

Cosmologia

Desde o tempo de Kepler, passando por Galileu, Newton e chegando ao início do séc. XX, o universo astronômico era considerado estático.

A Terra parecia mover-se sobre um fundo imutável de “estrelas”, que se estendia pelas profundezas do espaço.

Newton considerava que o universo deveria ser infinito. Usava um argumento simples: se fosse finito deveria ter um centro, para onde toda matéria seria atraída pela atração gravitacional da própria matéria.

Portanto um universo finito estaria fadado ao colapso. Sendo infinito não haveria centro para o qual colapsar. Flutuações locais de densidade seriam responsáveis pela formação de estrelas e galáxias.

Com a teoria da relatividade geral a discussão tomou outro rumo. Antes do “renascimento” da TRG, na década de 1960, por conta da descoberta de quasares (1963) e pulsares (1967), a evidência experimental da TRG baseava-se em 3 efeitos sutis: a curvatura da luz de estrelas pelo Sol; o desvio para o vermelho de radiação emitida por corpos celestes; e o avanço do periélio da órbita de Mercúrio.

Cosmologia

1922 – Alexander Friedmann, baseado na TRG e no Princípio Cosmológico, propõe um conjunto de equações que descrevem a evolução do universo. A solução dessas equações sugere que o universo tenha se originado de um “ponto” muito quente e denso e tenha se expandido desde então.

Uma das equações:

$$\left(\frac{1}{a} \frac{da}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G \rho_m}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}$$

relaciona um parâmetro de escala, a , com parâmetros do sistema: ρ_m é a densidade média de massa do universo, k o parâmetro de curvatura, G a constante de gravitação universal e Λ a constante cosmológica, introduzida por Einstein para conseguir um universo estático. Pode ser também compreendida como a energia do vácuo.

Cosmologia

De acordo com o Princípio Cosmológico, o universo é, em uma escala ampla o suficiente, homogêneo e isotrópico.

Ele certamente não parece ser assim para um astrônomo terrestre, observando o sistema solar e nossa galáxia. Estima-se a existência de 100 bilhões de galáxias no universo.

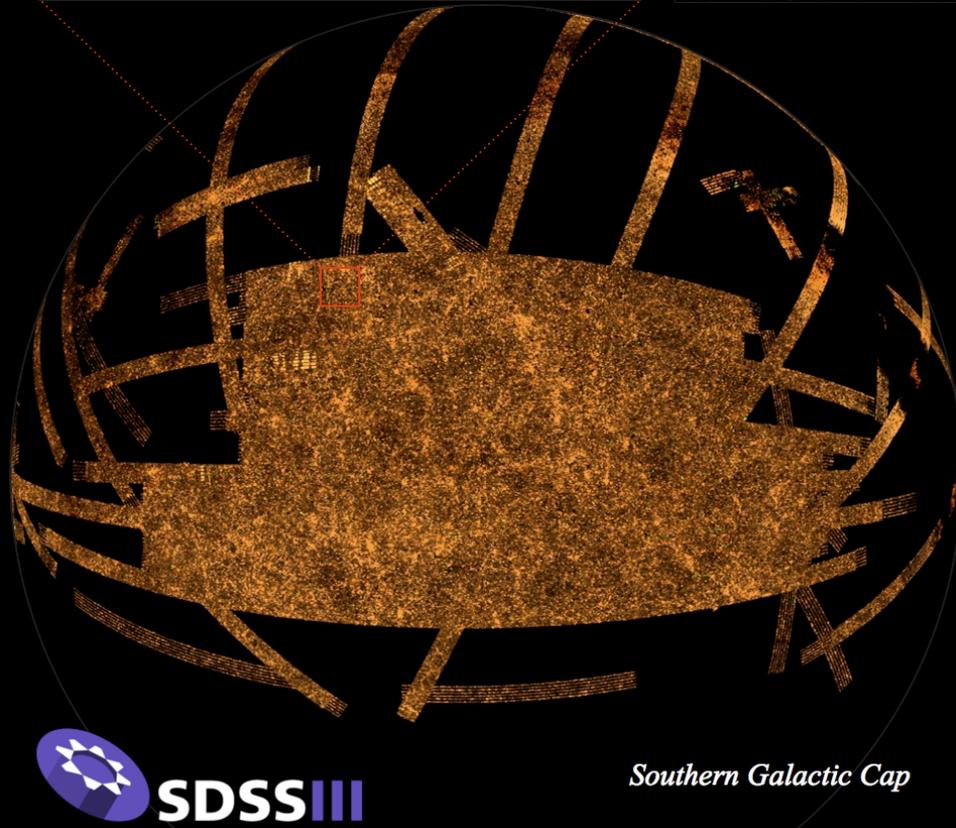
Podemos considerar o universo como uma nuvem de pó uniforme? Aparentemente não, uma vez que grupos de galáxias tendem a formar aglomerados, que se juntam por sua atração gravitacional. Em que escala podemos falar em uniformidade?

Precisamos de volumes com dimensão linear da ordem de 10^8 anos-luz. O universo tem $\sim 2 \cdot 10^{10}$ anos-luz, ou seja, falamos em uniformidade numa escala que é 1 % em distância ou 10^{-6} em volume.

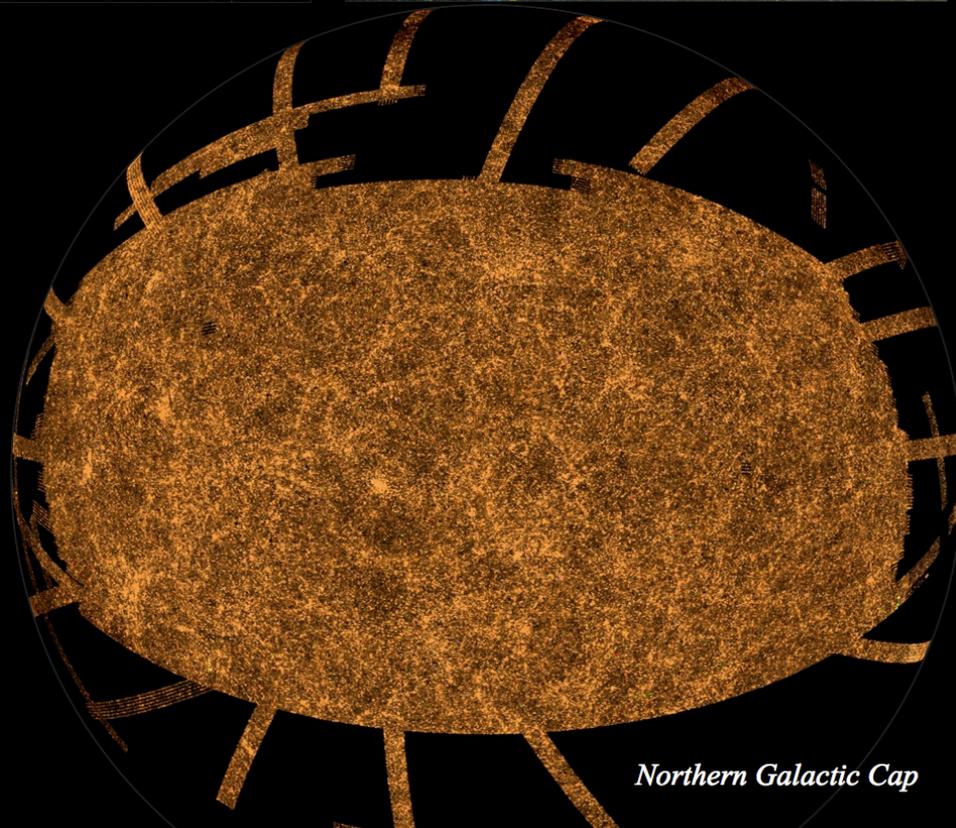
Vamos então considerar o universo homogêneo, pelo menos na escala dos super-aglomerados de galáxias.

Messier 33

NGC 604



Southern Galactic Cap

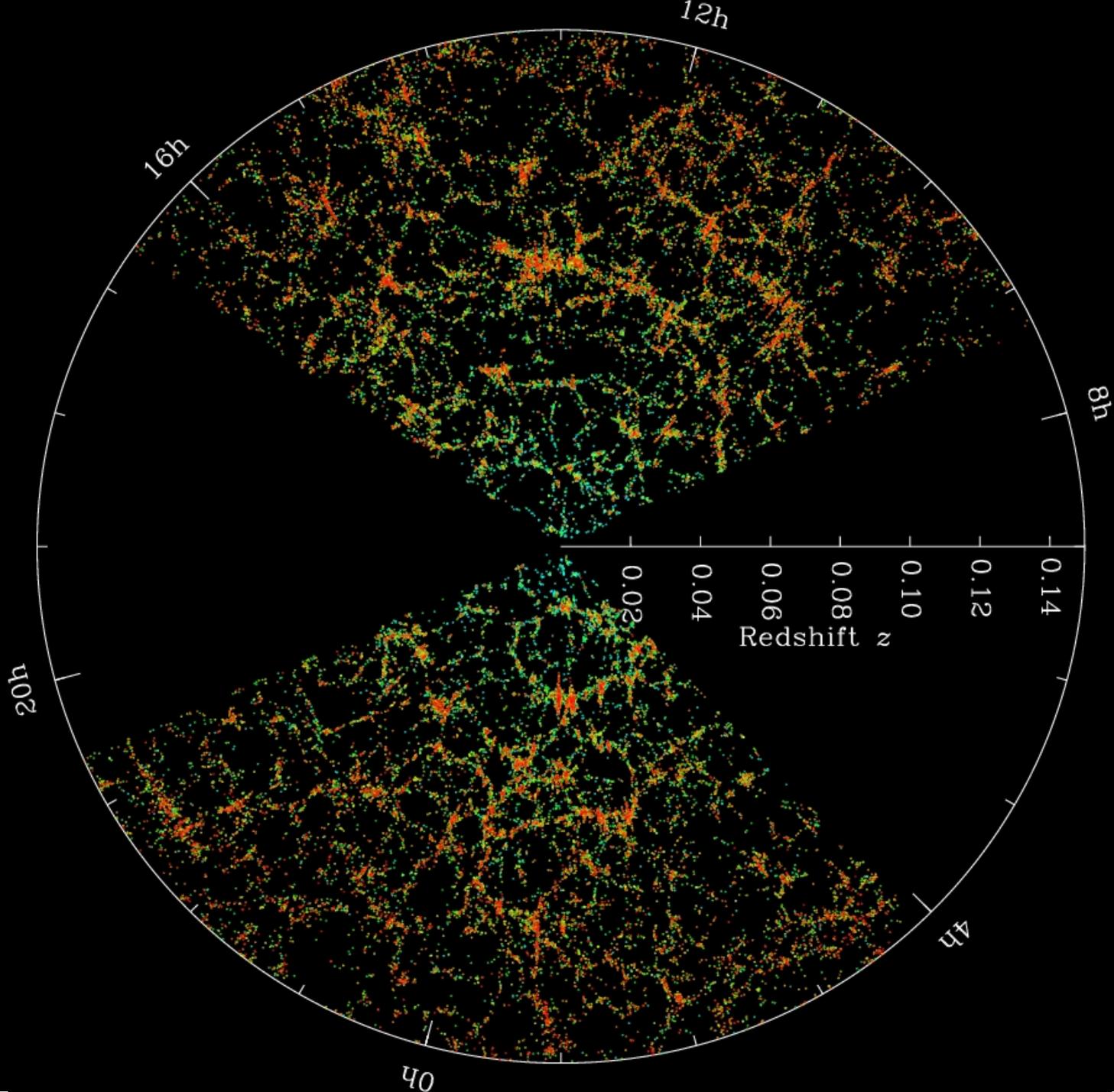


Northern Galactic Cap

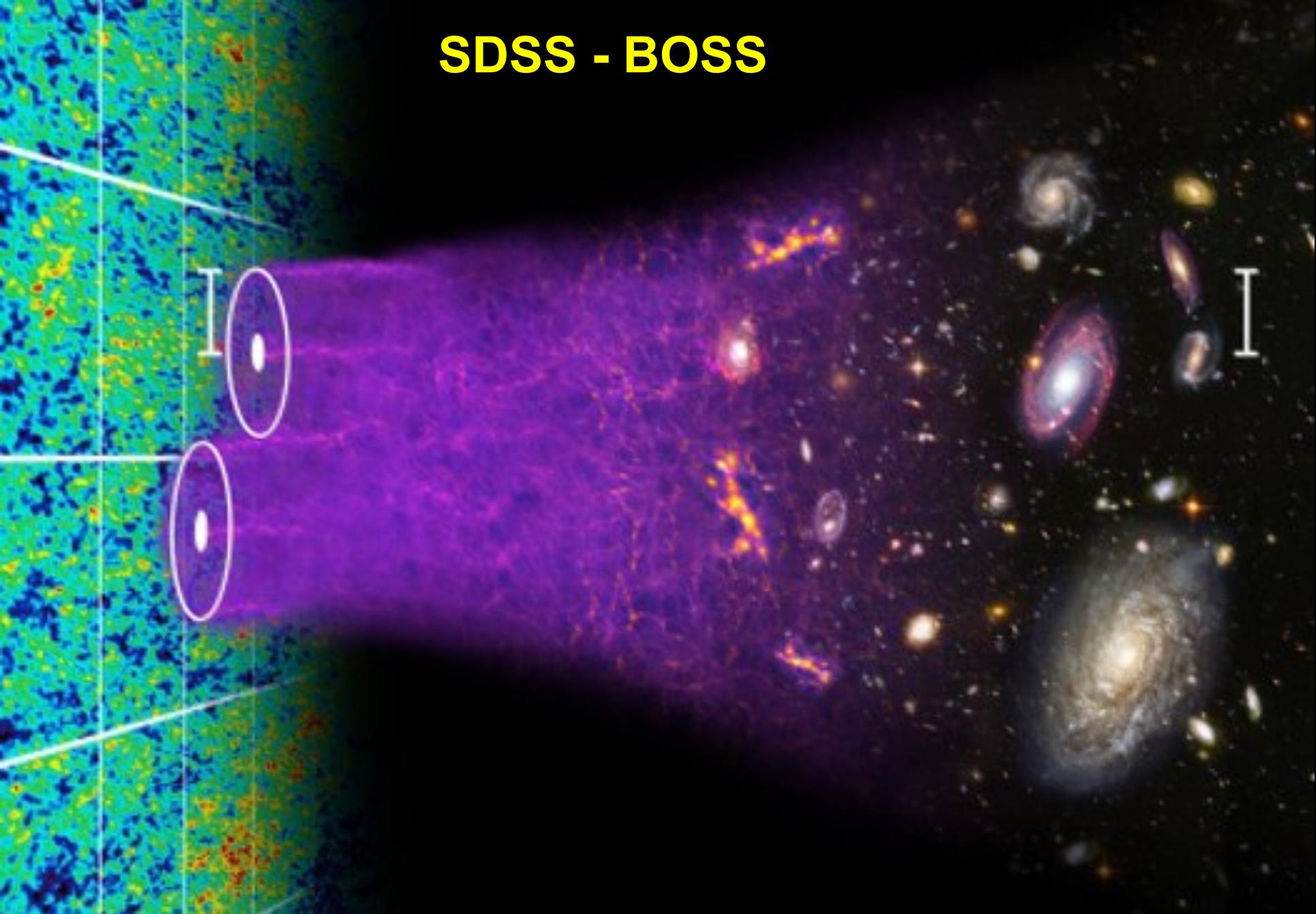


Messier 51, a Galáxia Redemoinho. A imagem do SDSS, que inclui uma galáxia menor com a qual ela interage, ocupa 3 milionésimos da área do céu observada pelo SDSS. Na busca total foram detectadas 10^8 galáxias. Algumas podem ser vistas nesta imagem, como fontes extensas. As fontes nítidas, pontuais, são estrelas da Via Láctea. O diâmetro da M51 é ~ 75.000 anos-luz.
Credit: The Sloan Digital Sky Survey.

SDSS: distribuição de galáxias



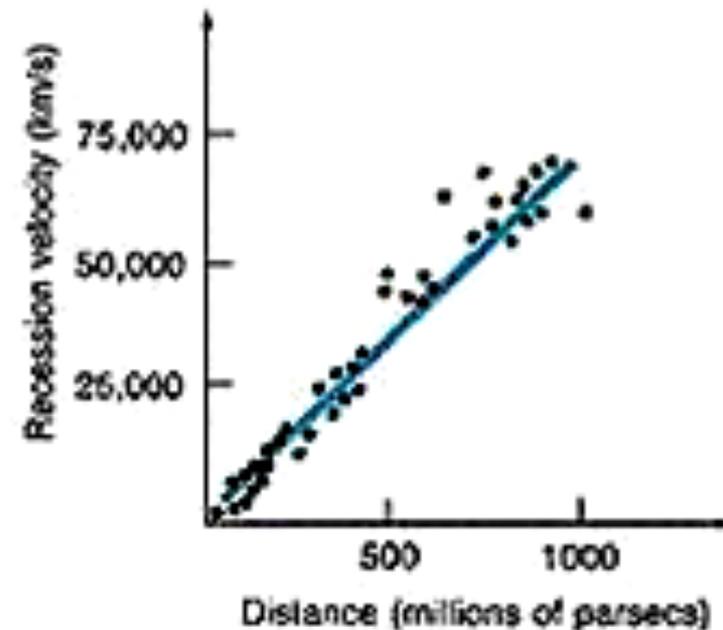
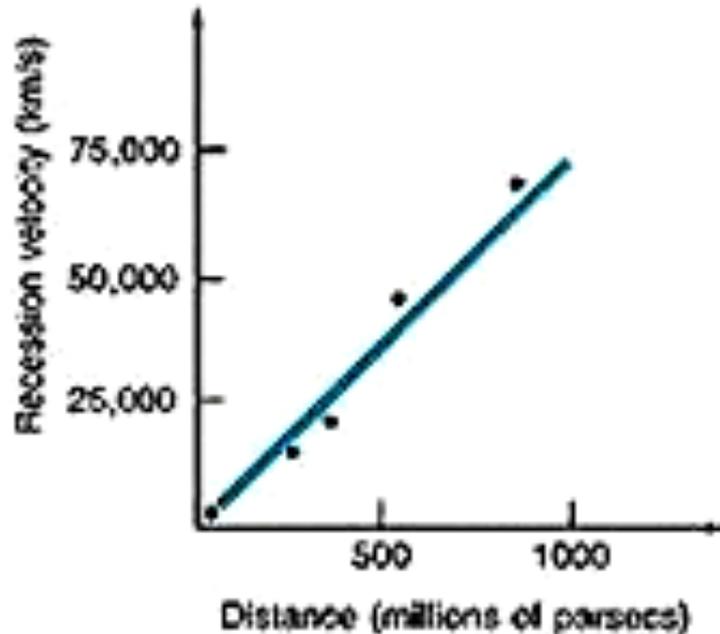
SDSS - BOSS



O universo clássico era estático. O modelo relativístico tem soluções em expansão ou contração. Einstein incluiu a constante cosmológica, que, convenientemente ajustada, permitia uma solução estática.

Quando Hubble mostrou que o universo estava em expansão, Einstein classificou esse termo como o pior erro de sua vida. Esse termo representa uma força repulsiva, anti-gravitacional, atualmente associada à energia escura.

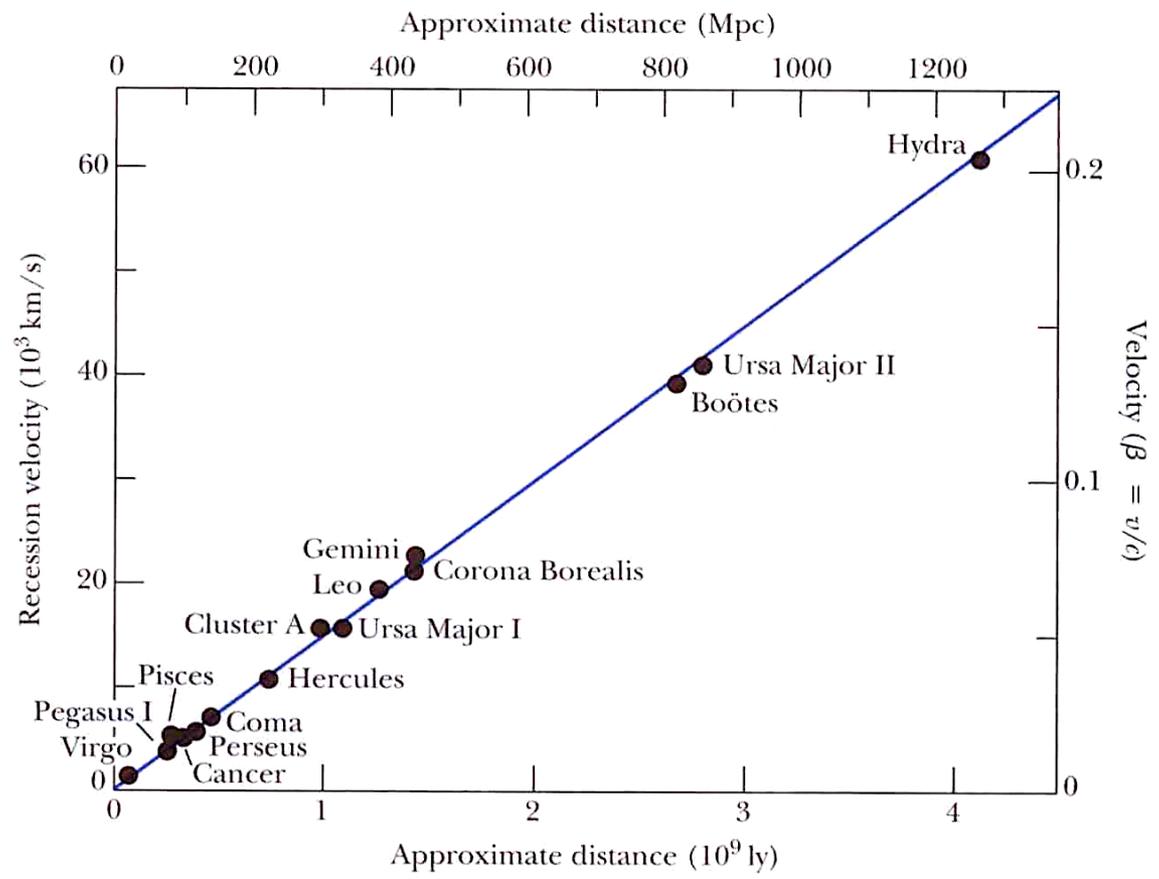
Em 1929 Hubble publicou seu trabalho estabelecendo uma relação linear entre distância e desvio para o vermelho.



A lei de Hubble relaciona a velocidade de afastamento entre dois corpos no universo com a distância entre eles: $v = HR$. Sendo H o parâmetro de Hubble, que está relacionado a um parâmetro de escala:

$$H = \frac{1}{a} \frac{da}{dt}$$

O parâmetro de Hubble não é constante. O valor determinado nas observações atuais é denominado de constante de Hubble, H_0 .



Lembrando da equação de Friedmann:

$$\left(\frac{1}{a} \frac{da}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G \rho_m}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}$$

Podemos escrevê-la em termos do parâmetro de Hubble:

$$H^2 = \frac{8\pi G \rho_m}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}$$

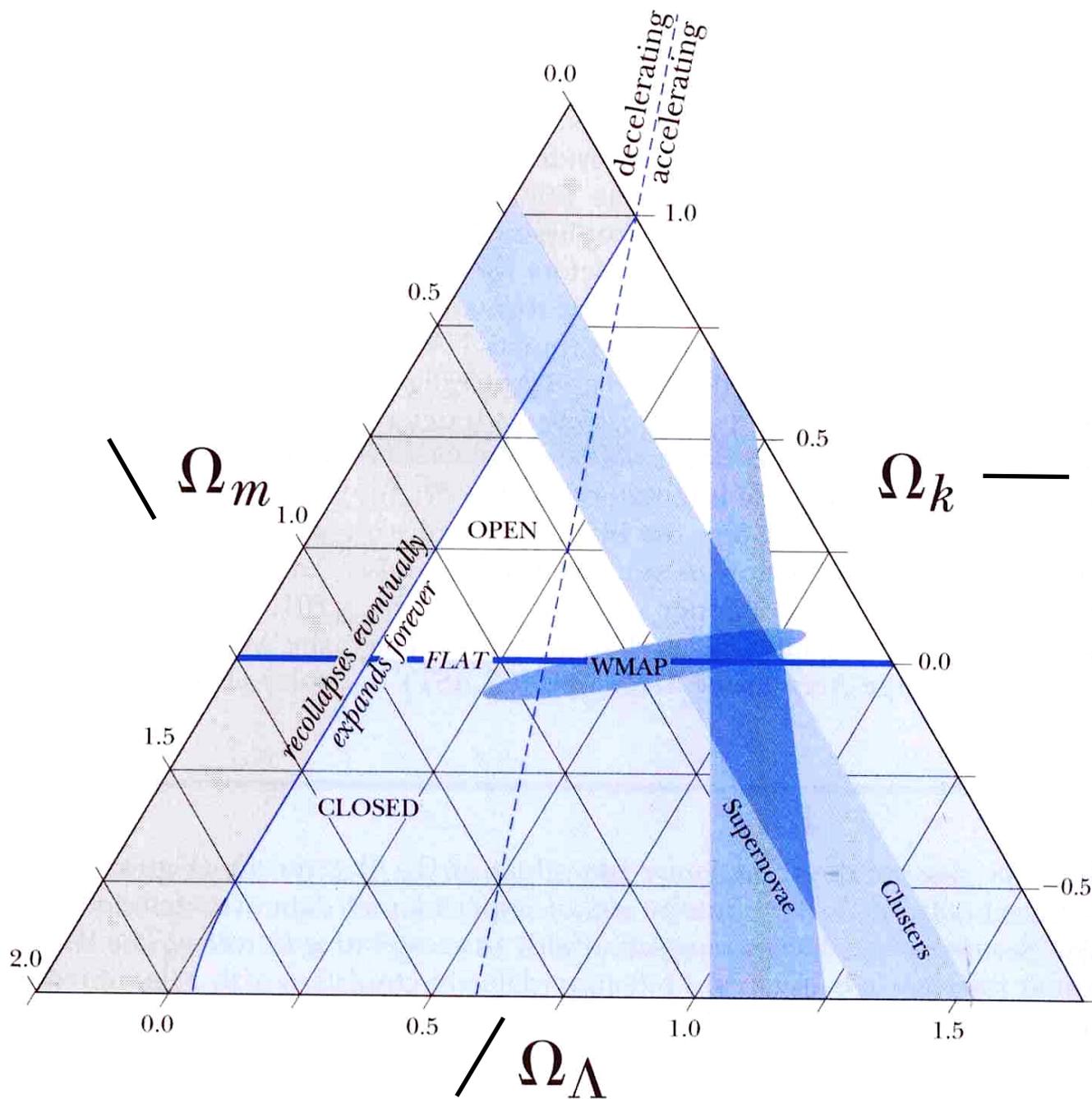
Podemos também dividir tudo por H^2 e ficamos com:

$$1 = \frac{8\pi G \rho_m}{3H^2} - \frac{k}{a^2 H^2} + \frac{\Lambda}{3H^2} = \Omega_m + \Omega_k + \Omega_\Lambda, \text{ sendo:}$$

$$\Omega_m = \frac{8\pi G \rho_m}{3H^2} \quad (\text{densidade de massa})$$

$$\Omega_k = -\frac{k}{a^2 H^2} \quad (\text{curvatura})$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} \quad (\text{densidade de energia do vácuo})$$



A escala de distâncias

Paralaxe

$$d = \frac{1 \text{ U.A.}}{\text{tg } p}$$

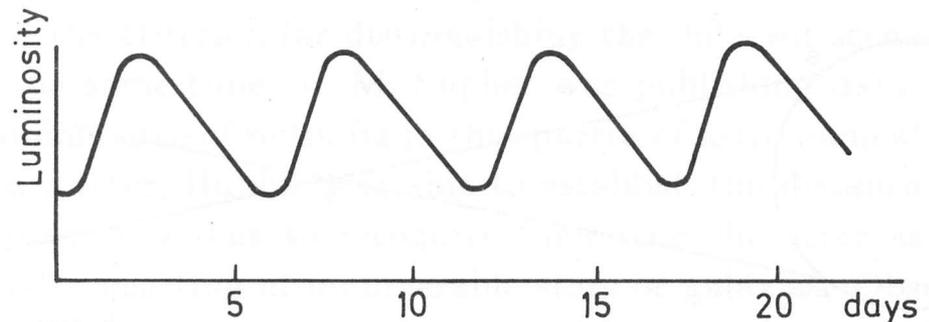
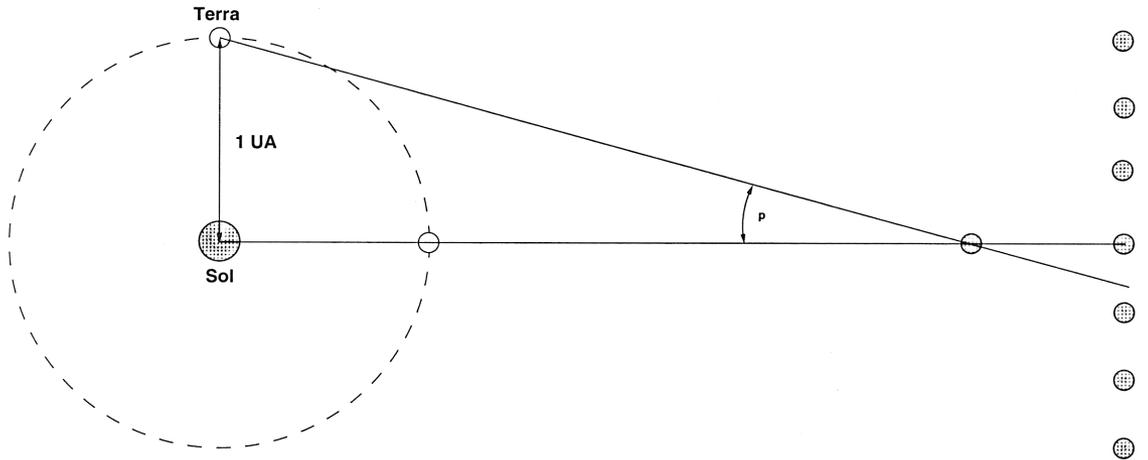
$$1 \text{ U.A.} = 1,496 \times 10^{11} \text{ m}$$

Parsec: $1 \text{ pc} = 3,086 \times 10^{16} \text{ m}$ (paralaxe de $1''$) $\sim 3,25$ anos-luz

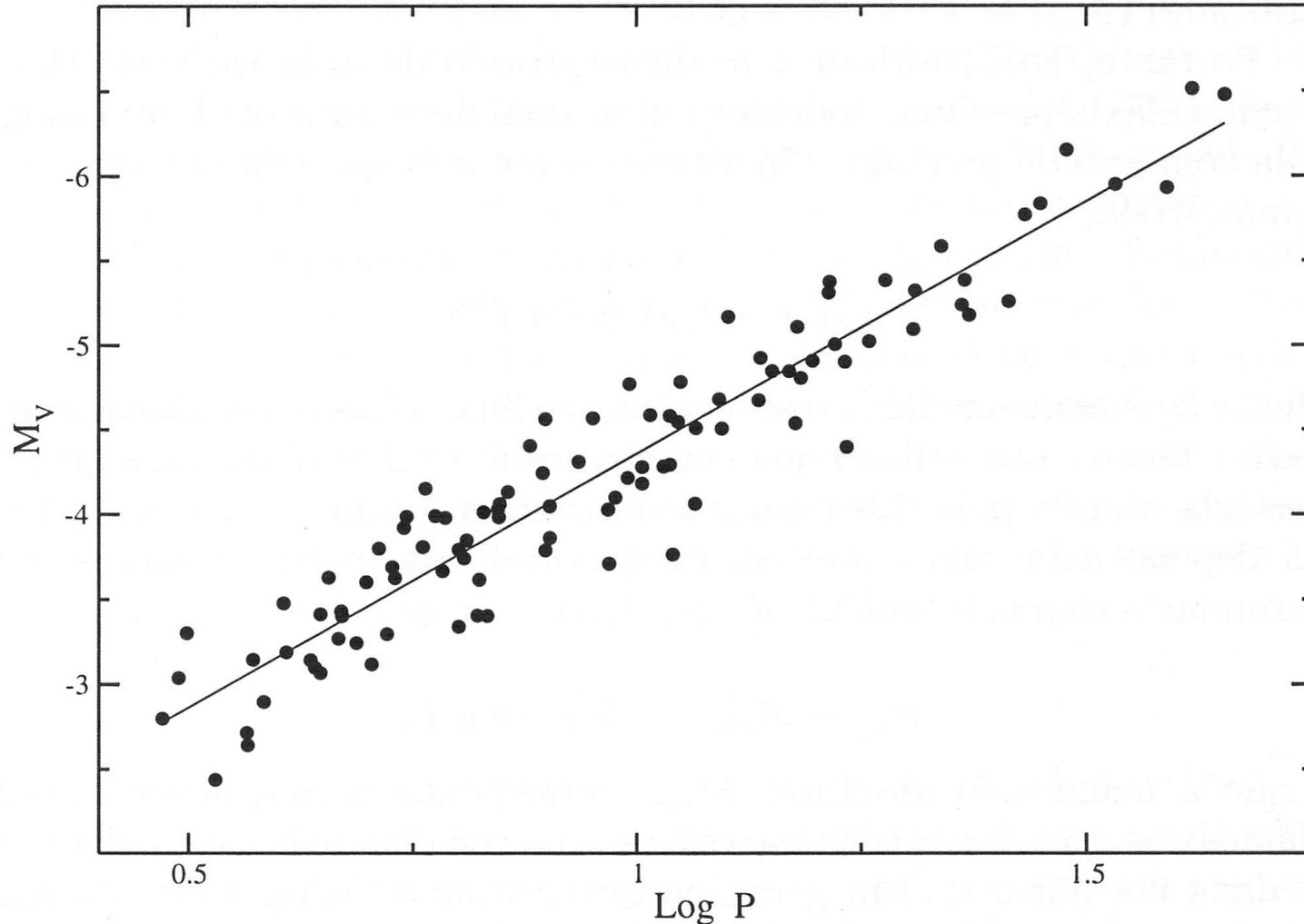
Paralaxe: adequada para medir até $\sim 100 \text{ pc}$.

Para ir além precisamos de outros métodos. Henrietta Leavitt estudou um tipo de estrelas chamadas de cefeidas variáveis, cuja luminosidade varia periodicamente.

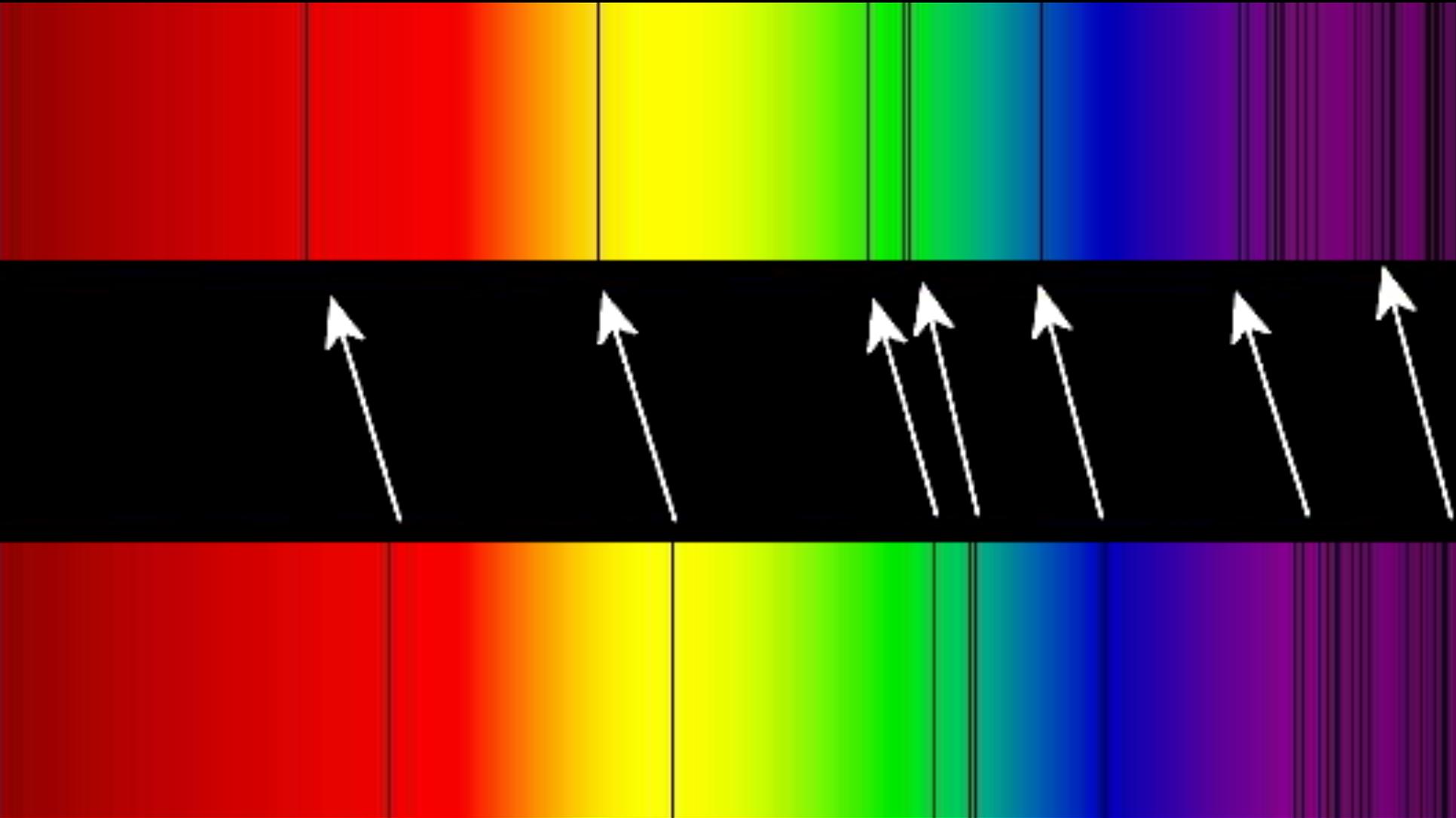
Em 1912, Leavitt mostrou uma relação entre a luminosidade intrínseca desse tipo de estrela e seu período de oscilação.



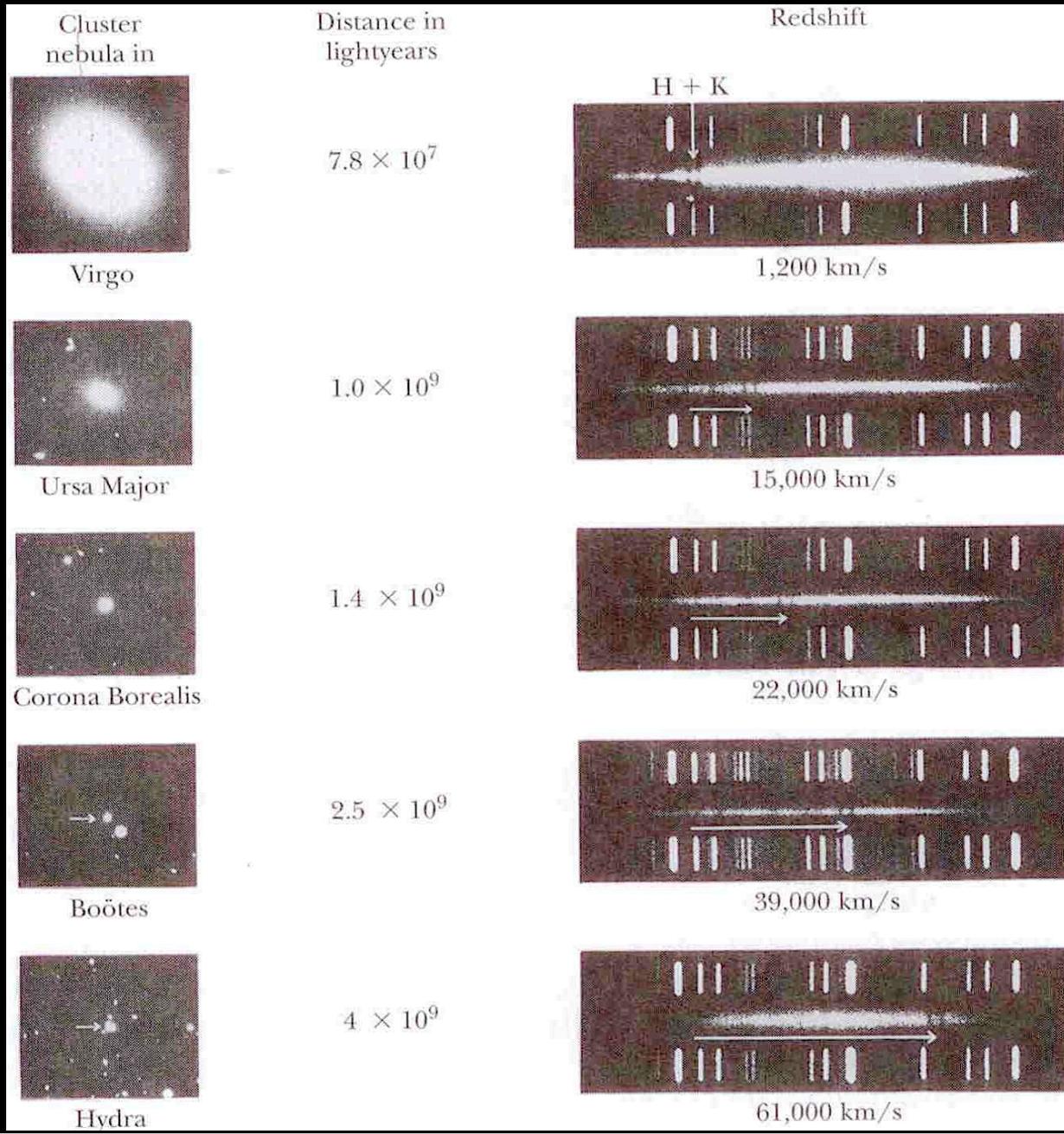
Relação entre período e luminosidade para cefeidas. A ordenada é dada em magnitude verdadeira. A variação de 5 magnitudes corresponde a uma variação de luminosidade de um fator 100. O limite desse método é $\sim 10^7$ pc.



Desvio para o vermelho



Desvio para o vermelho



Cuidado com os desvios para o vermelho!

Temos 2 tipos: o gravitacional e o Doppler. No caso de Hubble estamos falando do desvio Doppler, que é devido à velocidade de afastamento da fonte emissora.

Devido à diferença de tempo entre os referenciais

$$\text{Doppler: } f_D = \frac{\gamma^{-1} f_0}{1 + v/c} = \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2} f_0}{1 + v/c} = \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}} f_0$$

Fonte que se afasta do observador

Desvio para o vermelho **gravitacional**. Um fóton tem energia proporcional à sua frequência: $E = hf$. Mas sabemos que $E = mc^2$. Daí podemos concluir que o fóton tem uma massa equivalente a $m_\gamma = hf/c^2$.

Dessa forma, um fóton que deixe a superfície de um corpo de massa M e raio R perde energia para deixar o campo gravitacional.

$$U_m = -\frac{GMm}{R} \Rightarrow U_\gamma = -\frac{GMhf}{Rc^2}$$

Portanto um fóton de energia $E_0 = hf_0$ perde uma fração de sua energia ao deixar o corpo: $E_0 = E_\infty + U_\gamma \Rightarrow$ sua frequência deve ser reduzida.

$$E_\infty = hf_\infty = hf_0 - \frac{GMhf_0}{Rc^2} = hf_0 \left(1 - \frac{GM}{Rc^2} \right) \Rightarrow f_\infty = f_0 \left(1 - \frac{GM}{Rc^2} \right)$$

Na verdade essa conta não está correta, pois foi feita a partir da gravitação newtoniana. Quando se usa a TRG, a expressão é:

$$f_\infty = f_0 \sqrt{1 - \frac{2GM}{c^2 R}}$$

Que, no caso de efeitos pequenos, $\frac{2GM}{c^2 R} \ll 1$, pode ser aproximada por:

$$f_\infty = f_0 \left(1 - \frac{GM}{c^2 R} \right)$$

Pela expressão da variação da frequência, se $2GM/Rc^2 = 1 \Rightarrow f_\infty = 0$. Ou seja, a luz não consegue deixar o corpo. Assim, para uma dada massa M , podemos determinar o raio correspondente: $R = 2GM/c^2$.

Esse raio não deve ser chamado de raio do buraco negro, pois devemos lembrar que esse não é o raio de um objeto material, mas sim de uma região da qual nem a luz consegue escapar por causa da atração gravitacional.

Esse raio é conhecido como o horizonte de eventos.

Se $M = M_{\text{Terra}} = 6 \times 10^{24} \text{ kg} \Rightarrow R = 1 \text{ cm}$;

$M = M_{\text{Sol}} = 2 \times 10^{30} \text{ kg} \Rightarrow R = 3 \text{ km}$.

A aceleração da gravidade no horizonte de eventos, pode ser escrita em função da gravidade terrestre, g , e nos mostra características interessantes. A aceleração da gravidade é dada por:

$$\frac{GM}{R^2} = \frac{GM}{\left(\frac{2GM}{c^2}\right)^2} = \frac{c^2}{2\left(\frac{2GM}{c^2}\right)} = \frac{c^4}{4GM} \quad \text{que é inversamente proporcional à massa.}$$

Massa do buraco negro (kg)	Aceleração da gravidade (g)
10^{12}	6×10^{30}
$M_{\odot} = 2 \times 10^{30}$	3×10^{12}
$10^{11} M_{\odot}$	30

Ou seja, para buracos negros de proporções galáticas, as forças gravitacionais no horizonte de eventos se reduzem a uma escala familiar.

Buracos negros e a teoria quântica

Na relatividade clássica, o buraco negro é caracterizado por uma singularidade matemática: toda massa se concentra em um ponto. Mas a teoria quântica não permite isso: o princípio da incerteza exige um espaço mínimo onde se pode concentrar uma certa quantidade de energia. Considerando a incerteza na posição como o raio do buraco, ele deve ter um momento mínimo de $\hbar/2p$. Numa situação relativística, a relação energia-momento é dada por $E = pc \Rightarrow p = Mc$. Assim:

$$\frac{2GM}{c^2} > \frac{\hbar}{2Mc} \Rightarrow M > \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\hbar c}{G}}$$

Massa de Planck

A massa de Planck pode ser compreendida como um limite, abaixo do qual objetos não podem mais ser descritos pela relatividade clássica, exigindo um tratamento quântico. Acima desse limite, toda a massa do buraco vai se acomodar dentro do horizonte de eventos, escondida de qualquer observação direta.

O limite de massa implica também em limite de tamanho. Usando a massa de Planck na expressão para o raio, obtemos uma escala de comprimento, chamado de comprimento de Planck:

$$L_{Planck} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}}$$

Esse comprimento pode ser entendido como a dimensão mínima da singularidade, caso ela não esteja escondida pelo horizonte de eventos.

Podemos também definir um intervalo de tempo, t_{Planck} , abaixo do qual não conseguimos observar a energia envolvida; ou, de outra forma, como o tempo que a luz demora para percorrer o comprimento de Planck:

$$t_{Planck} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}}$$

Lembrando que $G = 6,673 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2} = 6,707 \times 10^{-39} \hbar c (\text{GeV}/c^2)^{-2}$, podemos estabelecer valores numéricos para essas quantidades:

$$M_{Planck} = 2,18 \times 10^{-8} \text{ kg}$$

$$E_{Planck} = c^2 M_{Planck} = 1,22 \times 10^{19} \text{ GeV}$$

$$L_{Planck} = 1,6 \times 10^{-35} \text{ m}$$

$$t_{Planck} = 5,4 \times 10^{-44} \text{ s.}$$

Pelo valor da massa de Planck, podemos concluir que as partículas elementares não podem ser mini buracos negros, pois suas massas são muito pequenas.

Como não temos uma teoria quântica da gravitação, esses valores representam limites além dos quais não podemos afirmar nada.

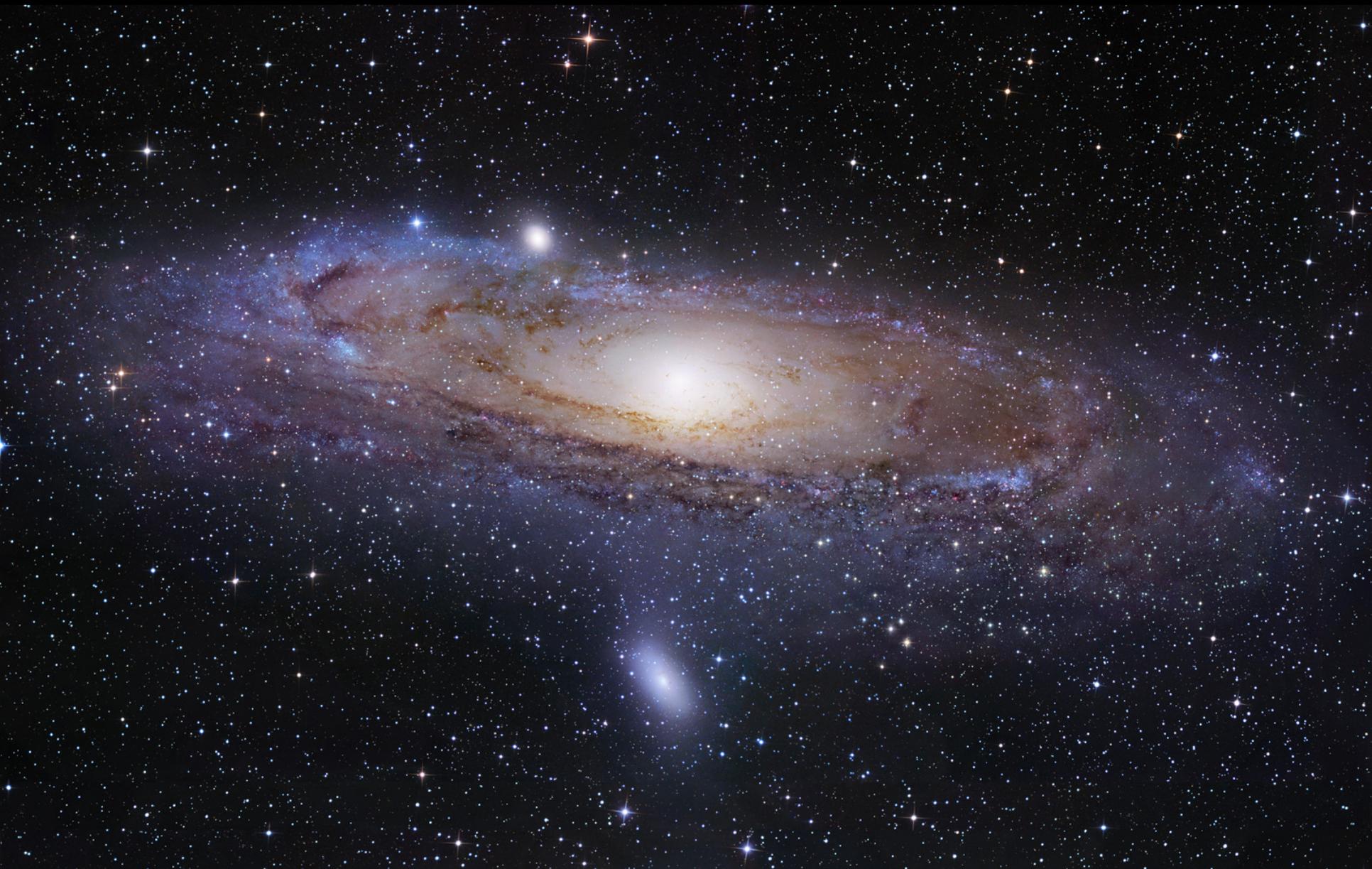
Imagens de galáxias espirais são sempre muito bonitas. Em seguida vamos ver 3 delas, cujas distâncias são as seguintes:

Galáxia	Distância (anos-luz)	Redshift
M74	30×10^6	0,001
M31	$2,2 \times 10^6$	0,00011
M81	7×10^6	0,00035

M74



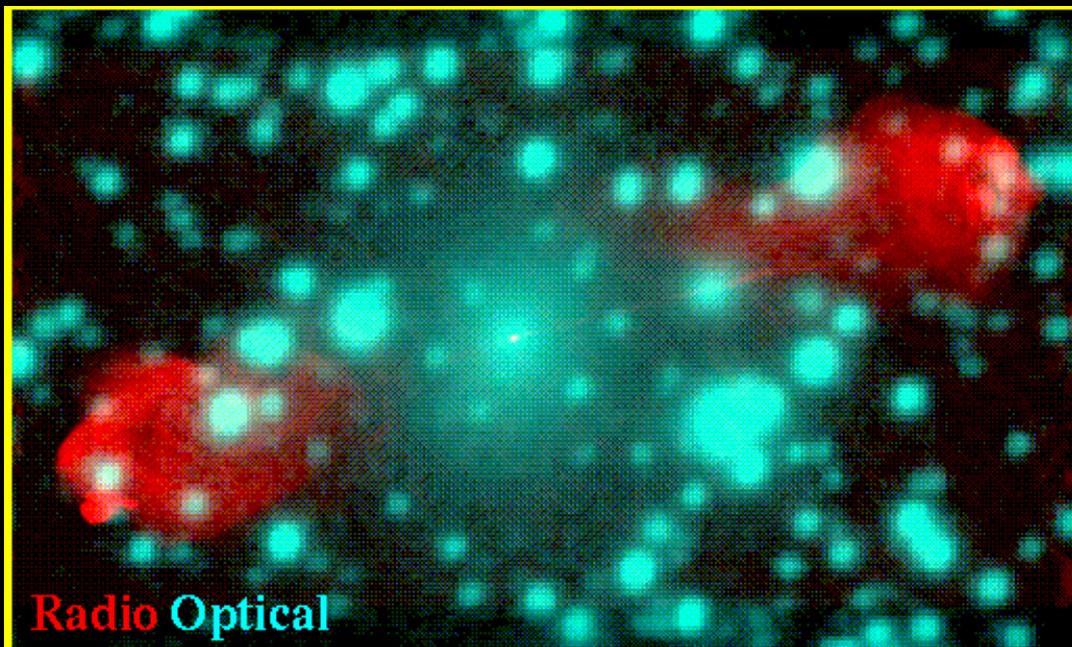
M31



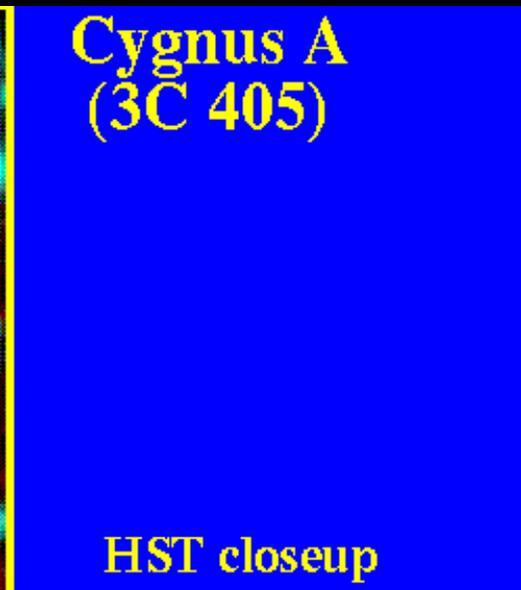
M81



É interessante compararmos esses objetos com outros, que não aparentam ter estrutura interna, como Cygnus A, descoberto na década de 1950 por radio-astrônomos.

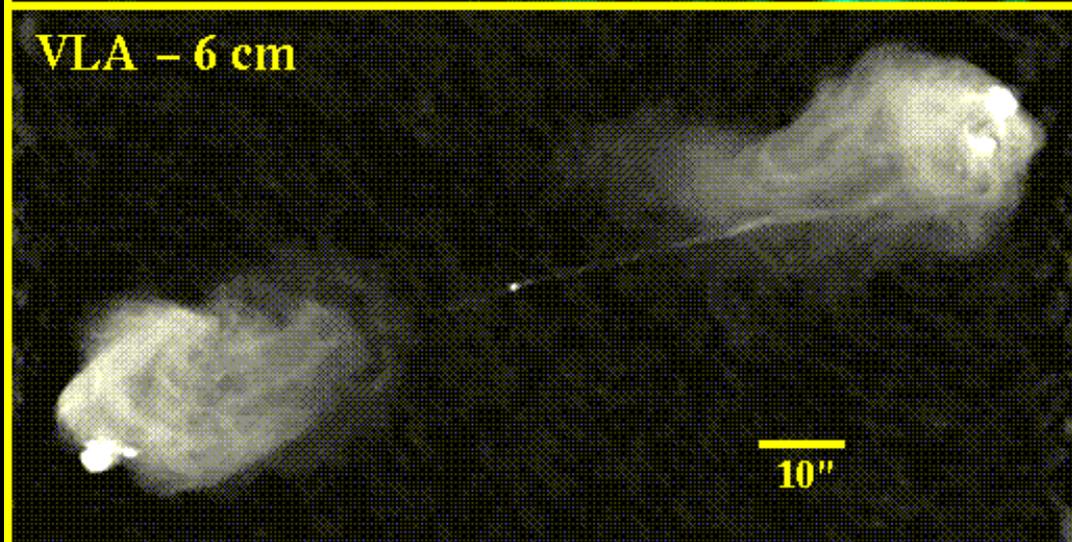


Radio Optical



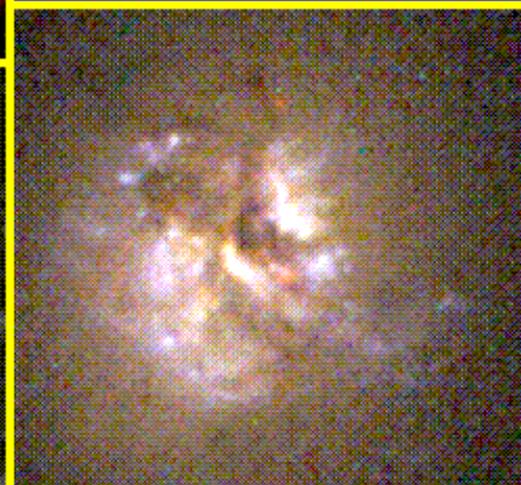
Cygnus A
(3C 405)

HST closeup



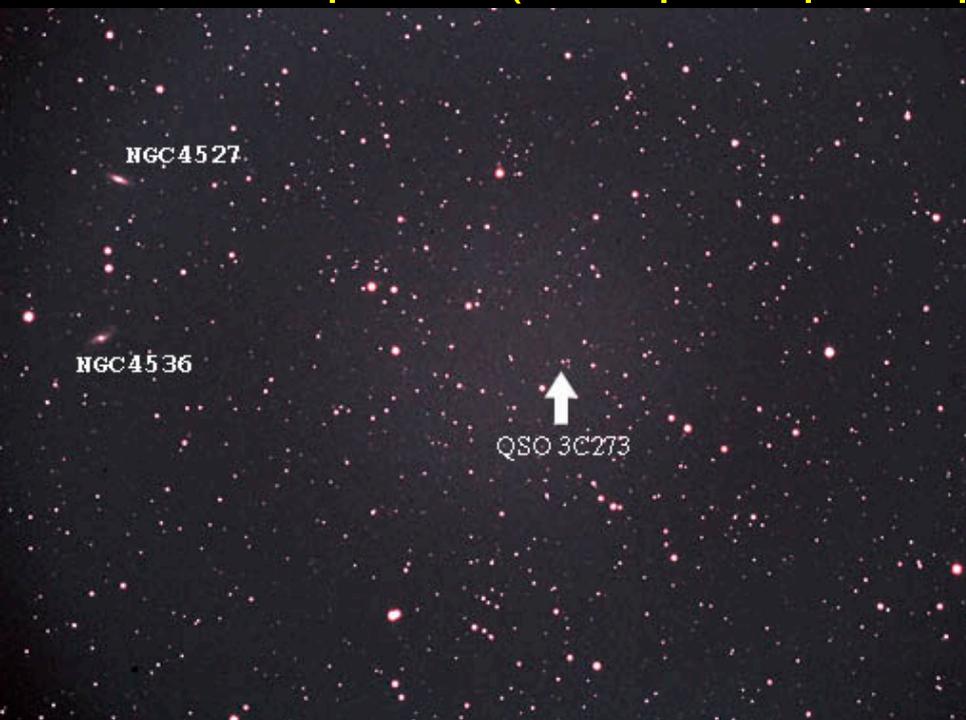
VLA - 6 cm

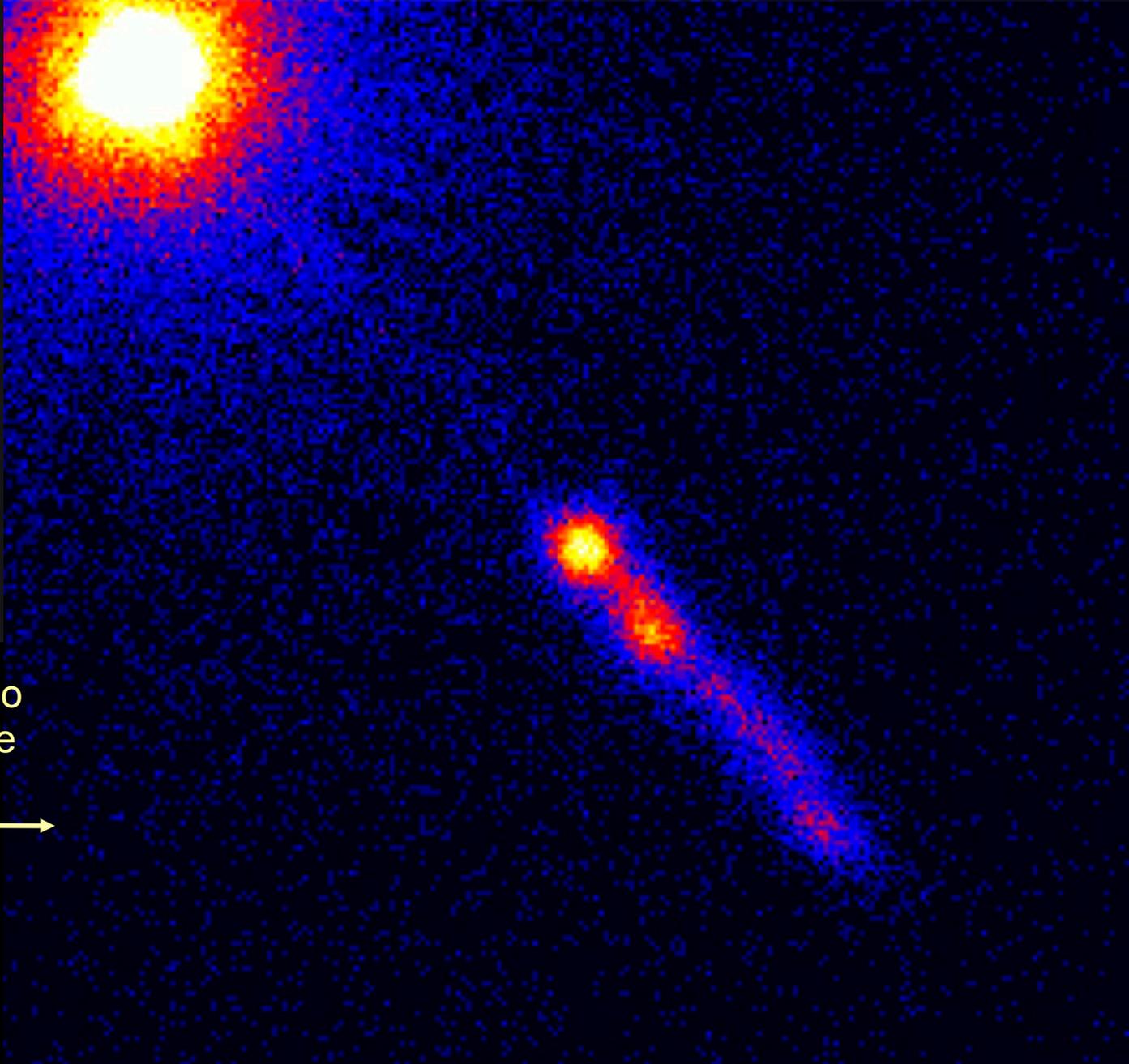
10"



5"

O que chamou atenção, quando da descoberta, foi que o desvio para o vermelho de Cygnus A era de 0,057, que o colocava a uma distância de ~ 1 bilhão de anos-luz. Isso já era surpreendente o bastante, mas tinha mais: ele é uma das fontes de radio mais intensas do céu. Sua luminosidade na faixa de radio é ~ 10^8 vezes a da galáxia M31. Em 1963 M. Schmidt e J. Greenstein estavam estudando um objeto conhecido como 3C273, que parecia ser uma estrela, mas seu espectro era muito estranho. Além disso, inspeção mais cuidadosa mostrou que ele emitia um fino jato. Foi depois identificado como sendo um quasar (corruptela para quasi stellar radio object).





Quasar 3C273 visto pelo telescópio Chandra, que mede raios-X.



Esse fenômeno do jato já havia sido observado na galáxia M87, que tem uma fonte de radio muito intensa. Depois de muito matutar, tentando entender o espectro, ele reconheceu 4 linhas familiares, do H. O problema é que elas estavam deslocadas para o vermelho em 16 %, o que implicaria numa distância de 3 bilhões de anos-luz.

Quando Schmidt mostrou esse resultado para Greenstein, ele voltou a olhar o espectro de um outro quasar, o 3C48, que também apresentava um espectro estranho. Conseguiu identificar as linhas do H, só que com deslocamento para o vermelho de 37 %, indicando uma distância de 5 bilhões de anos-luz.

O incrível dessas distâncias era que elas implicavam, por conta da luminosidade desses objetos, que eles irradiavam quantidades descomunais de energia. Foram identificados quasares que, apenas na faixa de raios-X, irradiam energia equivalente a 10^{14} vezes o que o Sol irradia em todas as frequências. Ou seja, eles têm luminosidades equivalentes a milhares de galáxias. Eles emitem energia numa taxa equivalente a várias vezes a massa do Sol por ano.

Mas ainda dava para piorar: esses objetos apresentavam variações de luminosidade em períodos de dias ou semanas, indicando que seu tamanho era “pequeno”, da ordem de dias-luz, ou semanas-luz. Lembrem-se que galáxias são medidas em 10^5 anos-luz. Que mecanismo poderia ser responsável pela produção de tanta energia em um volume tão pequeno?

Mas antes vamos entender porque sabemos que os quasares são “pequenos”. Suponhamos que a luminosidade de um objeto que tenha um raio de 7 dias-luz aumente em 20 % em um dia e depois volte ao normal.

Suponhamos que um observador veja o aumento de luminosidade (da luz que saiu do ponto A) no dia 1 do mês. Como a luz vai demorar uma semana para ir de B para C, o aumento de luminosidade do ponto B só vai chegar ao observador no dia 8. Assim, o pulso de um dia fica espalhado por uma semana.

