada como  $T_e \approx 2.0E+04$  K e com uma densidade eletrônica média  $\langle N_e \rangle \approx 1.0E+09$  cm<sup>-3</sup>. Nesta região são formadas as componentes largas de Balmer do HI, as quais são caracterizadas por  $\langle FWHM \rangle \approx 7800$  Km/s.

A seguir, até uma distância estimada como  $R_i \approx 6''.5 = 3$  Kpc, está a Região das Linhas Intermediárias (ILR), na qual a temperatura eletrônica deve variar desde os altos valores encontrados na BLR até  $T_e \approx 2.0E+04$  K. A densidade eletrônica varia da mesma forma. Nesta região são formadas as componentes intermediárias das linhas de Balmer do HI ( $\langle FWHM \rangle \approx 2380$  Km/s), e as componentes largas das linhas do [NeIII] e do [OIII] ( $\langle FWHM \rangle \approx 1350$  Km/s).

Estendendo-se até uma distância  $R_n$  ( $8'' = 3.8$  Kpc) do núcleo encontra-se a Região das Linhas Estreitas (NLR). Esta região é responsável pela formação das linhas estreitas (permitidas e proibidas), para as quais calculou-se  $\langle FWHM \rangle \approx 500$  Km/s. Nesta região, a estrutura de ionização fica bem aparente com a verificação da correlação entre o FWHM e o potencial de ionização, e do FWHM com a densidade crítica para desexcitação. Através das linhas do [SII] e do [NII], pode-se calcular a temperatura e densidade eletrônicas onde essas linhas se formam :

$$N_e = 8.80E+02 \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e = 1.97E+04 \text{ K}$$

Felos diagramas de Baldwin, Phillips e Terlevich, observou-se que os espectros tomados sobre o núcleo e a 5" ao norte do núcleo são típicos de objetos fotoionizados por espectros tipo lei-de-potência; enquanto que o espectro tomado a 8" ao sul do núcleo apresenta características de uma região HII normal, fotoionizada por estrelas jovens e quentes O e B, indicando formação recente de estrelas nesta região.

#### VI.5 - Considerações finais.

O estudo de núcleos ativos de galáxias, mesmo que seja apenas um objeto em questão, é extremamente abrangente, e envolve um grande número de tópicos relacionados. É evidente que alguns tópicos exigem um particular tipo de dados para serem propriamente analisados. Vários assuntos puderam ser tratados com os dados disponíveis para este trabalho (espectros da região óptica), mas muitos não foram explorados. Na continuação deste trabalho, pretendemos estender e aprofundar o estudo de NGC 7469 e de outros núcleos ativos, em especial nos seguintes tópicos.

- devido ao intervalo espectral relativamente curto abrangido pelo 2D-FRUITI, 3700 - 7000 Å, o excesso no ultra-violeta não fica totalmente definido em nossos espectros; são necessárias mais observações que se estendam mais profundamente no UV.



- NGC 7469 apresenta variabilidades no contínuo e nas linhas. Para a determinação das escalas de tempo, e para determinar se essas variabilidades são periódicas, são necessárias observações que cubram um largo período de tempo.
  
- um dos últimos tópicos tratados neste trabalho refere-se à semelhança do espectro tomado a 8" Sul com uma região HII normal, indicando a formação de estrelas. Seria interessante estudar a distribuição de regiões HII nas proximidades do núcleo e a influência do núcleo ativo na taxa de formação de estrelas. Para isto, é preciso que sejam tomados espectros dessas regiões HII em torno do núcleo e analisar suas propriedades físicas e determinar o que varia de acordo com suas localizações.
  
- a própria natureza da fonte ionizante central deve ser investigada através de modelos que reproduzam o espectro observado.
  
- devem ser construídos modelos de fotoionização para as diferentes regiões de emissão de linhas que expliquem as relações de intensidade entre linhas que são medidas.



- BIBLIOGRAFIA -

- ALLOIN, D.; PELAT, D.; BOKSENBERG, A.; SARGENT, W.L.W. *Astrophys. J.*, 275, 493, 1983.
- BALDWIN, J.A. *Astrophys. J.*, 201, 26, 1975.
- BALDWIN, J.A.; PHILLIPS, M.M.; TERLEVICH, R. *PASP*, 551, 5, 1981.
- BERRINGTON, K.A.; BURKE, P.G.; FREITAS, L.; KINGSTON, A.E. *J. Phys. B*, 18, 4135, 1985.
- BEVINGTON, P.R. "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences", ed. McGraw-Hill, New York, 1969.
- van BLERKON, D. *Astrophys. J.*, 152, 963, 1968.
- BOKSENBERG, A.; SHORTRIDGE, K.; ALLEN, D.A.; FOSBURY, R.A.E.; PENSTON, M.V.; SAVAGE, A. *MNRAS*, 173, 381, 1975.
- BROCKLEHURST, M. *MNRAS*, 157, 211, 1972.
- de BRUYN, A.G.; SARGENT, W.L.W. *Astron. J.*, 83, 1257, 1978.
- BURBIDGE, E.M.; BURBIDGE, G.R.; PRENDERGAST, K.H. *Astrophys. J.*, 137, 1022, 1963.
- CANFIELD, R.C.; FUETTER, R.C. *Astrophys. J.*, 243, 390, 1981.

- CAPRIOTTI, E.; FOLTZ, C.; BYARD, P. *Astrophys. J.*, 230, 681, 1979.
- CUTRI, R.M.; RUDY, R.J.; RIEKE, G.H.; TOKUNAGA, A.T.; WILLNER, S.P. *Astrophys. J.*, 280, 521, 1984.
- FERLAND, G.J. *Astrophys. J.*, 310, L67, 1986.
- GIACCONI, R. *Physica Scripta*, 17, 159, 1978.
- GRANDI, S.A.; PHILLIPS, M.M. *Astrophys. J.*, 239, 475, 1980.
- HALPERN, J.P.; STEINER, J.E. *Astrophys. J.*, 269, L37, 1983.
- HARMAN, R.J.; SEATON, M.J. *MNRAS*, 132, 15, 1966.
- HECKMAN, T.M.; MILEY, G.K.; Van BREUGEL, W.J.M.; BUTCHER, H.R. *Astrophys. J.*, 247, 403, 1981.
- HECKMAN, T.M.; BALICK, B.; SULLIVAN, W.T., *Astrophys. J.*, 224, 745, 1978.
- KHACHIKIAN, E.Y.; WEEDMAN, D.W. *Astrofizika*, 7, 389, 1971.
- KOSKI, A.T. *Astrophys. J.*, 223, 56, 1978.
- KWAN, J.; KROLIK, J.H. *Astrophys. J.* 250, 478, 1981.
- LYUTYI, V.M. *Sov. Astron.*, 16, 763, 1973.
- LYUTYI, V.M. *Sov. Astron.*, 21, 655, 1977.

- LYUTYI, V.M. Sov. Astron., 23, 518, 1979.
- MALKAN, M.A.; SARGENT, W.L.W. Astrophys. J., 254, 22, 1982.
- MALKAN, M.A. Astrophys. J., 264, L1, 1983.
- MARQUARDT, D.W. "An Algorithm for Least-Squares Estimation of Non-Linear Parameters", J. Soc. Ind. Appl. Math, 11, 2, 431, 1963
- MARSHALL, N.; WARWICK, R.S.; POUNDS, K.A. MNRAS, 194, 987, 1981.
- McCALL, M.L. MNRAS, 208, 253, 1984.
- MEINEL, A.; AVELI, A.; STOCKTON, M. Catalog of Emission Lines in Astrophysical Objects, Univ. of Arizona, 1969.
- NANDY, K.; THOMPSON, G.I.; JAMAR, C.; MONFELS, A.; WILSON, R. Astron. & Astrophys., 44, 195, 1975.
- NETZER, H.; WILLS, B.J.; UOMOTO, A.K.; RYBSKI, P.M.; TULL, R.G. Astrophys. J. Lett., 232, L155, 1979.
- NETZER, H.; WAMSTEKER, W.; WILLS, B.J.; WILLS, D. Astrophys. J., 292, 143, 1985.
- NEUGEBAUER, G.; OKE, J.B.; BECKLIN, E.E.; MATTHEWS, K. Astrophys. J., 230, 79, 1979.



- OKE, J.B.; LAUER, T.R. *Astrophys. J.*, 230, 360, 1979.
- OKE, J.B.; READHEAD, A.C.; SARGENT, W.L.W. *PASP*, 92, 758, 1980.
- OSTERBROCK, D.E. "Astrophysics of Gaseous Nebulae",  
San Francisco, W. Freeman, 1974.
- OSTERBROCK, D.E. *Astrophys. J.*, 215, 733, 1977.
- OSTERBROCK, D.E.; KOSKI, A.T.; PHILLIPS, M.M.  
*Astrophys. J.*, 206, 898, 1976.
- OSTERBROCK, D.E. *Physica Scripta*, 17, 285, 1978.
- PELAT, D.; ALLOIN, D.; FOSBURY, R.A.E. *MNRAS*, 195, 787, 1981.
- PENFOLD, J.E. *MNRAS*, 186, 297, 1979.
- PENSTON, M.V.; PENSTON, M.J.; SELMES, R.A.; BECKLIN, E.E.;  
NEUGEBAUER, G. *MNRAS*, 169, 357, 1974.
- PETERSON, B.M.; FOLTZ, C.B.; BYARD, P.L.; WAGNER, R.M. *Astrophys. J. Suppl.*, 49, 469, 1982.
- PHILLIPS, M.M. *Astrophys. J.*, 208, 37, 1975.
- PHILLIPS, M.M. *Astrophys. J.*, 215, 746, 1977.
- RICHSTONE, D.O.; SCHMIDT, M. *Astrophys. J.*, 227, 710, 1980.

- OKE, J.B.; LAUER, T.R. *Astrophys. J.*, 230, 360, 1979.
- OKE, J.B.; READHEAD, A.C.; SARGENT, W.L.W. *PASP*, 92, 758, 1980.
- OSTERBROCK, D.E. "Astrophysics of Gaseous Nebulae",  
San Francisco, W. Freeman, 1974.
- OSTERBROCK, D.E. *Astrophys. J.*, 215, 733, 1977.
- OSTERBROCK, D.E.; KOSKI, A.T.; PHILLIPS, M.M.  
*Astrophys. J.*, 206, 898, 1976.
- OSTERBROCK, D.E. *Physica Scripta*, 17, 285, 1978.
- PELAT, D.; ALLOIN, D.; FOSBURY, R.A.E. *MNRAS*, 195, 787, 1981.
- PENFOLD, J.E. *MNRAS*, 186, 297, 1979.
- PENSTON, M.V.; PENSTON, M.J.; SELMES, R.A.; BECKLIN, E.E.;  
NEUGEBAUER, G. *MNRAS*, 169, 357, 1974.
- PETERSON, B.M.; FOLTZ, C.B.; BYARD, P.L.; WAGNER, R.M. *Astrophys. J. Suppl.*, 49, 469, 1982.
- PHILLIPS, M.M. *Astrophys. J.*, 208, 37, 1975.
- PHILLIPS, M.M. *Astrophys. J.*, 215, 746, 1977.
- RICHSTONE, D.O.; SCHMIDT, M. *Astrophys. J.*, 227, 710, 1980.

- RIEKE, G.H. *Astrophys. J.*, 226, 550, 1978.
- de ROBERTIS, M.M.; OSTERBROCK, D.E. *Astrophys. J.*, 286, 171, 1984.
- de ROBERTIS, M.M.; OSTERBROCK, D.E. *Astrophys. J.*, 301, 727, 1986.
- SEATON, M.J. *Rep. Prog. Phys.*, 23, 313, 1960.
- SEATON, M.J. *MNRAS*, 187, 73p, 1979.
- SEYFERT, C.K. *Astrophys. J.*, 97, 28, 1943.
- STEIN, W.A.; WEEDMAN, D.W. *Astrophys. J.*, 205, 44, 1976.
- STEINER, J.E. *Astrophys. J.*, 250, 469, 1981.
- ULVESTAD, J.S.; WILSON, A.S.; SRAMEK, R.A. *Astrophys. J.*, 247, 419, 1982.
- de VAUCOULEURS, G.; de VAUCOULEURS, A. *Publications of the Department of Astronomy, The University of Texas at Austin*, Vol. II, No. 7, 1968.
- WANDEL, A.; YAHIL, A. *Astrophys. J.*, 295, L1, 1985.
- WEEDMAN, D.W. *ARAAS*, 15, 69, 1977.
- WESTIN, B.A.M. *Astron. & Astrophys.*, 132, 136, 1984.



- WESTIN, B.A.M. *Astron. & Astrophys.*, 151, 137, 1985.
- WILSON, A.S.; BALDWIN, J.A.; SUN, S.D; WRIGHT, A.E.  
*Astrophys. J.*, 310, 121, 1986.
- YEE, H. *Astrophys. J.*, 241, 894, 1980.