7. Szacowanie masy – metody dynamiczne.

7.1. Twierdzenie o wiriale

Ćwiczenie 7.1. Niech ρ oznacza gęstość masy układu gwiazd oddziaływujących grawitacyjnie zaś v^i rozkład prędkości. Wyprowadzić z równania Jeansa [50] twierdzenie o wiriale $E_p = -2T$, dla układu stacjonarnego, gdzie

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2}\Sigma_{i=1,2,3}\int_V d^3V\rho(v^i)^2 \\ E_p &= \frac{-G}{2}\int_V d^3x\int_V d^3y\rho(x)\rho(y)\frac{1}{|x-y|}; \end{aligned} \tag{120}$$

T i E_p są odpowiednio energią kinetyczną i potencjalną.

Elementarny dowód twierdzenia wirialnego dla układów mechanicznych można znaleźć w podręcznikach mechaniki teoretycznej, np. w *Mechanice* L. Landaua i E. Lifszica [51]. Wyprowadzenia dla układów hydrodynamicznych znajdują się w podręcznikach do astrofizyki, np. w popularnym i dobrze napisanym wprowadzeniu Phillipsa [52].

Energia potencjalna oddziaływania grawitacyjnego układów sferycznie symetrycznych o całkowitej masie M i skończonym rozmiarze r_g jest ograniczona od dołu przez $3GM^2/(5r_g)$. Wyprowadzenie jest prezentowane w wielu źródłach i nie będziemy go tu przedstawiać. Odnotujmy, że jest ono słuszne także w kontekście ogólnorelatywistycznym dla układów izolowanych. Masa jest wtedy rozumiana jako masa asymptotyczna, a promień r_g jest promieniem powierzchniowym [53]. Konsekwencją jest oszacowanie

$$V^2 \geq \frac{3GM}{5r_g} \tag{121}$$

lub $\sigma^2 \geq \frac{GM}{5r_g}$, gdzie $\sigma^2 \equiv V^2/3$ to dyspersja prędkości wyznaczana z Dopplerowskiego poszerzenia linii spektralnych.. Te wyniki są ścisłe. Można sądzić, że obie strony tych nierówności nie różnią się znacznie. Dokonuje się przytoczonych niżej uogólnień na przypadki niesferyczne.

Jeśli zdefiniować promień "grawitacyjny" r_g układu wzorem $r_g \equiv 2GM^2/(E_p)$, to z powyższej wersji twierdzenia o wiriale wynika

$$GM = r_g < v^2 > \tag{122}$$

Empiryczne obserwacje wskazują, że dla galaktyk r_g jest rzędu rozmiaru galaktyk (np., rzędu promienia sfery, wewnątrz której znajduje się połowa masy galaktyki) - patrz str. 214 w [50]. Zatem masa galaktyki (gromady galaktyk) M (eliptycznej, spiralnej lub związanej z inną galaktyką) jest dana wzorem typu

$$GM = \mu < V^2 > r_g, \tag{123}$$

gdzie $< V^2 >$ jest kwadratem dyspersji wewnętrznej prędkości, r_g jest charakterystycznym rozmiarem, zaś μ bezwymiarową wielkością rzędu 1.

Prędkość V lub dyspersję σ można oszacować na podstawie obserwowanego rozszerzenia Dopplerowskiego znanych linii spektralnych promieniowania elektromagnetycznego – z pomiaru rozkładu przesunięcia ku podczerwieni wokół średniej wartości z galaktyki. Wielkość r_g można określić ze znajomości pozornej jasności l oraz wymiaru kątowego galaktyki; zakładając wartość jasności absolutnej można policzyć odległość i następnie rozmiar galaktyki.

Ćwiczenie 4.3. Pokazać, że w procesie wirializacji gazu, którego stan zwirializowany ma energię potencjalną E_p, układ musi pozbyć się energii $|E_p|/2$.

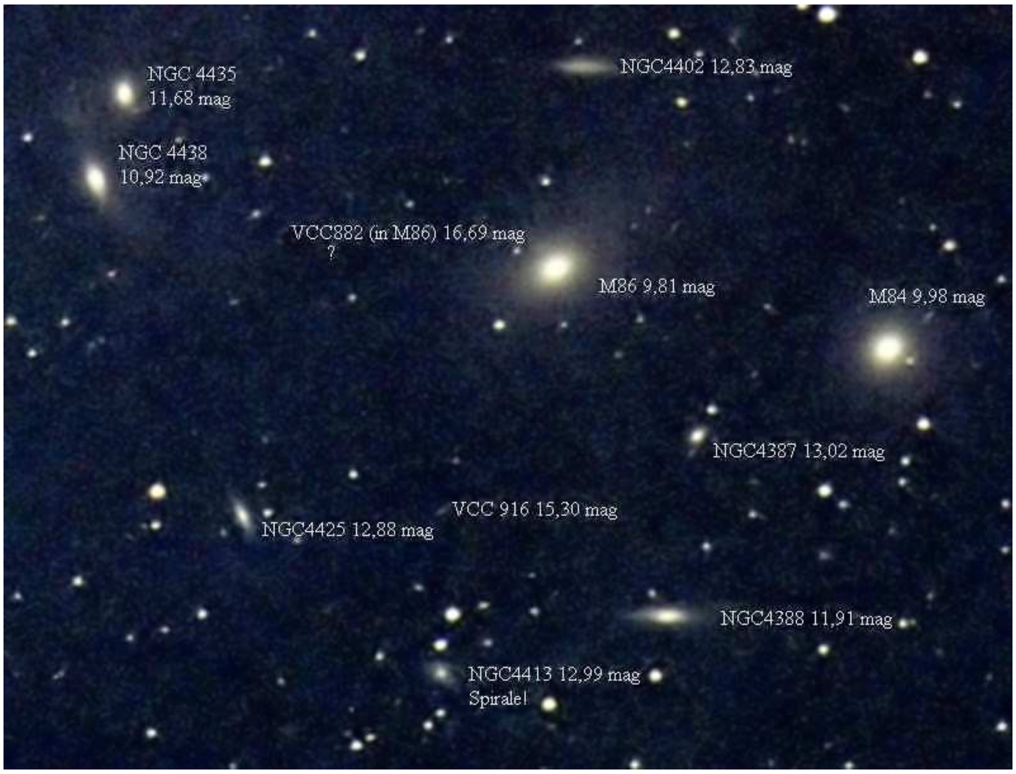

Figure 9. Jądro gromady Galaktyk Virgo (Panna), w odległości około 16 Mpc, zdjęcie ze zbiorów Wipipedia Commons.

7.2. Przykłady zastosowań metod dynamicznych. Ciemna materia.

Gromada Panna należy do gromad nieregularnych. Jej jądro jest zdominowane przez 4 gigantyczne galaktyki eliptyczne. W przypadku jednej z nich, M87, stwiedzono występowanie promieniowania rentgenowskiego emitowanego przez gaz międzygwiezdny. Obserwacje tego promieniowania pozwalają wyznaczyć rozkład radialny temperatury $\partial_r T$ i gęstości $\partial_r \rho$ gazu. To z kolei implikuje, wobec założenia, że gaz jest doskonały: $p = \rho kT/(\mu m_H)$ (μm_H jest średnią wagą molekuł). Zatem

$$\partial_r p = \frac{kT\rho}{r\mu m_H}\left(\frac{d\ln\rho}{d\ln r} + \frac{d\ln T}{d\ln r}\right). \tag{124}$$

Równanie Eulera prowadzi do wzoru na **całkowitą masę** (uwzględniającą wszystke formy materii

$$M(r) = -\frac{kTr}{\mu m_H}\left(\frac{d\ln\rho}{d\ln r} + \frac{d\ln T}{d\ln r}\right). \tag{125}$$

Analiza danych obserwacyjnych wskazuje, że masa $M(r)$ rośnie liniowo z promieniem r aż do odległości 300 kpc. Całkowita masa zawarta w kuli o promieni 300 kpc wynosi około 3×10^{13} mas Słońca. Stosunek masy do jasności wynosi około 750 $M_{)}/L_{O}$; ponad 200 razy więcej niż w Drodze Mlecznej. Sugeruje to, że około 99 procent masy galaktyki M87 to ciemna materia.

Fritz Zwicky był jednym z pierwszych astronomów, którzy zauważyli, stosując metody oparte na twierdzeniu wirialnym i wyniki obserwacji gromady galaktyk Coma, że dane obserwacyjne wymagają istnienia ciemnej materii. Coma sprawia wrażenie gromady sferoidalnej i stacjonarnej. Poszerzenie linii spektralnych daje informację o ruchach swoistych gromady. Jej rozmiar liniowy jest szacowany na 6 Mpc. Zastosowanie wzoru $M \approx \frac{5\sigma^2 r_g}{G}$ pozwala wyznaczyć masę gromady. Zwicky przeprowadził tę analizę w początku lat 1930. Współczesne obserwacje dają

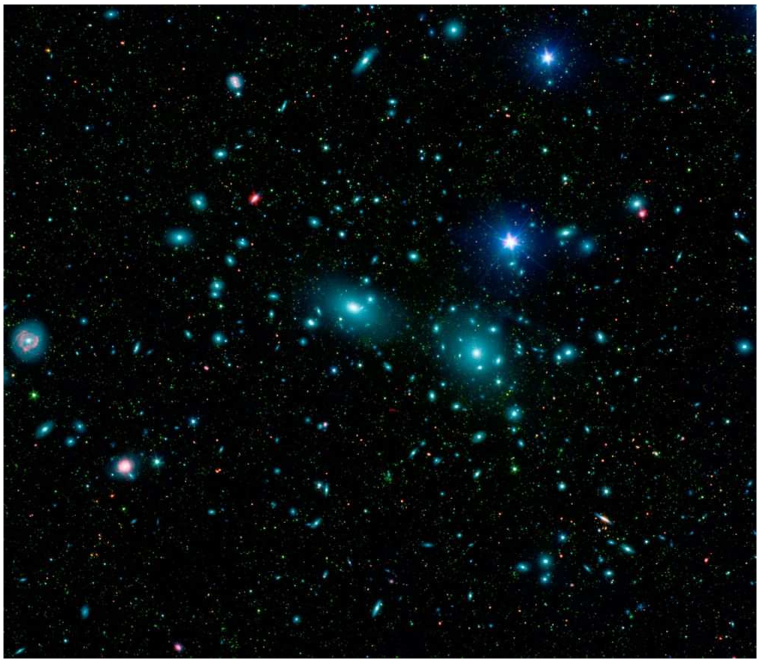

Figure 10. Jądro gromady Galaktyk Coma, w odległości około 90 Mpc. Zdjęcie wykonane w ramach programów SDSS/Spitzer Space Telescope, NASA/JPL-Caltex/GSFC/SDSS

$\sigma = 977km/s$ i $M \approx 3.3 \times 10^{15} M_O$ [3]. Obserwacje dokonane w ostatnich 30 latach wskazują, że ilość materii gwiezdnej w Comie jest rzędu $1.5 \times 10^{13} M_O$ a obserwacje promieniowania rentgenowskiego gazu prowadzą do oszacowania jego masy $10^{14} M_O$. Około 90 procent masy pochodzi od niezidentyfikowanej ciemnej materii.

7.3. Przykład: izotermiczna (osobliwa) kula gazu doskonałego

Układ dużej liczby cząstek oddziaływujących jedynie grawitacyjnie poprzez potencjały newtonowskie (tzw. gaz Własowa) można w pewnych przypadkach przybliżyć poprzez gaz izotermiczny. W szczególności galaktyka może być opisana jako gaz izotermiczny. Jest to rzecz niezależna od znanego z obserwacji faktu dominacji materii występującej w postaci gazowej nad materią związaną w gwiazdach. Także pył (w tym ciemna materia w różnych jej formach) może – o ile warunki przybliżenia są spełnione – być opisywany jako gaz izotermiczny. Struktura stacjonarna takiej galaktyki posiada proste rozwiązanie, które przedstawiamy niżej. Wynika z niego interesująca relacja pomiędzy masą a rozmiarem sferycznie symetrycznego obłoku gazu.

Równanie stanu gazu doskonałego ma postać

$$p = K\rho^\Gamma \tag{126}$$

lub $p = \sigma^2\rho/\Gamma$, gdzie

$$\sigma^2 = \partial_\rho p \tag{127}$$

jest prędkością dźwięku. Dla izotermy $\Gamma = 1$ i prędkość dźwięku jest stała, $\sigma^2 = const$. Przy założeniu stanu statycznej równowagi spełnione jest statyczne równanie Eulera

$$\frac{\partial_r p}{\rho} = -\partial_r\phi, \tag{128}$$

to jest

$$\sigma^2\partial_r \ln(\rho) = -\partial_r\phi. \tag{129}$$

Potencjał newtonowski ϕ spełnia równanie Poissona

$$\frac{1}{r^2}\partial_r(r^2\partial_r\phi) = 4\pi G\rho, \tag{130}$$

gdzie ρ jest gęstością masy. Całkowanie (129) od R do pewnego punktu odniesienia o współrzędnej radialnej K prowadzi do

$$\frac{-\phi(R)+\phi(K)}{\sigma^2} = \ln(\frac{\rho}{\rho(K)}). \tag{131}$$

Podstawiają wyliczoną stąd gęstość ρ do równania Poissona na potencjał , otrzymamy

$$\partial_r^2\phi + \frac{2}{r}\partial_r\phi = 4\pi G\rho(K)e^{\frac{\phi(K)-\phi(r)}{\sigma^2}}. \tag{132}$$

Jest to "izotermiczne" równanie Lane-Emdena. Łatwo widać, że jest ono rozwiązalne przez

$$\begin{aligned} \phi(R) &= 2G\sigma^2\ln(R) \\ \rho(R) &= \frac{\rho(K)K^2}{R^2}, \end{aligned} \tag{133}$$

gdzie $\rho(k) \equiv \sigma^2/(4\pi K^2)$; prowadzi to ostatecznie do wyrażenia na gęstość

$$\rho(R) = \frac{\sigma^2}{2\pi GR^2}. \tag{134}$$

Równania (133) i (134) opisują tzw. osobliwą kulę izotermicznego gazu. Łatwo policzyć ilość masy wewnątrz sfery o promieniu R,

$$M(R) = 2\frac{\sigma^2 R}{G}. \tag{135}$$

Z pewnymi modyfikacjami w części centralnej astrofizycy stosują *izotermiczną kulę gazową* do opisu centralnych rejonów galaktyk eliptycznych i spiralnych. Jest to prosty model struktury związanej.

7.4. Zastosowanie modelu izotermicznej kuli i problem płaskich krzywych rotacji.
W przypadku galaktyk spiralnych model wyżej opisany implikuje stałość krzywej rotacji, faktycznie obserwowanej w dużej populacji obserwowanych obiektów. Istotnie, gdyby śledzić ruchu cząstki próbnej rotującej wokół centrum galaktyki z prędkością liniową v_c, to z niutonowskiego równania ruchu $v_c^2 = GM(r)/r$ wynika

$$v_c = \sqrt{2}\sigma.$$

Otrzymuje się zatem znaną z obserwacji galaktyk spiralnych stałość prędkości rotacji v_c. Na poniższych wykresach, umieszczonych za zgodą autorów V. Rubin i Y. Sofue, pokazuję dane dla wybranych galaktyk. Widoczna jest płaskość krzywej rotacji na peryferyjnych częściach wykresów, tj. w rejonach galaktyk które słabo promieniują. Oznacza to, w zgodzie zresztą z modelem wyżej opisanym (a w sprzeczności z naiwnym wyobrażeniem, że materia jest skupiona w jasnym centrum; oznaczałoby to $v_c^2 \propto 1/R$), iż istnieje w galaktykach spiralnych duża ilość ciemnej materii w ich części peryferyjnej. Sądzi się, że nie są to bariony, ale jakaś słabo oddziaływująca forma materii; problem polega na tym, że nie udaje się stwierdzić istnienia takiej egzotycznej materii w wielu obserwacjach, które są prowadzone od dziesięcioleci.

Trzeba tu dla porządku stwierdzić, że przynajmniej dla niektórych galaktyk problem ciemnej materii znika, jeśli zastosować tzw. modele dyskowe (np. L. Mestel, *MNRAS* **126**, 553(1963)). Można tu uzyskać płaską krzywą rotacji pomimo koncentracji materii w centralnym dysku galaktyki. Nie jest dla mnie jasne, jaki jest współczesny status tych modeli. Narzuca się uwaga, że nie jest jasne czy istnieją stacjonarne rozwiązania w modelach Mestela i in. Czy można je wykluczyć także z powodu niezgodności z jakąś klasą obserwacji?

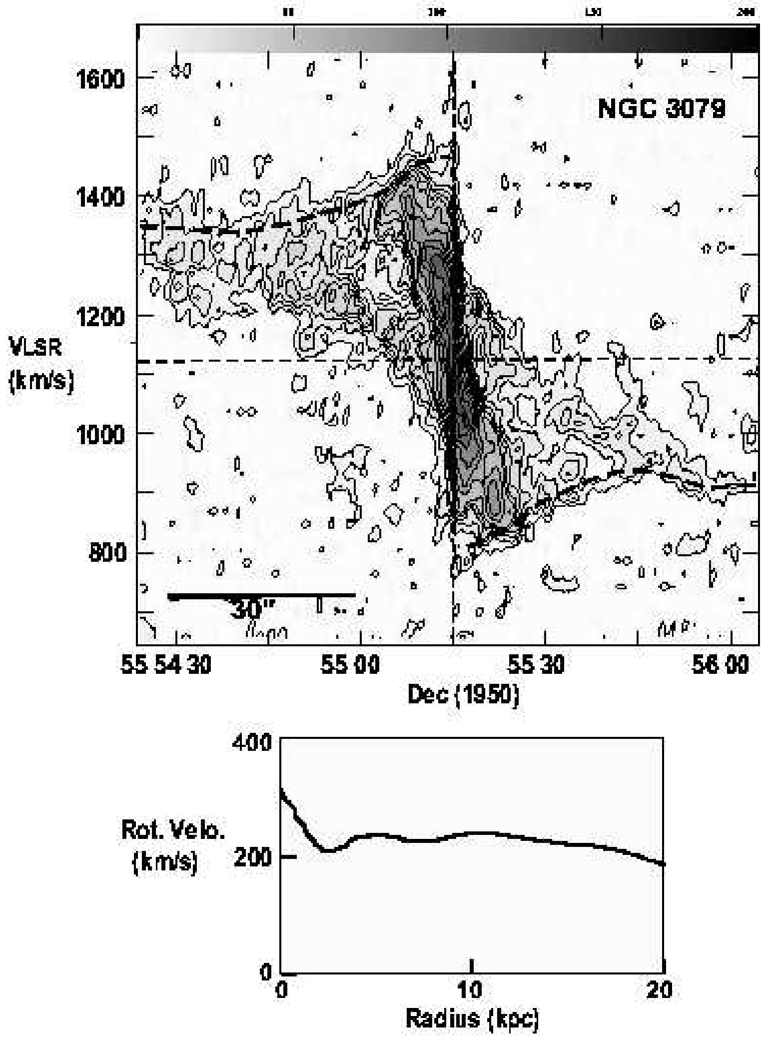

Figure 11. prędkość rotacji wokół galaktyki spiralnej ngc 3079. Wykres pochodzi z artykułu V. Rubin i Y. Sofue: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **39**, 137(2001).

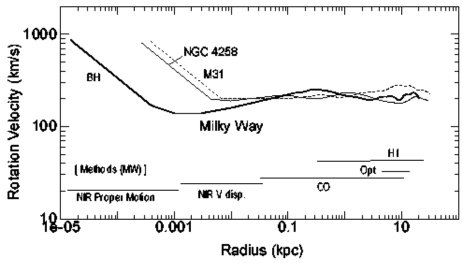

Figure 12. Krzywe rotacji dla 3 galaktyk, w tym Drogi Mlecznej. W części centralnej krzywe rotacji mają charakter keplerowski, co da się wytłumaczyć występowaniem w centrum ciężkich czarnych dziur. Wykres pochodzi z artykułu V. Rubin i Y. Sofue: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **39**, 137(2001).

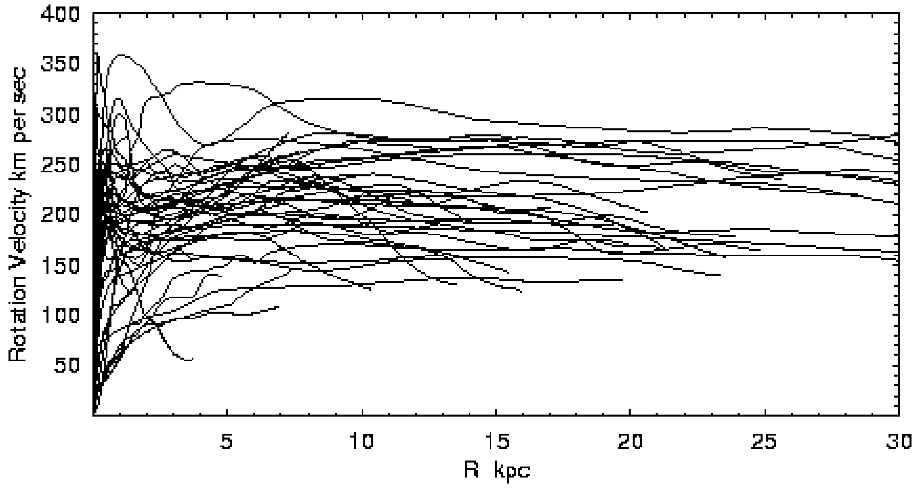

Fig.1

1

Figure 13. Krzywe rotacji dla dużej liczby obiektów w zakresie mm promieniowania elektromagnetycznego CO. Wykres pochodzi z artykułu V. Rubin i Y. Sofue: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **39**, 137(2001).

7.5. Korelacja masa - jasność galaktyk.

Jeśli przyjąć, że założenia poprzedniego porozdziału stosują się do centralnej części galaktyki (eliptycznej, spiralnej), to znaczy rozkład jest i) stacjonarny oraz ii) sferycznie symetryczny, to otrzymuje się, jak widzieliśmy,

$$M(R) = 2\sigma^2 R/G;$$

W połączeniu z relacją Tully - Fishera, wynika stąd oszacowanie masy galaktyk spiralnych. Mamy w szczególności relację funkcyjną między masą i jasnością $M(r) \approx rL^{0.44}$[9],

$$M(r) = 4.84 \times 10^4 \times \frac{r^2}{G}\Big(\frac{L}{L_*}\Big)^{0.44} \times \frac{km^2}{s^2}. \tag{136}$$

Jest to oszacowanie masy dość dokładne, z dyspersją rzędu 10 procent, według Peebles'a.

Podobną jak wyżej relację można pokazać dla części centralnej galaktyk eliptycznych. Wykorzystuje się tu (obok założenia izotermicznej kuli) tzw. wzór Fabera - Jacksona, otrzymany empirycznie,

$$v_c = \sqrt{2}\sigma = 220\Big(\frac{L}{L_*}\Big)^{0.25} km/s \tag{137}$$

(str. 49 w [9]).

7.6. Szacowanie mas gromad galaktyk

I. Metody dynamiczne

Rozważania dotyczące masy galaktyk spiralnych adaptuje się również do analizy gromad galaktyk. Obserwacje ruchu części widzialnych gromad galaktyk i twierdzenie o wiriale dają oszacowanie masy.

II. Metoda szacowania mas za pomocą temperatury promieniowania rentgenowskiego.

Przyjmuje się założenie równowagi hydrodynamicznej dla gazu międzygalaktycznego; na ogół zakłada się, że gaz spełnia izotermiczne równanie stanu. Oznacza to, że [54]

$$p = \frac{\rho k T}{\mu m_p}, \tag{138}$$

gdzie μm_p jest średnią masą molową gazu. Założenie równowagi hydrodynamicznej daje wtedy równanie

$$M(r) = -\frac{kTr^2}{G\mu m_p}\Big(\partial_r \ln\rho + \partial_r \ln T\Big). \tag{139}$$

Zwykle zakłada się

$$\rho = \rho(0)\Big(1 + (r/r_c)^2\Big)^{-3\beta/2} \tag{140}$$

-tzw. *profil beta* gęstości. Na ogół (w przypadku nie-izotermicznym) profile temperatury są nieznane, ale jeśli można przyjąć założenie izotermiczności, to (140) i (139) dają relację

$$M(r) = \beta 1.13 \times 10^{14} \frac{T}{keV}\frac{r}{Mpc}\frac{(r/r_c)^2}{1 + (r/r_c)^2} M_O. \tag{141}$$

Uwaga: "profile β" nie spełniają równania Lane-Emdena. Liu [55] badał tę kwestię, dochodząc do wniosku, że powyższa gęstość nie domyka wprawdzie stacjonarnego równania, ale błąd względny nie przekracza 5 % .

Izotermiczność oznacza, że ciśnienie materii galaktycznej jest wprost proporcjonalne do gęstości, $p = \rho\sigma^2$ (σ jest stałą, z założenia, dyspersją prędkości w jednym kierunku), zaś dla gazu międzygalaktycznego $p = \rho v^2$, gdzie $v = 2kT/(\mu m_p)$, gdzie μm_p jest średnią energią kinetyczną molekuł gazu (z zasady ekwipartycji). (Interesujące, że $v^2 \approx 2\sigma^2$, z dokładnością 10 % [57], co oznacza, że $\sigma^2 = kT/(\mu m_p)$. *This suggests that, on average, the gas and galaxies follow each other with comparable energies (per unit mass)*[57].)

7.7. Porównanie różnych metod szacowania mas gromad galaktyk.

Metody dynamiczne, ta oparta na twierdzeniu o wiriale (równowaga hydrodynamiczna i twierdzenie o wiriale) oraz wykorzystująca temperaturę promieniowania rentgenowskiego gazu międzygalaktycznego, dają, zdaniem np. Bahcall ([57], p. 24) i Hornera ([54]), zgodne szacunki, z dokładnością do 40 %. Abell 1689 jest obiektem, na którym testuje się różne metody. Okazuje się że twierdzenie o wiriale, przybliżenie izotermiczne, metody soczewkowania - dają podobne wyniki. Systematyczne badania wiarygodności różnych metod określania masy przeprowadzono w pracy Brainerd i in. [56], skąd pochodzi poniższy cytat:

High-resolution N-body simulations are used to investigate systematic trends in the mass profiles and total masses of clusters as derived from 3 simple estimators: (1) the weak gravitational lensing shear field under the assumption of an isothermal cluster potential, (2) the dynamical mass obtained from the measured velocity dispersion under the assumption of an isothermal cluster potential, and (3) the classical virial estimator. The clusters consist of order 2.5e+05 particles of mass $m_p \simeq 10^{10} M_{sun}$, have triaxial mass distributions, and significant substructure exists within their virial radii. Not surprisingly, the level of agreement between the *mass profiles obtained from the various estimators and the actual mass profiles is found to be scale-dependent.*

Warto podkreślić, że założenie równowagi mechanicznej czy hydrodynamicznej przyjmowane w tych rozważaniach jest trudne do weryfikacji w przypadku układów astrofizycznych takich jak galaktyki czy gromady galaktyk. Analiza Brainerda i in. dotyczy kilku sposobów wyznaczania rozkładu masy, których stopień wrażliwości na założenie stacjonarności jest zróżnicowany. Prawdopodobnie stacjonarność jest mniej istotna dla metod opartych na soczewkowaniu grawitacyjnym niż dla innych wymienionych wyżej. Zgodność przewidywań z dokładnością do czynnika 2, co zdaje się jest w przypadku gromad galaktyk dobrym wynikiem oznacza, że przynajmniej dla niektórych układów galaktyk można mówić o układach zwirializowanych.

Gromada galaktyk Abell 1689 znajduje się w odległości około 700 Mpc. Jest ona soczewką grawitacyjną, co umożliwia obserwację odległych źródeł promieniowania. Prawie 10 lat po powstaniu strzeszczanej wyżej pracy Brainerda, wśród obiektów ogniskowanych przez Abella 1689 rozpoznano małą galaktykę (około 1 mln gwiazd) powstałą około 700 mln lat po Wielkim Wybuchu.

7.8. Relacja masa - jasność.

Astronomowie charakteryzują struktury (galaktyki, gromad galaktyk) poprzez podanie stosunku [masa struktury]/[jasność struktury]. Z pewnością nie jest to jednoznaczna charakterystyka, ale dla określonych klas obiektów mogą może być użyteczna. Można (jak widzieliśmy chociażby w poprzednim rozdziale) tu podać cząstkowe argumenty uzasadniające wiarę w istnienie korelacji jasność - masa. Poniżej podaję wybrane wyniki. Prezentacja jest cokolwiek chaotyczna, ale oddaje to mniej więcej status przedmiotu około roku 2000.

Stosunek masy do jasności podaje się w jednostkach $\frac{M_0}{L_0}$, *gdzie* M_O *i* L_O *są masą i absolutną jasnością Słońca.*

Dla galaktyk eliptycznych wyznaczono $\frac{M}{L} = 65\frac{M_0}{L_0} \times h$, *dla spiralnych pojawia się współczynnik rzędu* $1 - 20$ *a średnio biorąc dla ogółu galaktyk mamy czynnik 21 (dane według Weinberga; współczesne dane są inne [57]).*

Peebles powtarza ([9], str. 435) że dla gigantycznych galaktyk eliptycznych stosunek M/L *jest rzędu* $20h(M_0/L_0)$. *Tully [21] podaje dla Panny (Virgo), która jest supergromadą galaktyk, że zastosowanie tzw. modelowania najmniejszego działania prowadzi do wyniku* $1000(M_0/L_0)$, *prawie o 2 rzędy więcej. Możliwa jest interpretacja, że masa bogatej gromady galaktyk jest większa od sumy mas galaktyk. W tym kontekście Tully mówi o antibiasing. Biasing oznacza, że b= (kontrast materii świecącej) /kontrast całkowity) jest większy od 1, tzn., że rozkład materii jest bardziej równomierny niż rozkład materii świecącej. Tully sądzi, że obserwuje się także* $b < 1$, *tj. antibiasing. Spośród bogatych eliptycznych gromad galaktyk w promieniu 3000 km/s (tj. dla redshiftu* ≈ 0.01), *dających ok. 8 % światła, jest może nawet 40 % masy.*

Bahcall [57] zauważa, że chociaż stosunek M/L *rośnie w miarę zbliżania się do halo galaktycznego, to stabilizuje się mniej więcej w odległościach 0.1-02/h Mpc aż do (co najmniej) 1.5 Mpc, na poziomie 200-300h. Z uwag Bahcall ze strony 45 wynika, że w supergromadach (superclusters) nie oszacowano jeszcze w sposób wiarygodny udziału ciemnej materii.*

Bahcall [57] podaje nieco mniejsze wartości dla ogółu bogatych gromad, $M/L \approx 300h(M_0/L_0)$ *i* $\Omega_0 \approx 0.2$. *Znaczny wkład do masy bogatych gromad wnosi gaz - około* $0.07/h^{1.5}$; *charakterystyczne, że zdaje się on śledzić galaktyki oraz, że jest w stanie stacjonarnym (równowagi hydrostatycznej) [57].*

Dla przykładu, zbadano (a zrobił to już Fritz Zwicky w lata trzydziestych 20 stulecia) udział masy pozagalaktycznej w gromadzie eliptycznych galaktyk w Comie, która wydaje się być grawitacyjnie związana. Stosunek $\frac{M}{L}$ *wyliczony z twierdzenia wirialnego jest rzędu 4-20 (przy stałej Hubble'a rzędu 75) większy od wyliczonego przy założeniu, że cała masa jest pochodzenia galaktycznego; przy górnej wartości otrzymujemy gęstość bliską krytycznej. Z drugiej jednak* *strony nie ma pewności, że ta gromada jest związana. grawitacyjnie.*

Podsumowanie.

Jeśli przyjąć, że relacje Tully - Fishera obowiązują głęboko wewnątrz halo galaktycznego, to sugerują one, że znaczna część masy galaktyk spiralnych znajduje się w ich ciemnym halo. Potwierdzają ten domysł bezpośrednie obserwacje prowadzone między innymi w ramach programu MACHO, oparte na mikrosoczewkowaniu. Niesprzeczny z tym jest fakt zwiększania się stosunku M/L w miarę wzrostu analizowanych struktur - od rzędu 10 dla galaktyk do rzędu setek dla gromad i supergromad galaktyk.

7.9. Skład materii.

Peebles i Partridge oszacowali, na podstawie analizy wpływu pozagalaktycznych obiektów na jasność nieba, że materia w postaci zwykłych gwiazd nie powinna stanowić więcej niż 1 procent masy krytycznej.

Peebles zauważa, że jeśli przybliżenie newtonowskie (twierdzenie o wiriale lub przybliżenie hydrodynamiczne) jest poprawne, to ciemna materia dominuje w galaktykach. Większa część masy galaktyki znajdowałaby się nie w jasnym jądrze, ale na jej peryferiach (patrz uwagi o problemie krzywych rotacji w jednym z poprzednich rozdziałów). Nie wiadomo, czy to samo można powiedzieć o strukturach ponadgalaktycznych; trzeba by 10 razy więcej masy peryferyjnej niż ilość występująca w strukturach. Pozostała masa może być zawarta w ciemnych resztkach gwiazd, w gazie międzygwiezdnym, międzygalaktycznym lub w gazie znajdującym się w strukturach wyższego rzędu, w czarnych dziurach (Nowikow i Thorne [64] podają, że do 5 % masy może znajdować się we wnętrzu czarnych dziur. Jest to prawdopodobnie bardzo optymistyczne oszacowanie).

Zakończmy te rozważania podsumowaniem z perspektywy początku lat 1990-tych napisanym przez Peebles'a (str. 415 w [9]):

It has been known since the 1930s that the velocities of galaxies in clusters are characteristic of a total cluster mass about an order of magnitude larger than the sum of luminous masses observed within galaxies themselves. It has been known since the 1970s that the same is true in the outer parts of spiral galaxies and at least some ellipticals. Before 1980 the usual assumption was that the dark mass is ordinary matter in some not readily detectable form, such as gas, low mass stars, stellar remnants in white dwarfs and neutron stars, or black holes produced by early generations of very massive stars. The 1980s saw the acceptance of another fascinating idea, that the dark mass is in neutrinos or some more exotic nonbaryonic matter, and that a test might be possible by production of these particles in the laboratory or by the laboratory detection of particles from the halo of the Milky Way that pass through the laboratory. Discovering the nature of the dark matter, or explaining why the Newtonian mechanics used to infer its existence has been misapplied, has to be counted as one of the most exciting and immediate opportunities in cosmology today. The problem is well defined, and the material to be interpreted close at hand on the scale of extragalactic astronomy.

7.10. Materia barionowa:

Materia barionowa występuje w gwiazdach i w obłokach gazu stanowiących prawdopodobnie najobfitsze źródło barionów oraz w pozostałościach gwiazd. Nie sądzi się, by była to forma dominująca. Standardowa nukleosynteza w ramach modelu Wielkiego Wybuchu przewiduje dla barionów górną granicę $\Omega_b \approx 0.015h^{-2}$. W przeciwnym razie procentowy udział D_2 odbiegałby od obserwowanego (Gott i in., 1974, patrz odnośnik literaturowy w [9], str. 422). Ograniczenia tego można by uniknąć, gdyby materia barionowa związana była w strukturach typu czarna dziura, standardowe scenariusze powstawania czarnych dziur (jako końcowy etap ewolucji gwiazd) przewidują jednak powstawanie podczas tego procesu dużej ilości metali. Gwiazdy kolapsujące do białych karłów lub gwiazd neutronowych (domniemanych faz pośrednich w zapadaniu do czarnej *dziury) wyrzucają dużą część swojej masy na zewnątrz. Udział ciężkich pierwiastków mógłby być większy niż się obserwuje. Wyjątkiem mogłyby być bardzo ciężkie gwiazdy o masach ponad 10000 mas Słońca, które zapadałyby się do stanu czarnej dziury bez pozbywania się dużej części swojej masy.*

Materia barionowa zdecydowanie dominuje w otoczeniu dysku Drogi Mlecznej ([9], str. 433). Warto prześledzić rozumowanie, które prowadzi do takiej konkluzji.

Po pierwsze, z obserwacji znana jest gęstość materii w płaszczyźnie dysku Drogi Mlecznej; nb., jest to głównie materia gwiezdna (gwiazd na tzw. ciągu głównym). Oszacowanie potencjału grawitacyjnego ϕ w pobliżu dysku, przy założeniu równomiernego rozkładu masy, można otrzymać ze wzoru

$$\frac{d^2}{dz^2}\phi = 2\pi G\Sigma(z). \tag{142}$$

Po drugie, obserwuje się zespoły gwiazd znajdujących się blisko dysku, co do których zakłada się Gaussowski rozkład w składowej v prędkości normalnej do dysku, $\frac{dn}{dz} \approx exp{-}2\pi G\Sigma z/v^2$. Obserwacja rzeczywistej dyspersji v w omawianym zespole pozwala oszacować Σ, powierzchniową gęstość energii.

Analiza, ktorej wyniki tu sprawozdajemy, została przeprowadzona w 1992 roku (patrz referencje w [9], str. 433). Bahcall, Flynn i Gould otrzymali gęstość powierzchniową około $55^+_-10/pc^2$*, gdy odpowiednie oceny gęstości materii w gwiazdach wodorowych, formie gazowej i białyh karłach wynoszą odpowiednio $\approx$ 30, 12, 4.*

Sądzi się, że podobnie jest w jądrach innych galaktyk; głównym argumentem jest zbieżność stosunku M/L dla naszego otoczenia Drogi Mlecznej (ok. 10) i dla jąder gigantycznych galaktyk eliptycznych (ok. 20).

Także gromady galaktyk zawierają dużo barionów (3-10 $h^{-1.5}$% całkowitej masy), głównie w postaci gazu. Jeśli wierzyć w nukleosyntezę oraz przyjąć, że poza gromadami galaktyk jest niewielka ilość materii — a brak danych, by było inaczej —- to jedynym rozwiązaniem jest stosunkowo mała wartość $\Omega_M \approx 0.2-0.3$, przy zym wkład barionów nie przekraczałby 20 procent.

7.11. Materia niebarionowa

Pogląd, że ciemna materia może być gorąca, np., że neutrina mogą stanowić brakujący składnik, został już dawno zarzucony. Aby tak mogło być, neutrina musiałyby mieć masę rzędu $70eV$, niezgodną z istniejącymi w fizyce wysokich energii oszacowaniami. Z tego powodu, między innymi, rozważa się możliwość występowania tzw. zimnej ciemnej materii. Jest otwartym pytaniem, jaki jest skład ciemnej materii. Dotychczasowe poszukiwania (np. cząstek supersymetrycznych) okazały się daremne.

7.12. Czy wszechświat jest otwarty?

Można pokazać, wykorzystując wzór na masę galaktyk spiralnych oraz przyjmujęc ich średnię parametry (gęstość zliczeń, prędkość rotacji w halo), że

$$\Omega_{halo} = \frac{\rho_{halo}}{\rho_{crit}} = 0.4 \times h \times r_h(Mpc). \tag{143}$$

Gdyby rozmiar halo był rzędu 2.5 Mpc (co przypadkowo (?) jest średnią odległością między typowymi galaktykami), to samo galaktyczne halo dostarczłoby tyle masy ile potrzeba dla wszechświata z k=0. Wiadomo jednak, że w grupach galaktyk i gromadach tak nie jest; przyjmuje się tu obcięcie halo w $r_h = 0.2$ Mpc.

Peebles ([9], strona 477) zauważa And at the time this is written it seems prudent to bear in mind the option that what is securely detected on smaller scales, $\Omega \approx 0.1$, is all there is. Tully [21] szacuje Ω_0 na $0.25^-_+0.2$; patrz wzmianka w poprzednim rozdziale. Bahcall [58] podaje cały szereg argumentów przekonujących do świata otwartego z $\Omega_0 < 0.5$.

W końcu minionego stulecia odżyła idea tzw. ciemnej energii. Dowody na jej istnienie przyniosły badania supernowych typu Ia (patrz jeden z wcześniejszych rozdziałów). Stała kosmologiczna — najprostszy sposób wprowadzenia ciemnej energii — w równaniach Einsteina miałaby pozwolić na uzyskanie płaskich przekrojów przestrzennych (powierzchni t=const), tj. $\Omega = 1$. *Obserwacje wskazuje, że ciemna energia stanowiłaby dominujący składnik energii — około* 70%. *Inne — przy tym wcześniejsze — przyczyny zainteresowania stałą kosmologiczną były związane głównie z tzw. scenariuszem inflacyjnym i kłopotami z niekonsystencją wieku wszechświata i jego części (sferoidalnych gromad gwiazd). Stały się one jednak drugorzędne po obserwacjacjach Riessa i innych.*

Peebles (str. 422) relacjonuje wyniki głosowania nad typem wszechświata przeprowadzonego podczas sympozjum "Dark Matter in the Universe" w 1985 roku. Spośród 132 głosujących, 71 nie miało zdania; 31 było zdania, że $0.05 < \Omega < 0.999$*; 28 optowało za* $0.999 < \Omega < 1.001$*; jedynie dwu wierzyło, że* $\Omega > 1.001$.

Postępy obserwacyjne końca drugiego tysiąclecia i początku trzeciego sprawiły, że mówi się o erze precyzyjnej kosmologii. Podstawowe parametry kosmologiczne są wyznaczone z dokładnością 10 procent. Ale mimo to prawdopodobnie i w chwili obecnej nie ma innego sposobu na ustalenie typu wszechświata, jak demokratyczne głosowanie. Tyle, że od dawna nie są one przeprowadzane.