4.4 Kinematik von elliptischen Galaxien

Ausgangsbasis

Oberflächliche Einschätzung: Elliptische Galaxien (und Zentralsphäroide von Scheibengalaxien, *bulges*) sind einfach strukturierte Systeme,

– Axialsymmetrische Rotationsellipsoide,

– Abflachung und Stabilisierung durch Rotation;

– Sehr geringer Gasgehalt, kaum Staub;

– Nur alte Sterne, Sternentstehungsrate $\Psi \simeq 0$ seit vielen 10^9 a.

Wesentliche Erkenntnisfortschritte durch detaillierte Spektroskopie:

- Massereiche E-Galaxien rotieren kaum, massearme E-Galaxien und *Bulges* hingegen zeigen oft signifikante Rotation!
- Häufig komplexe kinematische Strukturen: Gegenläufig rotierende Kernbereiche; schwache eingebettete (rotierende) stellare Scheiben.
- Insbesondere massearme E-Galaxien enthalten *auch* „jüngere" (Alter $\lesssim 5 \cdot 10^9$ a) Sterne.
- Erhebliche Mengen an heißem ($\sim 10^7$ K) Gas, sichtbar nur im Röntgenbereich.
- Praktisch jede elliptische Galaxie und jeder *Bulge* enthält ein massereiches ($10^6 \ldots 10^{10}\ M_\odot$) schwarzes Loch.

Komplexe Struktur heutzutage oft gedeutet als Anzeichen der Entstehung elliptischer Galaxien durch Verschmelzung kleinerer Einheiten, z.B. zweier Spiralgalaxien (*Merger*).

Grundgleichungen

Da Sterne quasi-kollisionsfreies Gas bilden (s.o.), können separate Komponenten für lange Zeit koexistieren. Aufgabe der Identität erst $\sim$ nach Relaxationszeitskala.

Im allgemeinen kann *nicht* davon ausgegangen werden, dass Ort $\vec{x}$ und Geschwindigkeit $\vec{v}$ einer Komponente eng verknüpft sind (anders als z.B. in Scheibengalaxien mit Kreisbahnen und $v = v(R)$).

D.h. zur Charakterisierung des Systems braucht man nicht nur die Verteilungsfunktion der Positionen $n(\vec{x})$, sondern auch die der Geschwindigkeiten am Ort $\vec{x}$.

$\Rightarrow$ Verteilungsfunktion im *Phasenraum*:

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t)\, dx\, dy\, dz\, dv_x\, dv_y\, dv_z$$

gibt an die Anzahl der Sterne zum Zeitpunkt t pro Volumen- und Geschwindigkeitselement.

Anzahldichte der Sterne im Raum:

$$n(\vec{x}, t) \;=\; \int\!\!\int\!\!\int f\, dv_x\, dv_y\, dv_z$$

Gesamtzahl der Sterne bleibt erhalten $\Rightarrow$ Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial f \dot{x}_i}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial f \dot{v}_i}{\partial v_i} \;=\; 0 \quad .$$

Unabhängigkeit von Ort und Geschwindigkeit (mit $\dot{x}_i = v_i$):

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0$$

Beschleunigung $\dot{v}_i$ ist durch das Gravitationspotential gegeben:

$$\dot{v}_i \; = \; -\frac{d\Phi}{dx_i}$$

Damit ergibt sich die *Grundgleichung der Stellardynamik* („Stoßfreie Boltzmanngleichung“; vgl. Thermodynamik):

$$\frac{df}{dt} \; = \; \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3} v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} - \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}\frac{\partial f}{\partial v_i}$$

Übliche Einschränkung: Betrachte nur stationäre Systeme, d.h.

$$\partial f / \partial t = 0 \, .$$

Aufgabe des Beobachters: Bestimme $f(\vec{r}, \vec{v})$ aus empirischen Daten. Praktisch aber allenfalls in Milchstraße möglich (Einzelsterne).

Statt dessen: Bestimme *„Momente“* von f, z.B.

Anzahldichte = 0. Moment in v:

$$n(\vec{x}) = \int f \, d^3 v$$

Mittlere Geschwindigkeit = 1. Moment in v

$$\bar{v}_i = \frac{1}{n} \int v_i \, f \, d^3 v$$

Geschwindigkeitsdispersion = 2. zentrales Moment in v

$$\sigma_i^2 = \frac{1}{n} \int (v_i - \bar{v}_i)^2 \, f \, d^3 v$$

Anwendung auf Boltzmanngleichung führt auf drei Beziehungen („Jeans-Gleichungen“, nach J. Jeans; s. Binney & Tremaine, S. 195f):

(J1)

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(n\bar{v}_i) = 0 \; .$$

(J2)

$$\frac{\partial}{\partial t}(n\bar{v}_j) + \frac{\partial}{\partial x_i}(n\bar{v}_i\bar{v}_j) + n\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} = 0 \; .$$

(J3)

$$n\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial t} + n\bar{v}_i\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} = -n\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i}(n\sigma_{ij}^2)$$

mit dem „Geschwindigkeitsdispersions-Tensor“ $\sigma_{ij}^2 \equiv \overline{v_i v_j} - \overline{v}_i \overline{v}_j$

σ_{ij}^2 ist symmetrisch $\Rightarrow$ kann diagonalisiert werden; dann geben σ_{11}, σ_{22}, σ_{33} die Standardabweichungen der Sterngeschwindigkeiten in Richtung der *kinematischen Hauptachsen* des Systems an.

Lösungen der Jeans-Gleichungen geben Aufschluss über dreidimensionale Struktur des Systems. Leider in meisten Fällen immer noch nicht ausreichend durch Beobachtungen eingeschränkt; Zusatzannahmen über Symmetrien nötig.

Ein System heißt *isotrop*, wenn gilt:

$$\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} \; ,$$

dann sind die σ direkt messbar (s.u.). Neuere Messungen zeigen leider: Elliptische Galaxien sind in der Regel in erheblichem Maße *anisotrop*.

Folge: Rekonstruktion der dreidimensionalen kinematischen Struktur sehr kompliziert und modellabhängig.

Geschwindigkeitsdispersion

Einzige messbare Verteilung: Geschwindigkeiten *in Richtung der Sichtlinie*, → muss mit größtmöglicher Genauigkeit gemessen werden!

Dazu: Spektroskopie stellarer Absorptionslinien (Überlagerung aller Sterne längs der Sichtlinie). Schwierigkeiten:
• oft schwaches Signal, schwer zu messen;
• Linien der Sterne sind bereits verbreitert;
• einzelne Linien gibt es kaum, insbesondere bei alten kühlen Sternen;
• „Sichtlinie“ in Wirklichkeit „Sichtzylinder“.

Vorgehensweise:

1. Man nehme ein Sternspektrum (Stern aus der Sonnenumgebung), dessen Spektraltyp etwa dem der Galaxie entspricht.
2. Wenn $f(v_r)$ bekannt wäre, erhielte man das beobachtete Galaxienspektrum durch Faltung des Sternspektrums mit $f(v_r)$.
3. Umgekehrt ist dies ein Entfaltungsproblem: Schätze $f(v_r)$ aus Beobachtungen und Referenzstern-Spektrum!

Datenqualität oft nicht ausreichend für Bestimmung von $f(v_r)$. Dann Reduktion auf Messung von Mittelwert und Standardabweichung $\bar{v}_r$ und σ_r (Momente in Richtung der Sichtlinie).

Falls Geschwindigkeiten in Sichtlinie annähernd normalverteilt:

$$f(v) = e^{-0.5[(v-\bar{v})^2/\sigma^2]}$$

und intrinsisches Linienprofil ebenfalls $\sim$ Gaußkurve mit Breite σ_L, dann gilt für die gemessene Linienbreite σ':

$$\sigma'^2 = \sigma_r^2 + \sigma_L^2 \quad \Rightarrow \quad \sigma_r^2 = \sigma'^2 - \sigma_L^2 \ .$$

Resultate:

Rotation: ist nachweisbar in E-Galaxien, aber $v_{\rm rot}$ in massereichen E ist i.allg. sehr viel kleiner als in Scheibengalaxien, typischerweise $v_{\rm rot} < 50\,{\rm km/s}$. Bei weitem nicht ausreichend zur Stabilisierung gegen gravitativen Kollaps!

Geschwindigkeitsdispersion: i.allg. sehr viel größer als Rotationsgeschwindigkeit. Deutet auf Stabilisierung durch *ungeordnete Bewegungen der einzelnen Sterne.*

Als Funktion des Abstands vom Zentrum:
σ fällt langsam von innen nach außen ab oder bleibt $\sim$ konstant.

Für massearme E-Galaxien und *Bulges* sind $v_{\rm rot}$ und σ_r miteinander korreliert; wenn σ_r gemittelt wird innerhalb $r < r_{\rm eff}$, gilt: $v_{\rm rot} \simeq \bar{\sigma}_r$.

$v_{\rm max}/\sigma_r$ ist nicht mit der Elliptizität der Galaxie $e = 1 - b/a$ korreliert. Daraus folgt, dass E-Galaxien keine durch Rotation abgeflachten Sphäroide sein können (Beweis: $\rightarrow$ Übung).

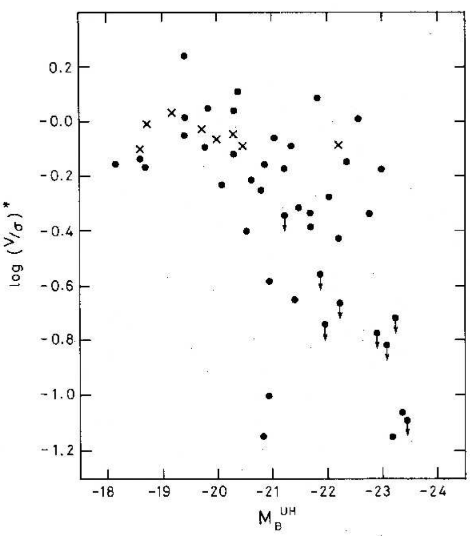


FIG. 4.—Log $(V/\sigma)^*$ against absolute magnitude. Ellipticals are shown as filled circles and the bulges as crosses; $(V/\sigma)^*$ is defined in § IIIb.

Faber-Jackson-Relation und „Fundamental Plane“

Gesamtleuchtkraft L und *zentrale* Geschwindigkeitsdispersion σ_c sind korreliert (Faber & Jackson 1976):

$$L \propto \sigma_c^4$$

(Analogie zur Tully-Fisher-Relation).
Allerdings: Erhebliche Streuung, die *nicht* auf Meßfehlern beruht!

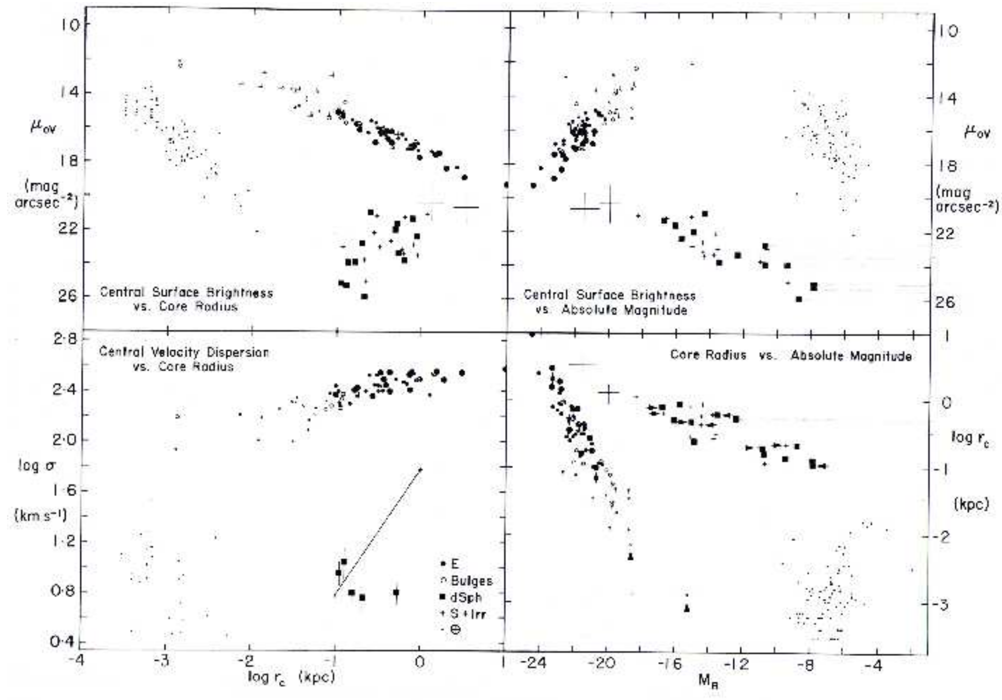
Weitere Korrelation (Kormendy 1977):

$$r_{\rm eff} \propto F(r_{\rm eff})^{-0.85} \quad .$$

wobei $F(r_{\rm eff})$ die *mittlere Flächenhelligkeit* für $r < r_{\rm eff}$ ist.
Mit $F(r_{\rm eff}) = L/(2\pi r_{\rm eff})$ ergibt sich eine mehrparametrige Beziehung:

$$r_{\rm eff} \propto \sigma_c^{1.4} \cdot F(r_{\rm eff})^{-0.85}$$

Im 3-dimensionalen Parameterraum $(r_{\rm eff}, \sigma_c, F(r_{\rm eff}))$ sind elliptische Galaxien auf eine Ebene (*„fundamental plane“*) konzentriert. Senkrecht auf diese Ebene ist die Streuung sehr gering.



see: Kormendy (1987) *Nearly Normal Galaxies*, Springer Verlag

Massenverteilung in elliptischen Galaxien

Messung von $\rho(\vec{r})$ erheblich schwieriger als in S-Galaxien. Indikatoren:

- Verlauf von $\sigma(r)$ ($\rightarrow$ projizierte Massendichte)
- Profil der Geschwindigkeits-Verteilungsfunktion (Massenverteilung entlang der Sichtlinie).

Annahmen: Sphärische Symmetrie (aber nicht notwendigerweise Kreisbahnen!); tangentiale Geschwindigkeitsdispersion σ_θ ist $\sim$ konstant über die Galaxie; Anzahldichte als Potenzgesetz approximierbar,

$$n(r) \propto n_0 r^{-k} \quad \text{mit} \quad k \sim 3$$

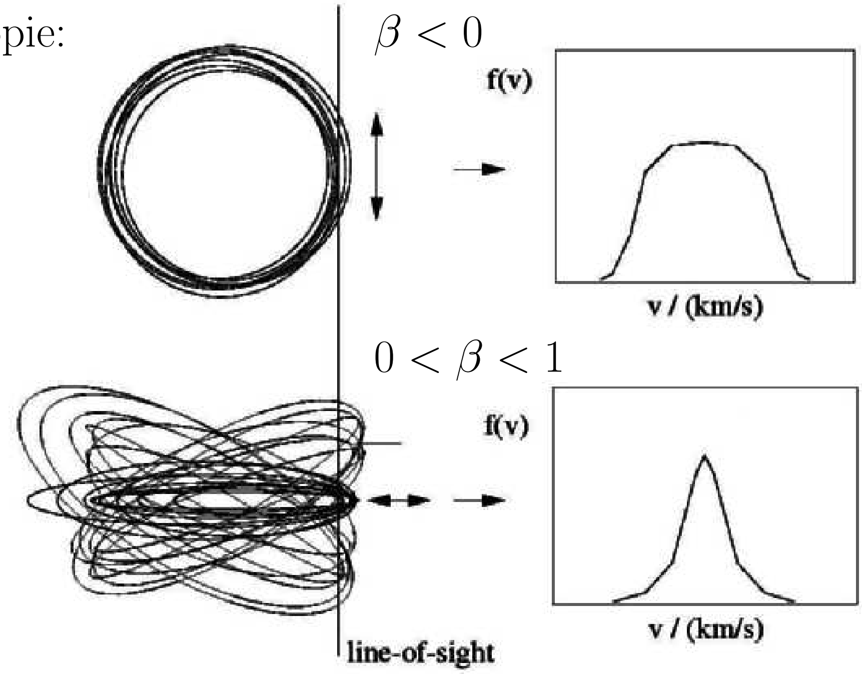
Problem: Mögliche Anisotropie der Geschwindigkeitsverteilung. Quantifizierung über „Anisotropieparameter“ β:

$$\beta \equiv 1 - (\overline{v_\theta^2}/\overline{v_r^2})$$

Vollständige Isotropie: $\beta = 0$
($\overline{v_\theta^2} = \overline{v_r^2}$)

Tangentiale Anisotropie: $\beta < 0$
($\overline{v_\theta^2} > \overline{v_r^2}$)

Radiale Anisotropie: $0 < \beta < 1$
($\overline{v_\theta^2} < \overline{v_r^2}$)



Falls $\beta \simeq$ const. für eine Galaxie, dann kann die erste Jeans-Gleichung leicht integriert werden und liefert

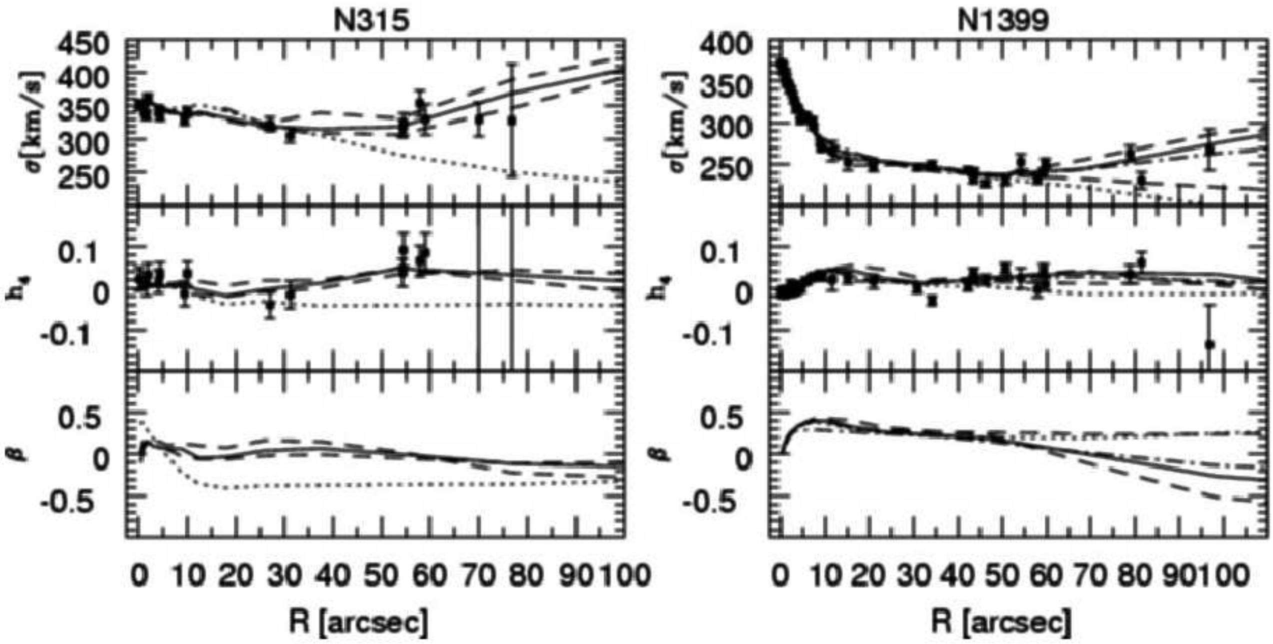
$$M(<r) = \frac{\sigma_\theta^2\, r}{G}\, \frac{k-2\beta}{1-\beta}$$

Mit $k = 3$ folgt die Massenverteilung für verschiedene β:

$$\begin{array}{ll} \beta = 0: & M(<r) = 3\sigma_\theta^2 r/G \\ \beta \to -\infty: & M(<r) \to 2\sigma_\theta^2 r/G \\ \beta \to 1: & M(<r) \to \infty \end{array}$$

Man kann also eine *untere Grenze* für die bei r eingeschlossene Masse angeben (unter Annahme tangentialer Bahnen), die Masse kann aber auch sehr viel größer sein, wenn radiale Bahnen häufig sind!

Bei sehr guten Daten: spektroskopische Bestimmung höherer Momente der Verteilungsfunktion $f(\vec{r}, \vec{v}) \Rightarrow$ empirische Einschränkung von β. Nur in besonders nahen & hellen Galaxien machbar.



Dunkle Materie in elliptischen Galaxien?

Problem: Messung von $\sigma(r)$ in Außenbereichen von E-Galaxien extrem schwierig. Spektroskopie von Galaxie-Absorptionslinien nur in Innenbereichen machbar.

Weiter außen: Radialgeschwindigkeiten von Planetarischen Nebeln und Kugelsternhaufen (Halo-Objekte), bei genügender Anzahl auch Bestimmung von σ möglich.

Während weiter innen $\sigma(r)$ i.allg. $\sim$ konstant oder leicht abfällt, gibt es in einzelnen Objekten Anzeichen für Anstieg bei großen r.

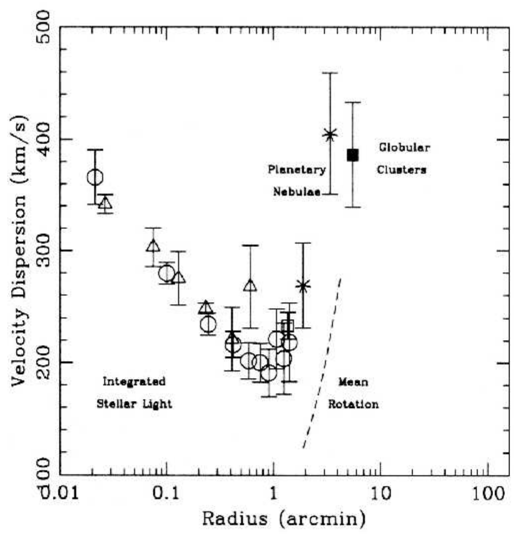


Figure 2. Velocity dispersion σ vs $\log r$ for (i) integrated light of NGC 1399 (open symbols), (ii) the globular cluster in NGC 1399 (filled square) and (iii) our PNs velocity measurements (stars). The dotted curve shows the rotational velocity for our solid body rotation fit to the velocity of the PNs. For comparison, the surface brightness of NGC 1399 at a radius of 3 arcmin is $\mu_B = 24.5$ mag arcsec^{-2}.

$\Rightarrow$ Hinweis auf riesigen Halo aus Dunkler Materie!

Allerdings gibt es neuere Resultate, die davon abweichen: Einzelne E-Galaxien scheinen keinen massereichen DM-Halo zu besitzen ($\sigma(r)$ fällt immer weiter ab!). Noch nicht endgültig geklärt.