

BURACOS NEGROS SUPERMASSIVOS

*J.A. de Freitas Pacheco*<sup>(\*)</sup>

Observatório Nacional - CNPq

---

(\*) Em afastamento do Instituto Astronômico e Geofísico da USP.

## INDICE

	<u>Pág.</u>
1 - <i>INTRODUÇÃO</i> .....	91
2 - <i>PROPRIEDADES DOS BURACOS NEGROS</i> .....	94
3 - <i>FORMAÇÃO DE BURACOS NEGROS SUPERMASSIVOS</i> .....	98
4 - <i>OBSERVAÇÕES FOTOMÉTRICAS E ESPECTROSCÓPICAS DE M87</i> .....	104
5 - <i>EMISSÃO ELETROMAGNÉTICA DO DISCO DE ACRÉSCIMO - COMPARAÇÃO COM AS OBSERVAÇÕES</i> .....	106
6 - <i>CONSIDERAÇÕES FINAIS</i> .....	110
<b>BIBLIOGRAFIA</b> .....	112

## 1 - INTRODUÇÃO

A interpretação do espectro óptico do objeto associada à rádio-fonte 3C-273, há dezesseis anos atrás por Schmidt (1963), colocou os astrônomos face à uma classe completamente nova de objetos: os quasares. Conforme a descrição de Schmidt, as propriedades dos quasares, daqui por diante chamados simplesmente de QSO's, são basicamente as seguintes:

- a -- Objetos de aparência estelar possuindo, às vezes, rádio-emissão.
- b -- São variáveis opticamente.
- c -- Possuem um fluxo UV importante.
- d -- Possuem linhas de emissão bastante alargadas, apresentando algumas vezes também um sistema (ou sistemas) de linhas de absorção.
- e -- As linhas espectrais apresentam um deslocamento para o vermelho ("redshift") importante.

Embora a descoberta dos QSO's estivesse associada inicialmente à identificação óptica das radio-fontes extragalácticas, a procura posterior de novos objetos foi baseada principalmente no excesso UV apresentado pelos mesmos, em relação a estrelas da sequência principal. As estatísticas atuais mostram que apenas 10% dos QSOs estão associados à rádio-fontes. Entre os QSOs associados com rádio-fontes, há indícios observacionais de que pelo menos dois tipos de quasares existem: os que possuem  $\alpha \leq -2.0$  e se concentram na região dos "redshifts" mais elevados e os que possuem  $\alpha > -0.2$ , com uma distribuição mais ou menos uniforme ( $\alpha$  é o expoente da distribuição es-

pectral  $F_{\nu} = k\nu^{\alpha}$ , que representa as observações numa grande gama de frequências).

Embora a origem do "redshift" dos QSOs seja ainda uma matéria controvertida, a maioria dos astrônomos aceita a interpretação Doppler, implicando que estamos observando a expansão geral do Universo e os objetos mais distantes até agora detetados. Se de fato os "redshifts" estiverem indicando as distâncias em que estes objetos se encontram, um formidável problema energético se coloca. A potência irradiada na região visível do espectro é tipicamente da ordem de  $10^{46}$  ergs<sup>-1</sup> e a luminosidade bolométrica pode atingir  $10^{48}$  ergs<sup>-1</sup>, em alguns casos, considerando-se a forte emissão infravermelha concentrada entre 10-100  $\mu$ m.

Reações termonucleares como fonte de energia dos QSOs foram examinadas através dos trabalhos de Hoyle e Fowler (1963 a,b) e Fowler (1964, 1965, 1966) onde a queima do H, através do bi-ciclo CNO, em "super-estrelas" produziriam uma luminosidade de  $L = 2 \times 10^{38} (M/M_{\odot})$  ergs<sup>-1</sup> durante as fases iniciais de contração de tais objetos massivos. Assim, estrelas super-massivas com massas da ordem de  $10^8 M_{\odot}$  poderiam explicar a potência irradiada observada no domínio visível. As dificuldades com este modelo residem nas curtas escalas de tempo envolvidas ( $\tau \leq 10^6$  anos), bem como no fato que tais objetos são instáveis dinamicamente, fatalmente entrando em colapso gravitacional, embora Fowler (1966) tenha mostrado que a rotação destes objetos pode ser um fator estabilizante durante o intervalo em que as fontes de energia nuclear existirem.

Em analogia com os pulsares, a energia rotacional de um objeto massivo ("spinar") também foi explorada como uma fon

te possível de energia dos QSOs (Morrison, 1969). Objetos em rotação com campos magnéticos e plasmas turbulentos ("magnetôides") foram modelos desenvolvidos principalmente por Ginzburg e Ozernoy (ver artigo recente, com referências, em Ozernoy e Reinhardt, 1978). Basicamente, o interesse nesta classe de modelos está na previsão de variabilidades periódicas ou quasi-periódicas. Embora, em algum nível, os QSOs apresentem variabilidades na sua emissão, não existem, até o presente, evidências convincentes de periodicidades.

Atualmente, no que concerne à origem da energia dos QSOs, existe um certo consenso entre os astrônomos que tal fonte é de origem gravitacional. Assim, necessariamente os quasares estariam associados a objetos supermassivos. Lynden-Bell (1969) foi o primeiro a examinar com detalhes a emissão eletromagnética esperada de um QSO, cujo modelo consistia em um buraco-negro supermassivo num estado de acréscimo de matéria, proveniente essencialmente do gás localizado nos braços espirais de uma galáxia (este modelo será discutido em detalhes no decorrer deste curso). Esta idéia tem sido desenvolvida também, por outros autores, no sentido de explicar a atividade observada em núcleos ativos tais como os núcleos de Seyfert, galáxias N, etc., já que existem algumas evidências observacionais associando tal tipo de atividade e eventualmente procurando considerá-las como uma possível sequência evolutiva.

No decorrer deste curso, examinaremos estes problemas partindo da idéia básica que o "motor" responsável pela atividade é um buraco-negro supermassivo em um estado de acréscimo. Examinaremos a "física" dos buracos negros, as evidências

observacionais para a existência de objetos supermassivos nos núcleos das galáxias, os mecanismos de acréscimo, a emissão do disco de acréscimo, fazendo em seguida uma comparação com as observações e um balanço dos "prós" e dos "contra" tal modelo.

## 2 - PROPRIEDADES DOS BURACOS NEGROS

A física dos buracos negros se encontra discutida em inúmeros livros de texto (por exemplo em "Relativistic Astrophysics" de Zeldovich e Novikov, "Gravitation" de Misner, Thorne e Wheeler, entre outros). Assim sendo, recordaremos aqui somente suas propriedades fundamentais que nos interessarão nas discussões e nos problemas que trataremos no decorrer do curso.

O colapso de uma estrela de carga elétrica e "spin" nulos produz um "buraco negro" cujo campo gravitacional externo é descrito pela métrica de Schwarzschild, isto é,

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (1)$$

Buracos negros com carga, caracterizados pela solução de Reissner-Nordström e em rotação, caracterizados pela solução de Kerr, não serão considerados no presente curso.

Durante o colapso, um observador distante verifica que a luminosidade da estrela decresce exponencialmente ( $L = e^{-t/\tau_c}$ ), com uma constante de tempo extremamente curta

$$\tau_c = 3 \sqrt{3} \frac{GM}{c^3} = 2.57 \times 10^{-5} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{ s} \quad (2)$$

Por outro lado, nas vizinhanças do horizonte  $r_H = \frac{2GM}{c^2}$ , o intervalo de tempo medido localmente é

$$\Delta\tau = |g_{00}|^{1/2} dt \quad (3)$$

implicando, através de (1), que um fóton emitido na superfície de uma estrela de raio  $R$  e recebido por um observador distante sofre um "redshift" dado por

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{c^2 R}}} - 1 = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_H}{R}}} - 1 \quad (3-bis)$$

Consideremos agora uma partícula de teste no campo gravitacional definido pela métrica de Schwarzschild. O movimento será efetuado num plano e nós orientaremos o sistema de coordenadas tal que  $\theta = \pi/2$ . Por outro lado, a geometria definida pela equação (1) é invariante com respeito às translações  $t \rightarrow t + \Delta t$  e  $\phi \rightarrow \phi + \Delta\phi$ , o que significa que as coordenadas são "cíclicas" e as quantidades de movimento conjugadas  $P_0 \equiv E$  e  $p_\phi \equiv L$  são conservadas. A intensidade do quadrivetor "energia-quantidade de movimento" é dada por

$$g^{\alpha\beta} p_\alpha p_\beta + \mu^2 = 0 \quad (4)$$

onde  $\mu$  é a energia de repouso da partícula.

Desenvolvendo-se a (4) podemos escrever

$$\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 = E^2 - V^2(r) \quad (5)$$

onde  $E$  é a energia por unidade de energia de repouso e  $V(r)$  é o potencial efetivo definido por

$$V(r) = \left(1 - \frac{r_H}{r}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{L^2 c^2}{r^2}\right)^{1/2} \quad (6)$$

onde  $L$  é a quantidade de movimento angular em unidades da energia de repouso.

A Figura 1, adaptada do texto de Misner, Thorne e Wheeler (MTW), mostra o comportamento do potencial efetivo em função da coordenada radial (medida em unidades do "raio de Schwarzschild"), parametrizado em termos do momento angular. Através da análise da Figura 1 podemos verificar que:

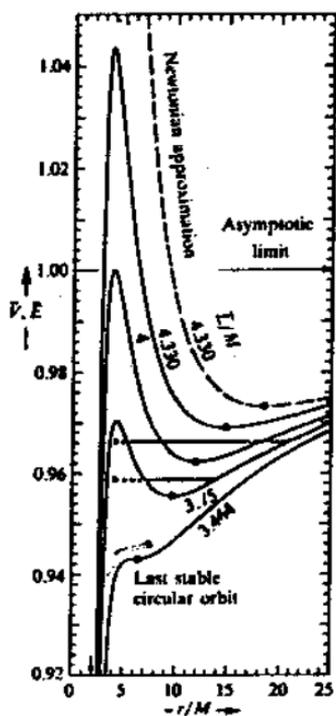


Fig. 1 - Potencial efetivo em função da coordenada radial, medida em unidades do "raio de Schwarzschild" (do texto MTW).

- a - órbitas que possuam o periastró distante do horizonte são essencialmente Keplerianas.
- b - existe um valor crítico do movimento angular abaixo do qual a órbita não é fechada, sendo a partícula "tragada" através do horizonte.

A última órbita circular estável pode ser calculada a partir da condição:

$$\frac{\partial V(r)}{\partial r} = 0 \quad (7)$$

e usando-se a definição do potencial efetivo (equação (6)), obtemos:

$$x^2 - \frac{2L^2 c^2}{r_H^2} x + \frac{3L^2 c^2}{r_H^2} = 0 \quad (8)$$

onde introduzimos  $x = r/r_H$ .

As raízes da equação (8) são:

$$x = \frac{L^2 c^2}{r_H^2} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{3r_H^2}{L^2 c^2}} \right] \quad (9)$$

É fácil de se verificar a partir da equação (9) que o momento angular crítico é dado por  $L_{\text{crit}} = \sqrt{3} \frac{r_H}{c}$  e a distância radial da "última" órbita circular estável é  $x_* = 3$ .

A energia da partícula,  $E = p_0 c$ , quantidade que se conserva no movimento, em termos de energia medida por um observador em repouso no equador ( $\theta = \pi/2$ ) do sistema de coordenadas usado, vale

$$E = |g_{00}|^{1/2} E_{\text{local}} = \left(1 - \frac{r_H}{r}\right)^{1/2} E_{\text{local}} \quad (10)$$

Na "última" órbita circular estável,  $E_{\text{local}} = V(x_*) = \sqrt{4/3}$ . Portanto, a energia medida "no infinito" (por um observador distante) vale  $E = \sqrt{8/9}$  e a energia de ligação da órbita em termos da energia de repouso é

$$E_{\text{lig}} = \frac{\mu - \mu E}{\mu} = 1 - \sqrt{8/9} = 0.057$$

Assim, a matéria que estiver sendo capturada pelo buraco negro e espiralar lentamente na direção do centro, pode radiar cerca de 5% de sua energia de repouso, significativamente maior do que poderia ser obtido via processos nucleares (a transformação do H em He via reações termonucleares permite cerca de  $7.3 \times 10^{-3}$  da energia de repouso ser radiada). Um buraco ne-

gro em rotação permite uma eficiência ainda mais elevada, chegando a 0.42 para um objeto com a máxima velocidade de rotação permitida. Com as eficiências em questão, para explicarmos os valores típicos da energia emitida pelos quasares, taxas de captura de matéria de uma a duas dezenas de massas solares por ano são necessárias. Examinaremos este ponto nos parágrafos que se seguem, já que se encontra relacionado também com o problema da formação de objetos supermassivos.

### 3 - FORMAÇÃO DE BURACOS NEGROS SUPERMASSIVOS

O estudo das fases finais da evolução de uma estrela está longe ainda de ser completo. Até o presente, não existem modelos evolutivos que permitam seguir a "vida" de uma estrela (de uma dada massa) desde sua formação, ou mesmo desde a "sequência principal", fase onde se inicia a produção de energia por processos termonucleares, até o instante onde todas as fontes energéticas se extinguiram. Quais os progenitores das anãs-brancas, estrelas de neutrons ou buracos negros é ainda uma pergunta sem resposta satisfatória. Aceitaremos como plausível que estrelas massivas ( $M \geq 10 M_{\odot}$ ) possam terminar suas vidas como configurações colapsadas, em especial, buracos negros. Exemplos de sistemas candidatos a possuírem buracos negros (estelares) são Cygnus X-1, HD 152667, ambos fontes binárias de raios-X, e o sistema HD 72754 (Pacheco, 1978).

As propriedades destes sistemas, deduzidas a partir da análise da curva de luz, velocidade radial e curva de raios-X, estão dadas na Tabela 1 (para maiores detalhes, ver Pacheco

co, 1975)).

TABELA 1

SISTEMA	MASSA DA PRIMÁRIA (VISTÍVEL)	MASSA DA SECUNDÁRIA (COLAPSADA?)	PERÍODO ORBITAL (DIAS)	FONTE DE RAIOS-X
HD 226868	25 $M_{\odot}$	$\sim 12 M_{\odot}$	5,60	sim
HD 152667	20 $M_{\odot}$	8,5 $M_{\odot}$	7,848	sim (?)
HD 72754	14 $M_{\odot}$	23 $M_{\odot}$	33,732	não detectada

Além da formação de buracos negros como consequência do colapso das regiões centrais de uma estrela, a evolução dos aglomerados globulares tem sido sugerida como um cenário possível para a formação de objetos colapsados com massas superiores a  $100 M_{\odot}$ . Experiências numéricas da evolução de "N-corpos" sujeitos à sua auto-gravitação, procurando simular os aglomerados globulares, mostram que em geral o envelope se expande com "evaporação" de estrelas (escape de estrelas de altas velocidades) e o núcleo se contraí. As altas densidades produzidas podem levar a especulações sobre a coalescência de estrelas no núcleo, produzindo um objeto colapsado de massa considerável. A identificação de alguns aglomerados globulares com fontes de emissão-X, em especial com algumas fontes eruptivas ("X-ray bursters"), poderia dar um maior suporte a tais idéias.

Um outro cenário possível, no qual um objeto supermassivo seria formado, pode ser imaginado através de um processo de "canibalismo". Se um buraco negro de massa estelar ( $\sim 10 - 20 M_{\odot}$ ) se formar numa região de alta densidade estelar ( $10^6$

a  $10^7$  estrelas  $\text{pc}^{-3}$ ), as forças de maré podem produzir disrupção das estrelas que se situem dentro do limite de Roche e o gás ser capturado pelo buraco negro, que aumentaria sua massa através de tal mecanismo. Embora tal processo implique em uma escala de tempo elevada no caso dos aglomerados globulares, pode ser eficiente nos núcleos de galáxias. O fenômeno QSO deve ocorrer num "meio estelar", já que as linhas espectrais de elementos tais como o C, N, O, Mg, Ne, Si e Fe são consequências da evolução estelar. Um modelo de QSO possível seria então o de um objeto supermassivo no centro de uma galáxia elíptica, por exemplo. A questão que se coloca e que procuraremos examinar agora é a seguinte: Um buraco negro formado como consequência da evolução de uma estrela massiva tem tempo suficiente para aumentar sua massa via um processo de "canibalismo" ?

Vamos inicialmente introduzir algumas definições:

a - Raio de maré ou raio de Roche,  $R_M$ , é a distância limite dentro da qual as forças de maré devidas ao buraco negro são superiores à gravitação própria da estrela

$$R_M = \left(\frac{6M}{\pi\rho}\right)^{1/3} = 4.66 \times 10^{-8} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/3} \text{ pc} \quad (11)$$

b - Raio gravitacional,  $R_g$ , é a distância dentro da qual as estrelas encontram-se dentro da influência do campo gravitacional do buraco negro, descrevendo órbitas fechadas em torno do mesmo

$$R_g = \frac{2GM}{V_*^2} \quad (12)$$

Nas equações acima,  $M$  é a massa do buraco negro,  $\rho$  é

a densidade interna média das estrelas (assumiremos estrelas do tipo solar  $\rho \sim 1.4 \text{ g cm}^{-3}$ ) e  $V_*$  é a velocidade de dispersão das estrelas no núcleo da galáxia, onde se encontra imerso o objeto colapsado.

A taxa de captura de matéria proveniente da disrupção de estrelas foi estimada por Hills (1975) e seu trabalho foi posteriormente desenvolvido por um grande número de pesquisadores (entre outros, podemos citar Frank e Rees (1976); Lightman e Shapiro (1977); Young (1977)). O valor da taxa de captura é dado por

$$\frac{dM}{dt} = \langle QV_* \rangle m_* n_* \quad (13)$$

onde  $Q$  é a secção eficaz de captura,  $m_*$  é a massa média das estrelas do ambiente envolvendo o buraco negro e  $n_*$  é a densidade espacial das mesmas. A secção eficaz de captura estimada por Hills é

$$Q \approx \pi R_g R_M = 2\pi G \left(\frac{6}{\pi\rho}\right)^{1/3} \frac{M^{4/3}}{V_*^2} \quad (14)$$

onde usamos as equações (11) e (13). Numericamente a (13) fica

$$\frac{dM}{dt} \approx 1.3 \times 10^{-15} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{4/3} \frac{n_*(\text{pc}^{-3})}{V_*(\text{km/s})} M_\odot/\text{ano} \quad (15)$$

Integrando-se a equação acima, podemos calcular o tempo de "crescimento" de um buraco negro supermassivo ( $M_f \gg M_{\text{inicial}}$ ).

$$\tau_{\text{cresc}} = 1.7 \times 10^{15} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/3} \frac{V_*(\text{km/s})}{n_*(\text{pc}^{-3})} \text{anos} \quad (16)$$

Na análise do cenário em questão, temos que conside-

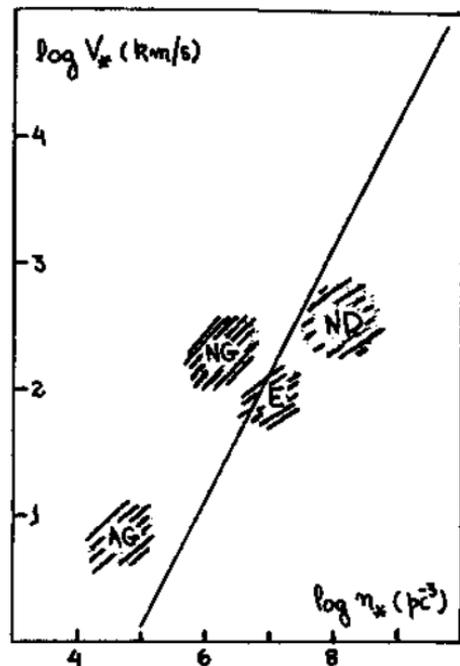
rar as condições de validade das equações acima. Obviamente, na integração da equação (15) está sendo suposto um estado estacionário, no qual a densidade de estrelas no núcleo não varia consideravelmente. Em outras palavras, as estrelas consumidas pelo buraco negro são substituídas, através de um processo de difusão envolvendo as colisões de estrelas que possuem órbitas elípticas, com o periastro dentro do limite de maré e o apoastro à uma distância superior ao raio gravitacional. Grosseiramente, isto implica que o raio gravitacional seja menor que as dimensões típicas do núcleo estelar. Por outro lado, à medida que a massa do buraco negro aumenta, o "horizonte" ou raio de Schwarzschild cresce proporcionalmente à massa e, portanto, com uma taxa mais rápida que o raio de Roche. Quando o buraco negro atinge uma massa superior ao valor crítico de  $3 \times 10^8 M_{\odot}$ , o horizonte "engole" o raio de maré e o processo de captura não é mais eficiente para formar um "disco" responsável pela emissão electromagnética.

A Figura 2 nos mostra a relação crítica entre a velocidade de dispersão das estrelas e a densidade de estrelas do núcleo, para que tenhamos um tempo de crescimento da ordem de  $10^{10}$  anos, a partir de um buraco negro de massa igual a  $10 M_{\odot}$ .

Podemos observar que as condições prevalecendo nos aglomerados globulares (AG) e núcleos de galáxias normais (NG) implicam num tempo de crescimento maior que o tempo de Hubble. Por outro lado, as galáxias elípticas compactas (E) e os núcleos densos (ND) possuem um tempo de crescimento inferior ao tempo de Hubble, não excluindo tal mecanismo para a formação de buracos negros supermassivos.

**Fig. 2** - Velocidade de dispersão estelar em função da densidade de estrelas no núcleo, para um tempo de crescimento igual a  $10^{10}$  anos.

Em núcleos densos  $V_* \sim 320$  km/s e  $n_* \sim 10^8$  pc $^{-3}$ , implicando através da equação (15) taxas de captura da ordem de  $3,2 M_\odot$ /ano, para buracos negros com massas da ordem de  $2.6 \times 10^7 M_\odot$ . Para massas maiores do que tal valor, o raio



gravitacional será superior ao raio típico do núcleo ( $R_{\text{núcleo}} \sim 0.4$  pc) e a eficiência do acréscimo diminui. Para um buraco negro de Schwarzschild, tal taxa de acréscimo implica em uma luminosidade bolométrica da ordem de  $10^{46}$  ergs $^{-1}$ , comparável com as observadas nos QSOs. No entanto, para um buraco negro de  $2.6 \times 10^7 M_\odot$ , tal luminosidade é ligeiramente superior ao limite de Eddington e uma análise mais detalhada de processos de acréscimo supercríticos necessita ser feita. Em todo caso, o limite de Eddington indicaria que as massas típicas associadas aos objetos colapsados supermassivos são da ordem de  $10^9 M_\odot$ . Neste caso, como além de  $3 \times 10^8 M_\odot$  o horizonte engole o raio de maré, um outro cenário para a captura de matéria e um consequente aumento de massa do buraco negro precisa ser imaginado.

As evidências observacionais que dispomos atualmente nos permitem afirmar que as estrelas perdem uma fração não des

prezível de sua massa inicial durante sua evolução. Se no núcleo das galáxias, tal massa ejectada é capturada por um objeto colapsado, ela serve não só para aumentar sua massa mas também como meio de irradiar a energia potencial gravitacional à medida que vai sendo capturada.

A taxa de perda de massa por um aglomerado de estrelas de massa  $M_n$  no núcleo é dada por (Gisler, 1976)

$$\dot{M} \sim 10^{-2} \frac{M_n}{t} M_\odot/\text{ano} \quad (17)$$

onde  $t$  é a idade do aglomerado. Se associarmos  $M_n$  ao próprio "bojo" da galáxia, taxas de perda de massa da ordem de  $10^{-2} M_\odot/\text{ano}$  podem ser facilmente obtidas. A questão se tal massa ao ser capturada pelo objeto colapsado, suposto existir no núcleo, implica na formação de um disco gasoso ou em captura esfericamente simétrica, é um problema ainda em aberto (ver, por exemplo, Bailey e Clube, 1978). Este problema voltará a ser discutido quando examinarmos um modelo para os quasares.

#### 4 - OBSERVAÇÕES RECENTES DE M87

Observações recentes da rádio galáxia elíptica peculiar M87 com detetores bi-dimensionais (SIT e CCD) (Young e outros, 1978), bem como espectroscópicas (Sargent e outros, 1978), mostraram as seguintes características:

a - o perfil do brilho específico desvia-se consideravelmente daquele típico de galáxias elípticas para distâncias ao centro menores que  $9''0$  ( $\cong 675$  pc) (ver Figura 3).

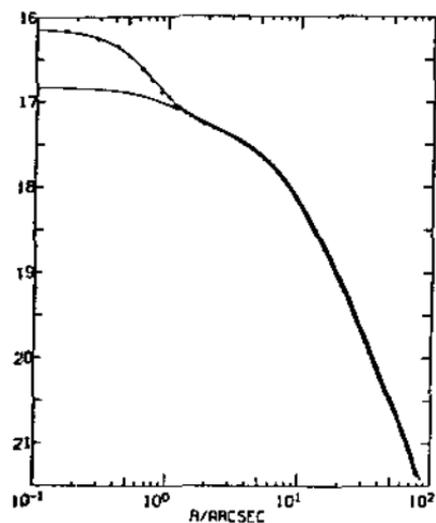


Fig. 3 - Distribuição de brilho em M87 (do artigo de Young e outros, 1978).

b - a velocidade de dispersão das estrelas é cerca de 280 km/s no bordo do núcleo ( $r = 9''0$ ), aumentando rapidamente no seu interior, atingindo 350 km/s em  $r = 1''5$  ( $\approx 110$  pc).

Os dados acima foram interpretados pelos autores mencionados como sendo até agora a melhor evidência em favor da existência de um "buraco negro supermassivo" no núcleo de uma galáxia. Se interpretarmos a variação da velocidade de dispersão como sendo devida ao campo gravitacional de um objeto massivo ao núcleo, da equação (12) podemos estimar sua massa em

$$M \sim 6 \times 10^9 M_{\odot}$$

A questão que se coloca agora é saber se podemos associar tal objeto a um buraco de grande massa. Notemos de imediato que tal massa implica que o "raio do horizonte" é maior que o raio de maré (definido pela equação (11)) e que neste caso, a disruptura de estrelas não pode ser invocada para explicar qualquer tipo de atividade nuclear. Além disso, a densidade de estrelas nas regiões centrais de M87 é cerca de  $26 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ , o que implica num tempo de crescimento (equação (16)) muito maior que o tempo de Hubble. Nestas condições, geneticamente se -

ria difícil se explicar tal objeto via processos de "canibalismo" estelar.

Uma outra possibilidade, seria o crescimento via perda de massa das estrelas. A aplicação da equação (17) sugere que necessitaríamos de um aglomerado de estrelas de massa  $M_n \sim 6.5 \times 10^{10} M_\odot$  dentro de um raio da ordem de 800 pc, o que parecem números razoáveis para uma galáxia elíptica.

De qualquer forma, embora as observações indiquem a existência de um "objeto" massivo no núcleo de M87, sua associação com um "super-buraco negro" é prematura e outras alternativas devem ser examinadas. Nas discussões finais voltaremos ao problema.

## 5 - A EMISSÃO ELETROMAGNÉTICA DOS DISCOS DE ACRÉSCIMO

Neste Capítulo, consideraremos a emissão óptica produzida por um disco gasoso "viscoso" em torno de um objeto colapsado supermassivo. Os cenários possíveis de formação de tal objeto, bem como os "reservatórios" de massa a ser capturada foram examinados no item anterior.

As equações detalhadas de um disco gasoso "viscoso" podem ser encontradas em várias referências e em especial, no caso de viscosidade produzida por turbulência no gás, em Pacheco e Steiner (1976) e Steiner (1979).

A luminosidade local de um disco de acréscimo é dada por

$$L_\lambda = 2 \cdot \int_{r_*}^{r_m} 2\pi r F_\lambda(\lambda(r)) dr \quad , \quad (18)$$

onde  $r_* = 3r_H$  (ver Capítulo 2) é o raio interno do disco e  $r_m$  é o raio externo. Em geral, no caso de objetos supermassivos, a profundidade óptica transversal é muito grande, o fluxo local integrado em frequência se aproxima do valor do corpo-negro. Nestas condições, a distribuição de temperatura radial é dada por (Pacheco e Steiner, 1976)

$$T^4(r) = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \left[ 1 - \left(\frac{r_*}{r}\right)^{1/2} \right] \quad (19)$$

Definindo-se

$$\eta = \left(\frac{\dot{M}}{M^2}\right)^{1/4}, \quad (20)$$

$$a^4 = \frac{3c^6}{1728\pi\sigma G^2}, \quad (21)$$

e

$$r/r_* = x, \quad (22)$$

a equação (19) pode ser re-escrita como

$$T(x) = \text{ang}(x) \quad (23)$$

onde

$$g(x) = x^{-3/4} \left[ 1 - x^{-1/2} \right]^{1/4}. \quad (24)$$

As equações acima permitem o cálculo do espectro do disco visto por um observador local. O fluxo recebido por um observador distante, num dado intervalo  $d\lambda_0$ , é

$$f\lambda_0 d\lambda_0 = \frac{L(\lambda_0/1+Z)}{4\pi D^2} \frac{d\lambda_0}{(1+Z)} \quad (25)$$

onde  $Z = (\lambda_0 - \lambda)/\lambda$  é o desvio para o vermelho ("redshift") e a

distância-luminosidade é dada por

$$D = \frac{CZ}{H_0} \left( 1 + \frac{1}{2} Z + \frac{1}{2} q_0 Z \right) \quad (26)$$

onde  $H_0$  é a "constante" de Hubble e  $q_0$  o chamado parâmetro de aceleração. Considerando-se um modelo cosmológico com  $q_0 = 1$  e  $H_0 = 75$  km/s/Mpc a magnitude aparente na banda V é dada por

$$m_V = 142.07 - 2.5 \log L (\lambda_0/1+Z) + 2.5 \log Z^2 (1+Z)^3 ,$$

onde L é dado em  $\text{erg cm}^{-1}\text{s}^{-1}$ .

A Figura 4 mostra a magnitude aparente em função da distância, ou seja, em função do "redshift", para alguns modelos de quasares, cujos parâmetros que os definem estão dados na tabela abaixo.

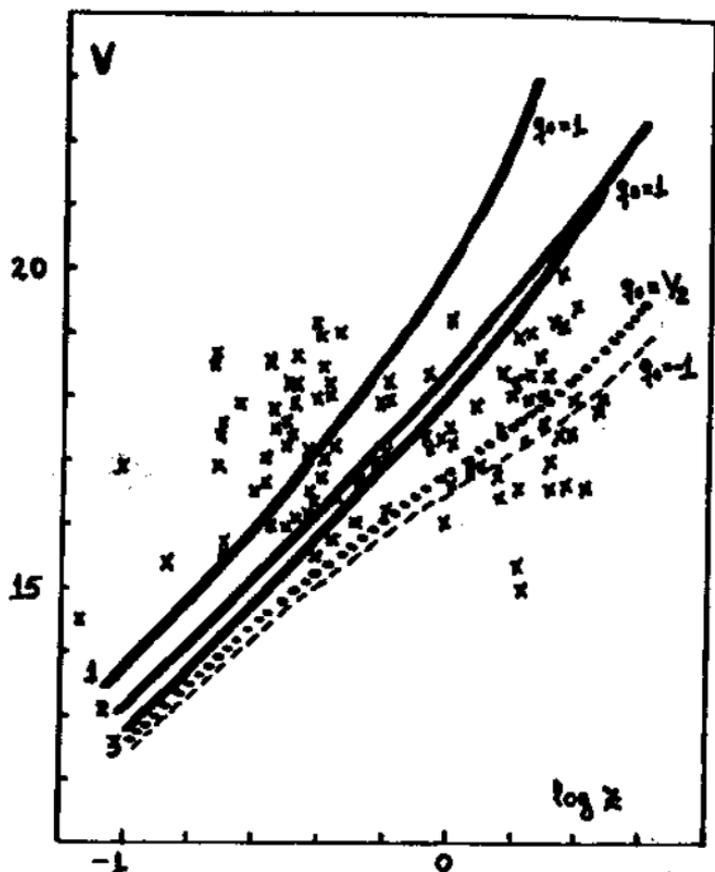
TABELA 2

MODELO	$\dot{M}(M_\odot/\text{ANO})$	$M/M_\odot$	$\eta$
1	1,00	$1,0 \times 10^{10}$	$10^{-5}$
2	10,00	$3,7 \times 10^8$	$10^{-4}$
3	6,25	$1,0 \times 10^9$	$5 \times 10^{-5}$

Os pontos, em tal diagrama representam valores observacionais.

Da análise de tal diagrama fica claro primeiramente que não existe uma correlação evidente entre a magnitude visual e o "redshift", sendo o diagrama essencialmente um "scatter diagram". Os modelos, em tal representação, construídos com va

Fig. 4 - Comparação em -  
 ção em -  
 tre os diagramas  
 teóricos magnitu-  
 de versus "red -  
 shift" e as obser-  
 vações de QSOs. Os  
 números indicam  
 os modelos cujos  
 parâmetros estão  
 definidos na Tabe-  
 la 2.



lores palusī -  
 veis de massa  
 para o objeto  
 supermassivo e  
 taxas de crescī-  
 cimo permissī-

veis dentro dos cenários examinados anteriormente, predizem em geral uma luminosidade elevada para os quasares de baixo "red shift" ( $Z \leq 0.25$ ) e são subluminosos em relação aos quasares de alto "redshift" ( $Z \geq 1.0$ ). Embora possamos interpretar tal resultado como inexistindo o "quasar padrão", isto é, definido em média por uma massa típica e uma taxa de captura típica, bem como invocar a presença de feitos evolutivos, fica evidente que o modelo disco em si não explica estatisticamente o comportamento da luminosidade visual em função do "redshift" e modelos alternativos ou mais elaborados do que este aqui apresentado devem ser desenvolvidos. A título de comparação apenas, na Figura 4 a linha tracejada representa a relação entre magni

tude e "redshift" calculada para um modelo cosmológico do tipo "estado estacionário" ( $q_0 = 1$ ) com os parâmetros do modelo de disco 3 e da mesma forma, a linha pontilhada, para um modelo Einstein-de Sitter com  $q_0 = 1/2$ . A dependência dos resultados em função do parâmetro de aceleração é outro fato que introduz uma dificuldade a mais na interpretação de tais resultados. Por outro lado, é preciso notar que o diagrama cor x cor dos quasares é razoavelmente bem explicado por tal modelo (Steiner, 1979) (ver Figura 5).

O espectro do disco por si só não explica a alta emissividade observada no infravermelho e um mecanismo de reprocessamento da energia emitida no UV se faz necessário. Tais estudos se encontram atualmente em andamento.

## 6 - CONSIDERAÇÕES FINAIS

Embora tudo indique que a fonte de energia dos quasares seja de origem gravitacional, o mecanismo através do qual ela é transformada em energia eletromagnética ainda não está suficientemente bem esclarecido.

A existência de objetos supermassivos no núcleo de galáxias ativas e sua associação com quasares esbarra ainda na dificuldade de formá-los. Dois cenários parecem ser possíveis: "canibalismo" e captura do gás ejetado por estrelas durante o curso de sua evolução. Até a presente data, não existem fortes evidências observacionais que permitam a conclusão firme da existência destes objetos, inclusive em M87.

Por último, a comparação de um modelo extremamente

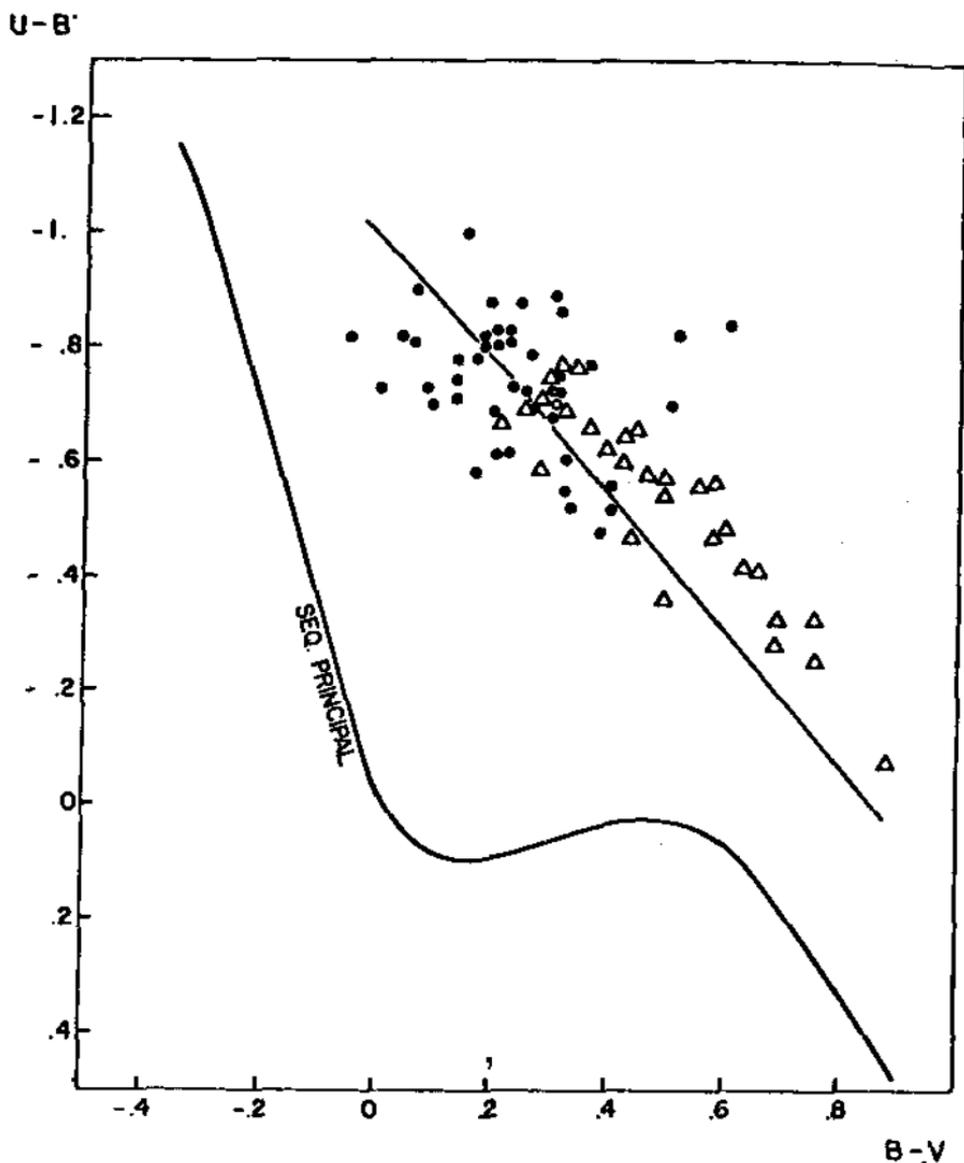


Fig. 5 - Diagrama de cor dos quasares. A linha contínua são as cores calculadas. Estão assinaladas as cores dos BL Lac (Δ) e quasares com espectro normal (·).

simples de quasar, constituído por um objeto supermassivo e um disco gasoso (modelo desenvolvido inicialmente por Lynden-Bell, (1969), com as observações, permite concluir-se que:

a - a grande dispersão dos pontos observacionais no diagrama

magnitude em função do "redshift" indica que não existe um quasar "padrão", dificultando a modelagem de tais objetos;

b - a região ocupada pelos pontos observacionais implicam, dentro do contexto de tal modelo, massas entre  $10^8$  a  $10^{10} M_{\odot}$  para o objeto supermassivo e taxas de captura entre  $1 - 10 M_{\odot}/\text{ano}$ ;

c - o comportamento da curva teórica magnitude versus "redshift" depende do modelo cosmológico, dificultando mais ainda a comparação entre teoria e observação.

Estes únicos aspectos já mostram a complexidade do problema da natureza dos quasares, indicando um fértil campo de pesquisas para os anos que virão.

#### BIBLIOGRAFIA

- 1 - Bailey, M. e Clube, S., 1978, Nature, 275, 278.
- 2 - Fowler, W., 1964, Rev. Mod. Phys., 36, 545.
- 3 - Fowler, W., 1965, Proc. Ann. Sci. Conf. Belfer-Yeshiva University.
- 4 - Fowler, W., 1966, Ap. J., 144, 180.
- 5 - Frank, J. e Rees, M., 1976, MNRAS, 176, 633.
- 6 - Gister, G., 1976, A & A, 51, 137.
- 7 - Hills, J., 1975, Nature, 254, 295.
- 8 - Hoyle, F. e Fowler, W., 1963A, MNRAS, 125, 169.
- 9 - Hoyle, F. e Fowler, W., 1963B, Nature, 197, 533.
- 10 - Lightman, A. e Shapiro, S., 1977, Ap. J. 211, 244.

- 11 - Lyndel-Bell, D., 1969, *Natura*, 223, 690.
- 12 - Morrison, P., 1969, *Ap. J.*, 157, L 73.
- 13 - Ozerney, L. e Reinhardt, M., 1978, *Astrophys. Sp. Sci.*, 59, 171.
- 14 - Pacheco, J.A. de Freitas, 1978, *Rev. Bras. de Física*, 8, 418.
- 15 - Pacheco, J.A. de Freitas, 1975, *Astrophys. Sp. Sci.*, 32, 205.
- 16 - Pacheco, J.A. de Freitas e Steiner, J., 1976, *Astrophys. Sp. Sci.*, 39, 487.
- 17 - Sargent, W., Young P., Boksenberg, A., Shortridge, K., Lynds, C. e Hartwick, F., 1978, *Ap. J.* 221, 731.
- 18 - Schmidt, M., 1963, *Natura*, 197, 1040.
- 19 - Steiner, J., 1979, Universidade de São Paulo - Tese de Doutorado.
- 20 - Young, P., 1977, *Ap. J.*, 215, 36.
- 21 - Young, P., Westphal, J., Kristian, J., Wilson, C. e Landauer, F., 1978, *Ap. J.*, 221, 721.