

Spiralgalaxien – Struktur und Rotationskurve

S. Reinhardt

27.06.2001

Übersicht

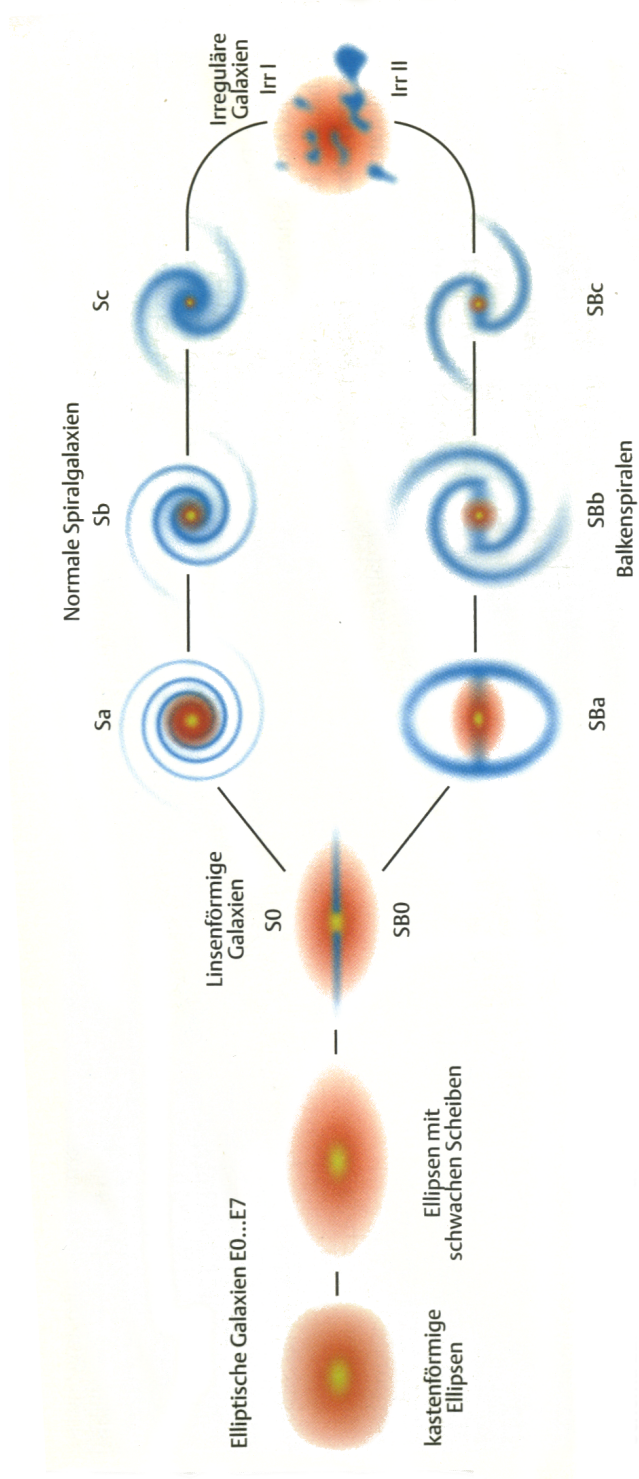
1. Klassifikation und Eigenschaften von Galaxien

2. Spiralgalaxien

- Axialsymmetrische Potentiale, Lindblad-Resonanzen
- Dichtewelle-Theorie

3. Balkengalaxien

Hubble Klassifikation (1926)



Elliptische Galaxien

- Mehr oder weniger flache Ellipsen mit einem Achsenverhältnis von 1 bis 3

$$\begin{aligned}\epsilon &= \frac{a-b}{a} \\ \Rightarrow \epsilon &= 0 \dots 0,7\end{aligned}$$

- besitzen keine besondere Substruktur
- besitzen wenig Gas, aber eine relativ alte Sternpopulation (erscheinen daher rötlich)
- Helligkeitsprofil durch Hubble-Gesetz beschrieben:

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{r}{a} + 1\right)^{-2}$$

Spiralgalaxien

- besitzen Spiralarme eingebettet in eine dünne Scheibe (Achsenverhältnis bis 100)

- Kriterien für Hubble-Sequenz (Sa→Sc):
 1. relative Wichtigkeit des zentralen Bulge: Verhältnis der Grösse Bulge zu Scheibe schrumpft von Sa zu Sc
 2. Auflösung und dominanz der Spiralarme
 3. Gegenwart von Gas und Staub, Ionisationsgebiete, und Regionen von jungen Sternen, die zunehmen in Richtung Sc
 4. Spiralarme öffnen sich immer mehr von Sa zu Sc
 5. die Gesamthelligkeit wird kleiner von Sa nach Sc

- Helligkeitsprofil
 - Zentraler Bulge: ähnlich zu elliptischen Galaxien; Rotation ist grösser als bei elliptischen Galaxien; Helligkeitsprofil ist anders entlang der kleinen Achse; nicht so dicht und leuchtkräftig; im Mittel flacher als elliptische Galaxien;

– Scheibe: Helligkeitsprofil

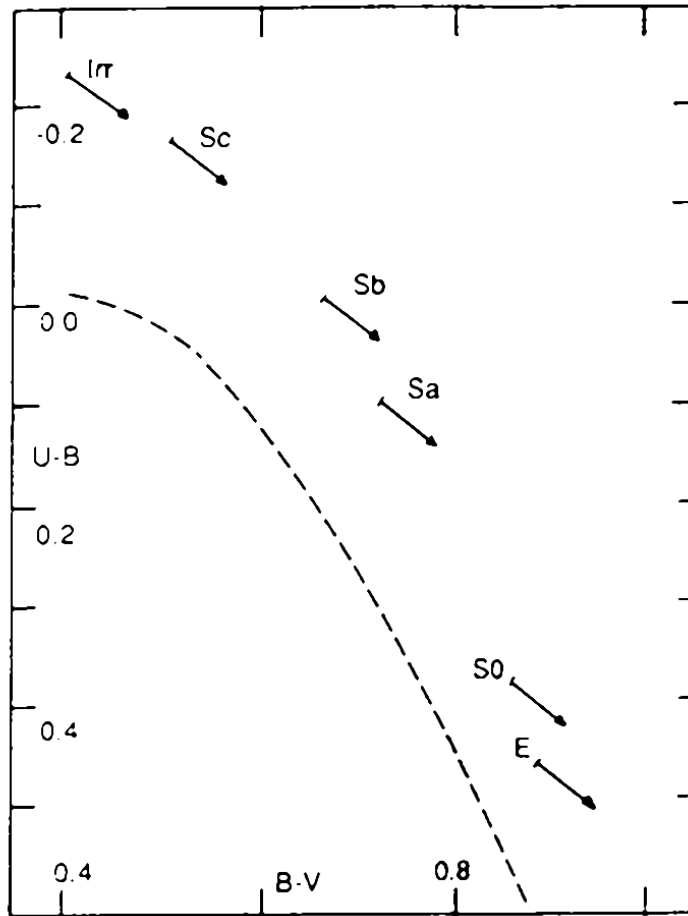
$$I(r) = I_0 e^{-\frac{r}{r_0}}$$

- Sternpopulation:
 - junge, helle, blaue Sterne (Population I) in der Scheibe
 - kalte, grosse, rote Sterne (Population II) im zentralen Bulge
 - Interpretation der Hubble-Sequenz E-Sa-Sb-Sc-Irr als kontinuierliche Variation der relativen Wichtigkeit der Population (Elliptische Galaxien Population II Sterne, Irreguläre Galaxien Population I Sterne)

Zusammenfassung

Galaxieigenschaften in Bezug auf die Klassifikation						
	E0-E7	S0	Sa	Sb	Sc	Irr
Bulge	Alles Bulge; keine Scheibe	Bulge und Scheibe	Gross	→	Klein	Keinen
Spiralarms	Keine	Keine	glatt, eng	→	offen, scharf	gelegentlich Spuren
Gas	praktisch keins	praktisch keins	~ 1%	2 – 5%	5 – 10%	10 – 50%
Junge Sterne und HII-Regionen	Keine	Keine	Spuren	→	Viele	Bestimmt Erscheinung
Sterne	Alt($10^{10} a$)	alt	einige junge	→	→	viele junge, wenige alte
Farbe	Rot	Rot	→	→	→	Blau
Masse [M_{\odot}]	$10^8 - 10^{13}$		$10^{12} - 10^9$			$10^8 - 10^{11}$
Helligkeit [L_{\odot}]	$10^6 - 10^{11}$		$10^{11} - 10^8$			$10^8 - 10^{11}$

U-B, B-V-Diagramm



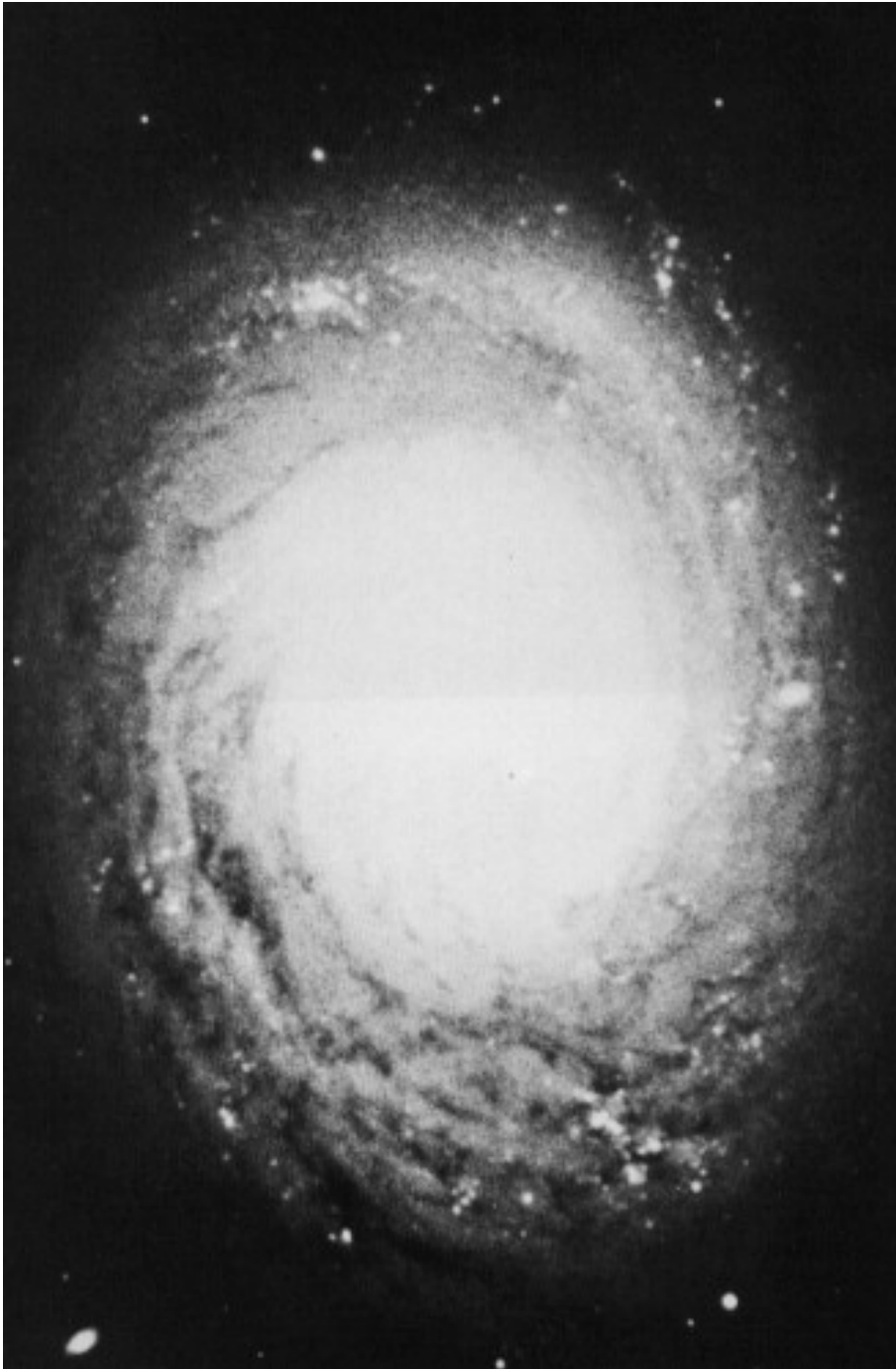
Punkte normale Galaxien, gestrichelte Linie Hauptreihe der Sterne, Pfeile zeigen den Effekt durch Korrektur für Galaxienrötung

Beispiel



NGC 1365, SBb

Beispiel



NGC 4736=M94, Sa

Beispiel



NGC 5194=M51, Sc

Helle Haufen (Sternentstehungsgebiete) rot

Beispiel



NGC 4486=M87, E0(E1?)

Verteilung

Environment	Morphological Type	Number of Stochastic Spirals	Number of Global Spirals	Percentage of Global Spirals
Isolated	SA	15	7	32%
	SAB	7	16	70%
	SB	4	11	73%
Binary	SA	3	4	57%
	SAB	1	16	94%
	SB	1	11	92%
Grouped	SA	15	32	68%
	SAB	21	38	64%
	SB	12	45	79%
Total:		79	180	69%

(The error in the percentage of global spirals is estimated to be $\pm 10\%$.)

Stabilität

Annahme Die Relaxationszeit für eine Galaxie mit Dicke h und Radius R :

$$\frac{T_{relax}}{t_c} = \frac{h}{R} \frac{N}{8 \log N}$$

$$t_c = \frac{R}{v} \text{ Durchquerungszeit}$$

$$\frac{T_{relax}}{t_c} \approx 10^8, \text{ mit } N = 10^{11}$$

⇒ Stossfreies Ensemble von Sternen

Jeans Instabilität Ein System mit einer Dichteschwankung ist nur dann stabil, wenn

$$\lambda_J = \frac{\sigma}{\sqrt{G\rho_0}} > \lambda$$

Stabilität auf kleinen Skalen

Stabilität durch Rotation Ein System ist gegen Störungen stabil, wenn

$$L > L_{crit} = \frac{2G\mu}{3\Omega^2}$$

Stabilität auf grossen Skalen

Stabilitäts Kriterium

Um Stabilität auf allen Skalen zu garantieren muss gelten

$$\lambda_J = \frac{L_{crit}}{\Omega} \approx \text{Größenordnung Galaxie}$$

$$\Rightarrow \sigma = \frac{G\mu}{\Omega}$$

Genaue Rechnung für 2-dim. Scheibe ergibt

$$\sigma_r = 3,36 \frac{G\mu}{\kappa}$$

Toomre Kriterium

$$Q = \frac{\text{beobachtete Geschwindigkeitsschwankung}}{\sigma_r}$$

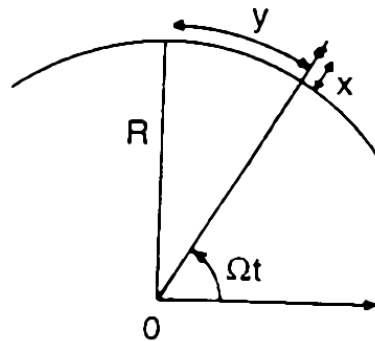
> 1, um Stabilität zu erhalten

Sternbahnen

Epizyklen Approximation Axialsymmetrisches Potential $U(r, z)$, die Bahnen sollen fast kreisförmig sein.

x ist die radiale Abweichung von der Kreisbahn und y ist die azimuthale Abweichung:

$$r = R + x \quad ; \quad \theta = \Omega t + y$$



Man erhält als Ergebnis

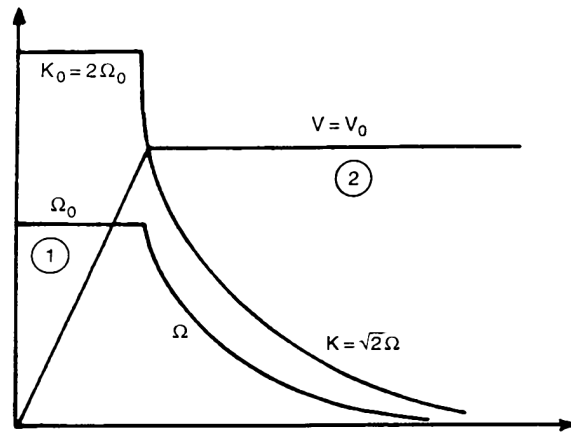
$$\begin{aligned} \ddot{x} + \kappa^2(x - x_0) &= 0 \\ \dot{y} &= -\frac{2\Omega x}{R} \\ \kappa^2 &= R \frac{d\Omega^2}{dR} + 4\Omega^2 \end{aligned}$$

Das Epizykel hat ein Achsenverhältnis von $\kappa/(2\Omega)$

Welche Werte kann κ annehmen?

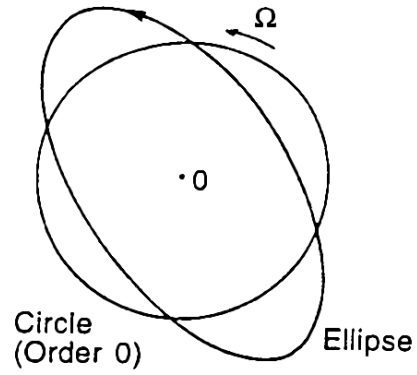
Grobe Rotationskurve einer Galaxie. Im Zentralbereich eine feste Rotation gebunden an das Zentrum (1), weiter aussen differentielle Rotation bei konstantem Potential (2)

- (1) $\Omega = \text{const.} = \Omega_0$ und $V = \Omega_0 r$
 (2) $V = \text{const.} = V_0$ und $\Omega = \frac{V_0}{r}$



- (1) $\kappa = 2\Omega_0$
 (2) $\kappa = \sqrt{2}\Omega$
 $\Rightarrow 1 < \frac{\kappa}{\Omega} \leq 2$

Wenn $\kappa = 2\Omega$, dann ist die Bahn eine Ellipse mit 2 Schleifen pro Umdrehung.



Lindblad Resonanzen

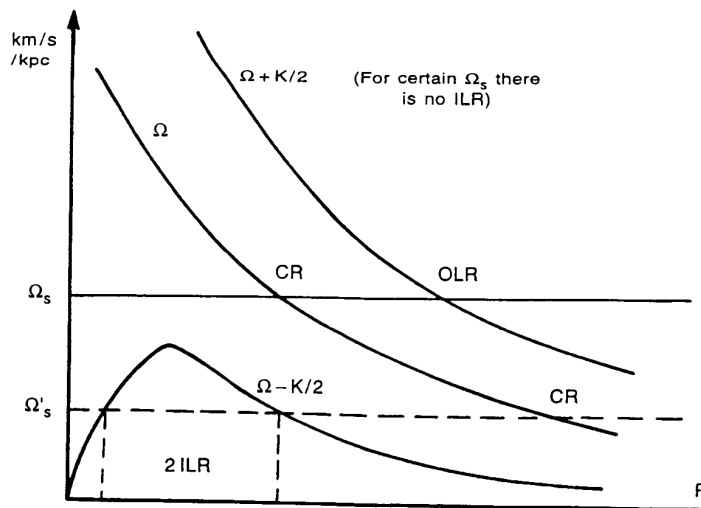
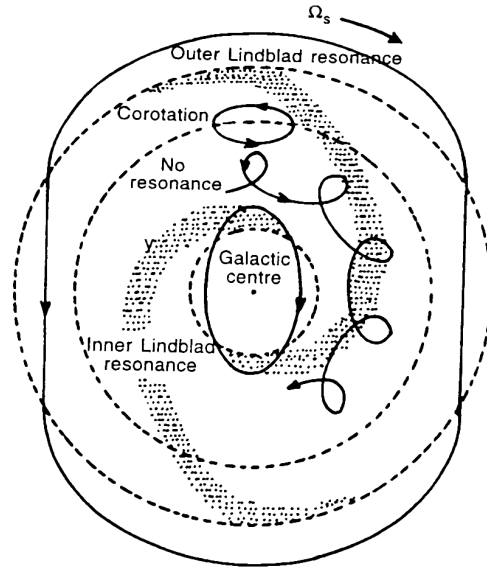
Durch eine Störung existiert eine ausgezeichnete Winkelgeschwindigkeit Ω_P (z. B. Spirale mit m -Armen, ein Balken, ein Begleiter). Im Bezugssystem, das mit der Störung rotiert, ist die Winkelgeschwindigkeit der Sterne

$$\Omega' = \Omega - \Omega_P$$

Es gibt Regionen in denen sich die Epizyklusbahnen nach m Schleifen wieder schliessen.

$$\Omega' = \frac{\kappa}{m}$$

Es gibt also eine Resonanz zwischen Bahn und Störung. Diese Regionen heissen Lindblad Resonanzen. Die Resonanz mit $\Omega(r_{CR}) = \Omega_P$ heisst Korotation (r_{CR} Radius der Korotation).



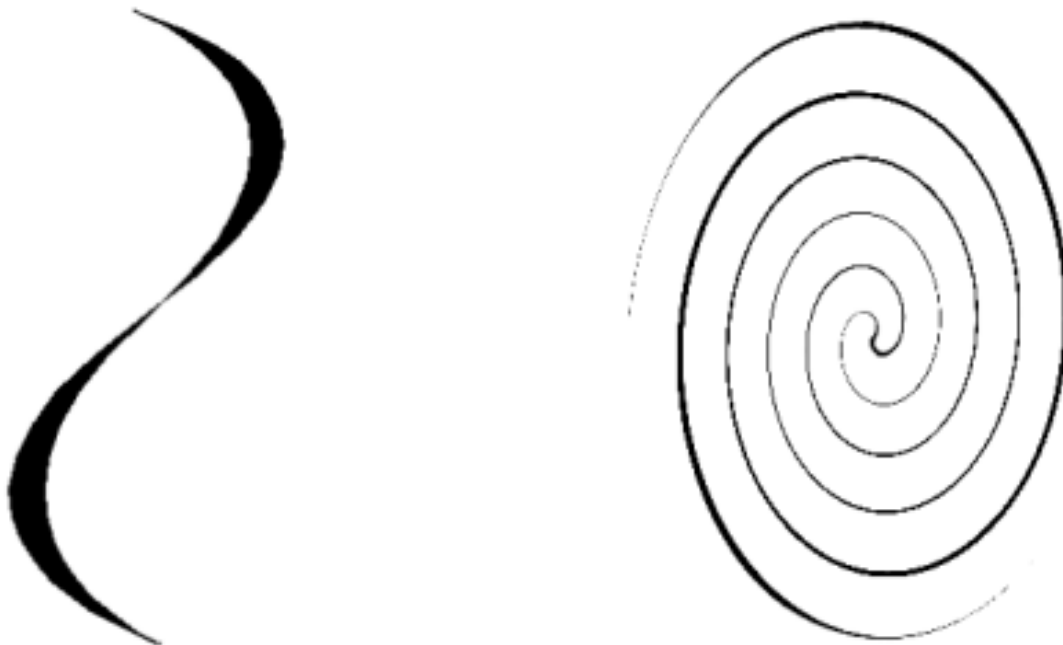
ILR=Innere Lindblad Resonanz $\Omega_P = \Omega - \kappa/2$
 OLR=Äussere Lindblad Resonanz $\Omega_P = \Omega + \kappa/2$

Dichtewelle-Theorie(Lin und Shu, 1964)

Um die Spiralarme in einer Galaxie zu erklären verwendet man die Dichtewelle-Theorie.

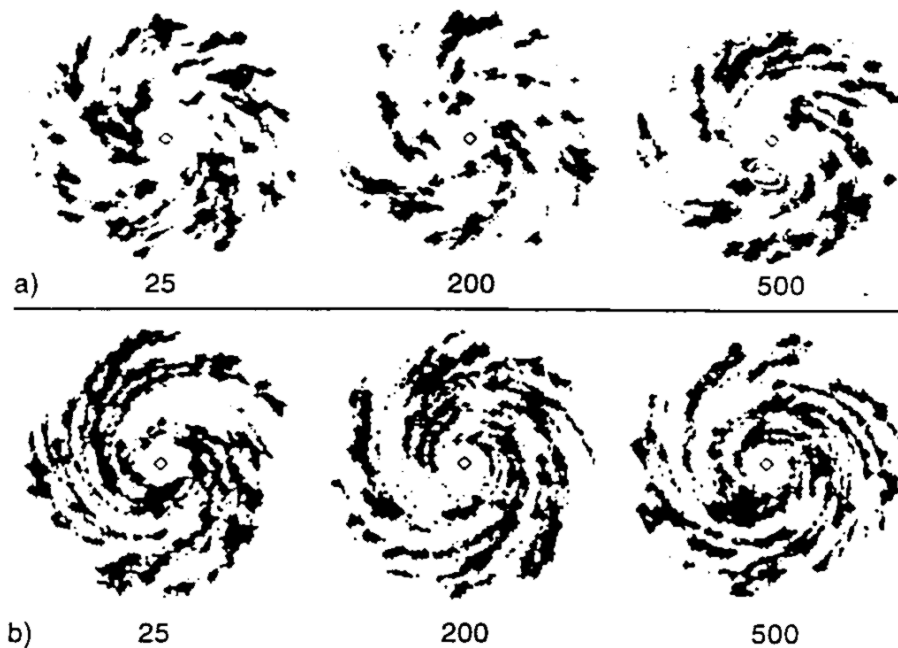
Was die Spiralarme nicht sind

Spiralarme sind keine Materienarme, da diese sich durch die differentielle Rotation der Galaxie schnell aufwickeln würden und daher schnell verschwinden würden.



Stationäre und temporäre Spiralarme

Nicht alle Spiralgalaxien haben (meistens) zwei ausgeprägte Spiralarme. Es gibt Spiralarme, die aus Filamenten aufgebaut sind und durch die differentielle Rotation eine spiralförmige Erscheinung bekommen. Diese haben eine kurze Lebensdauer und können durch eine kontinuierliche Sternentstehung erklärt werden.



Für stationäre Spiralarme braucht man die Dichtewelletheorie. Man nimmt hier eine starr rotierende Störung an, die mit Ω_P rotiert. Die Störung wird als Welle betrachtet.

Kinematische Wellen

Im folgenden werden masselose Teilchen betrachtet. Bei den Linblad Resonanzen wurde eine Störung mit der Winkelgeschwindigkeit Ω_P eingeführt. Für jede Bahn mit Ω und κ kann ein Ω_P gefunden werden, so dass

$$\Omega - \Omega_P = \pm \frac{\kappa}{2}$$

Die Bahn schliesst sich dann zu einer Ellipse. Wenn $\Omega - \kappa/2$ fast konstant ist für die meisten Sterne, so ist jedes Muster, das durch die Sterne erzeugt wird, quasipermanent im rotierenden Bezugssystem, das mit Ω_P rotiert.

Keine Kurve

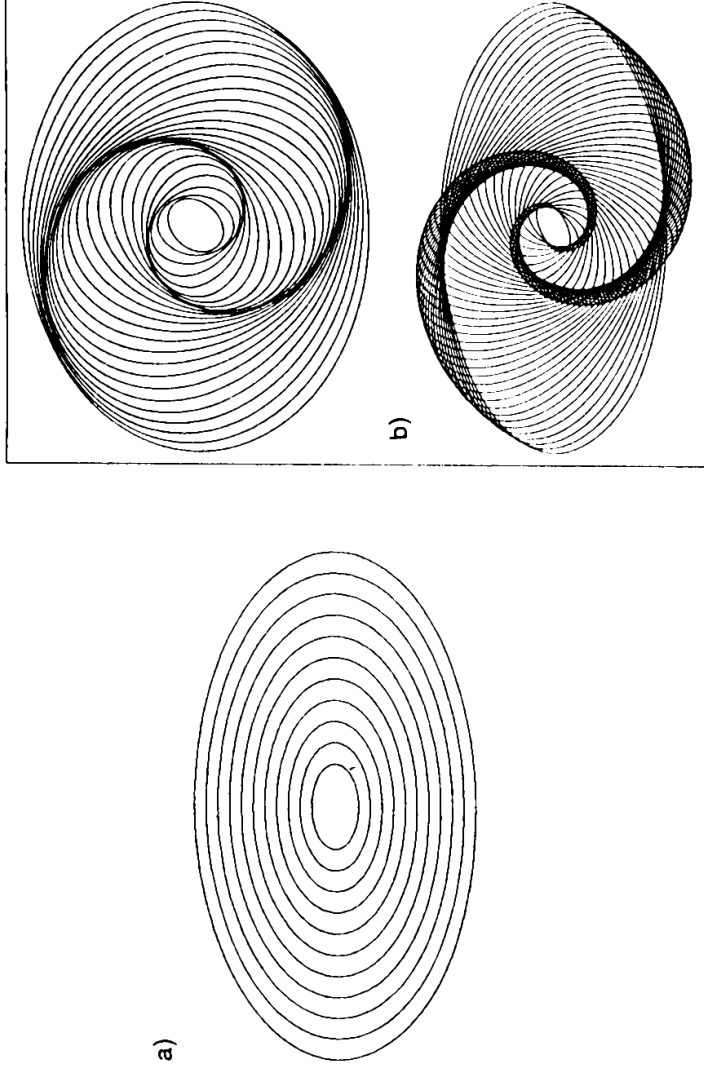
$$\Omega - \frac{\kappa}{m}$$

variiert so langsam wie

$$\Omega - \frac{\kappa}{2}$$

⇒ Spiralstrukturen mit zwei Armen bevorzugt

Strukturen



Einfachste Struktur einen Balken (a). Bei einer abstandsabhängigen Drehung $\theta(R)$ der Hauptachsen der einzelnen Bahnen erhält man Spiralstrukturen ($\theta(R) = -\alpha \log R + \text{const.}$)

Wellendispersionrelation

Potential

$$\begin{aligned}
 V &= V_0 + V_1(r, \theta, t) \\
 V_0 &= \text{ungestörtes axialsym. Potential} \\
 V_1(r, \theta, t) &= \text{Störung}
 \end{aligned}$$

Für die Störung wird angesetzt:

$$\begin{aligned}
 V_1(r, \theta, t) &= A(r) \cdot e^{i(\omega t + m\theta - m\Phi(r))} \\
 A(r) &= \text{zeitunabhängige Amplitude} \\
 \omega &= \text{reelle und konstante Frequenz} \\
 m &= \text{Anzahl der Arme} \\
 \Phi(r) &= \text{radiale Phase der Welle im Abstand } r
 \end{aligned}$$

Die Winkelgeschwindigkeit der Welle ist

$$\Omega_P = \frac{\omega}{m}$$

Für feste Zeit t und $r = \text{const.}$ hat die Störung die Gestalt einer mehrfachen Sinuswelle

$$V_1 \sim \cos(m\theta + \text{const.}(R, t))$$

Orte der Minima im Abstand r ($m=2$)

$$\begin{aligned}\theta_{P_1}(r) &= \Phi(r) - \Omega_P \cdot t - 90^\circ \\ \theta_{P_2}(r) &= \theta_{P_1}(r) + 180^\circ\end{aligned}$$

\Rightarrow die Form der Spirale ist vollständig durch $\Phi(r)$ bestimmt.

Wellenzahl k und Wellenlänge λ :

$$\begin{aligned}k(r) &= \frac{d\Phi(r)}{dr} \\ \lambda(r) &= \frac{2\pi}{k}\end{aligned}$$

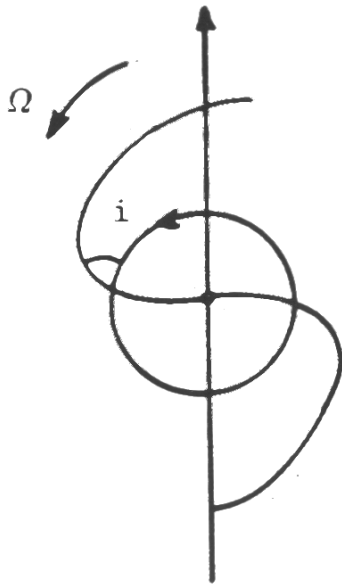
Anstellwinkel i (Winkel zwischen Spiralarm und Kreis $r=\text{const.}$):

$$\tan i = \frac{1}{r} \frac{dr}{d\Phi} \approx \frac{1}{kr} (kr \gg 1)$$

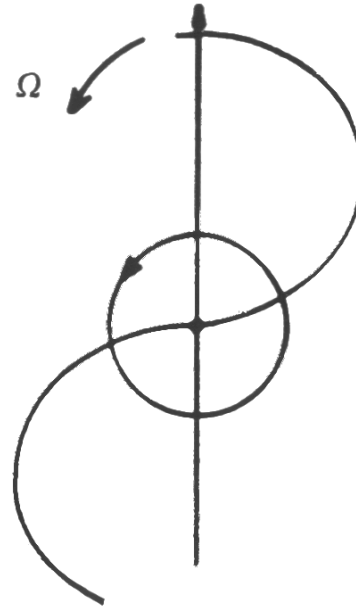
Anstellwinkel für verschiedene Galaxientypen

$$\begin{aligned}Sa &\sim 8^\circ \\ Sb &\sim 15^\circ \\ Sc &\sim 20^\circ\end{aligned}$$

Wenn $k < 0$, dann wird die Welle als "leading" (führend) bezeichnet. Wenn $k > 0$, dann wird sie als "trailing" (nachschiebend) bezeichnet.

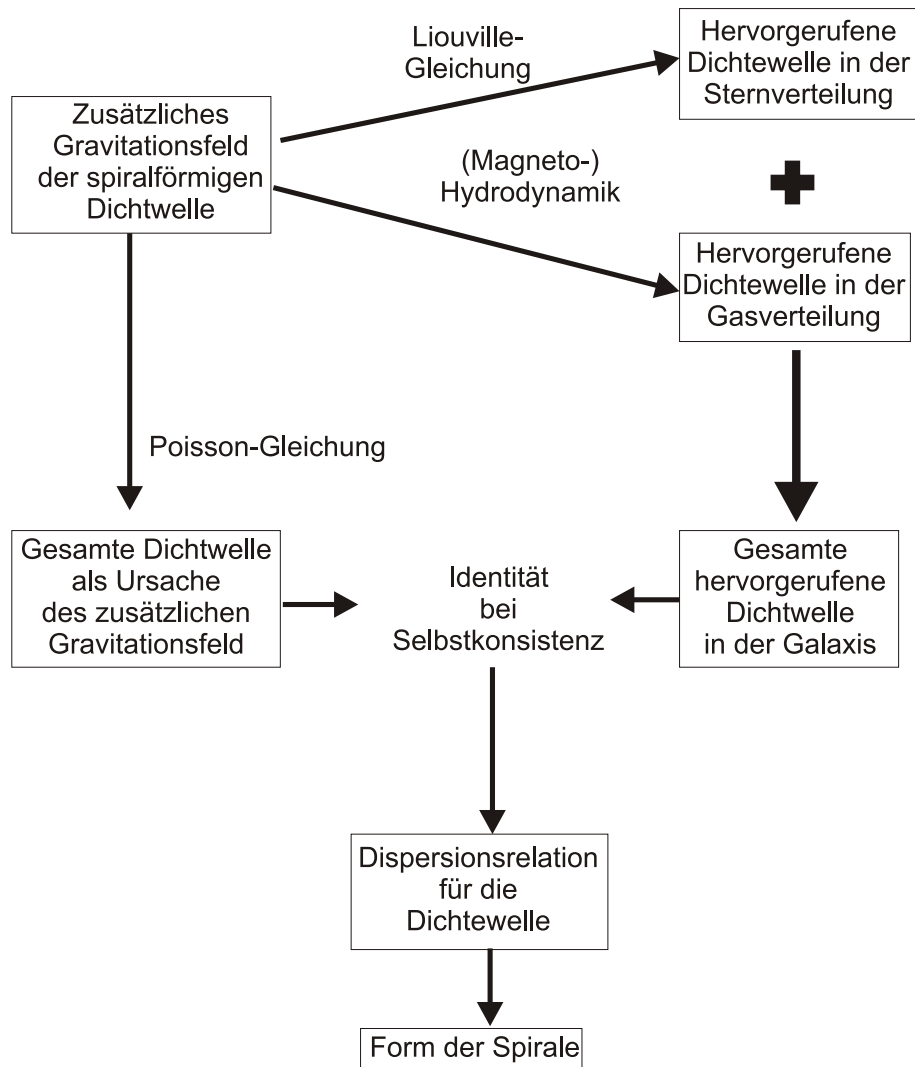


"trailing"



"leading"

Lösungsweg



Lösungsschema nach Lin

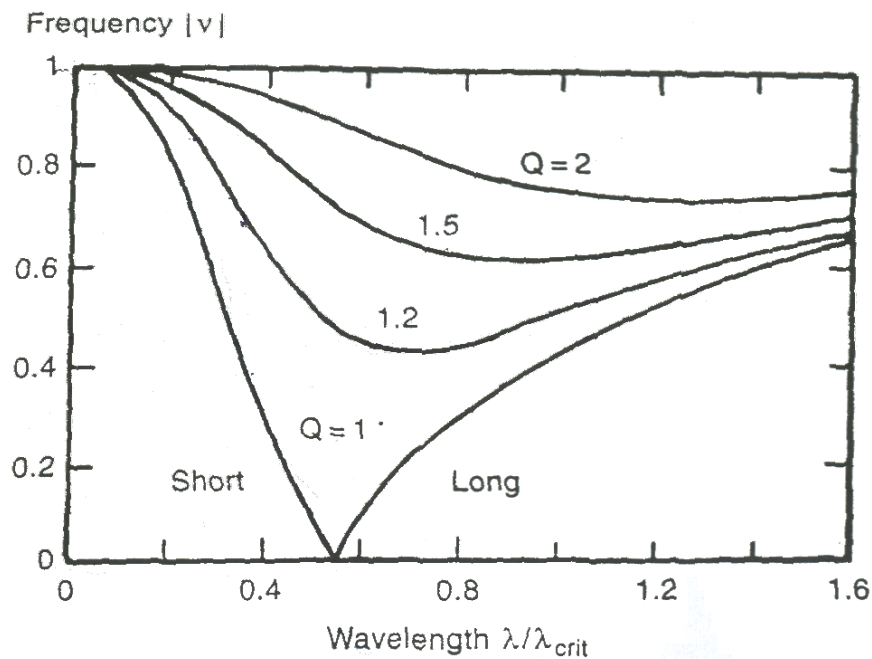
Es wird eine Näherung gemacht (ähnlich WKB), die nur für enggewundene Spiralen gültig ist ($kr \gg 1$)

Lösung

Einführung einer lokalen Frequenz der Dichtewelle

$$\nu = m \frac{\Omega_P - \Omega}{\kappa}$$

$$\lambda_J = \lambda_{crit} = \frac{4\pi G \mu(r)}{\kappa^2(r)}$$



$$\nu = 0 \quad \hat{=} \quad \text{Korotation}$$

$$\nu = 1 \quad \hat{=} \quad \text{OLR}$$

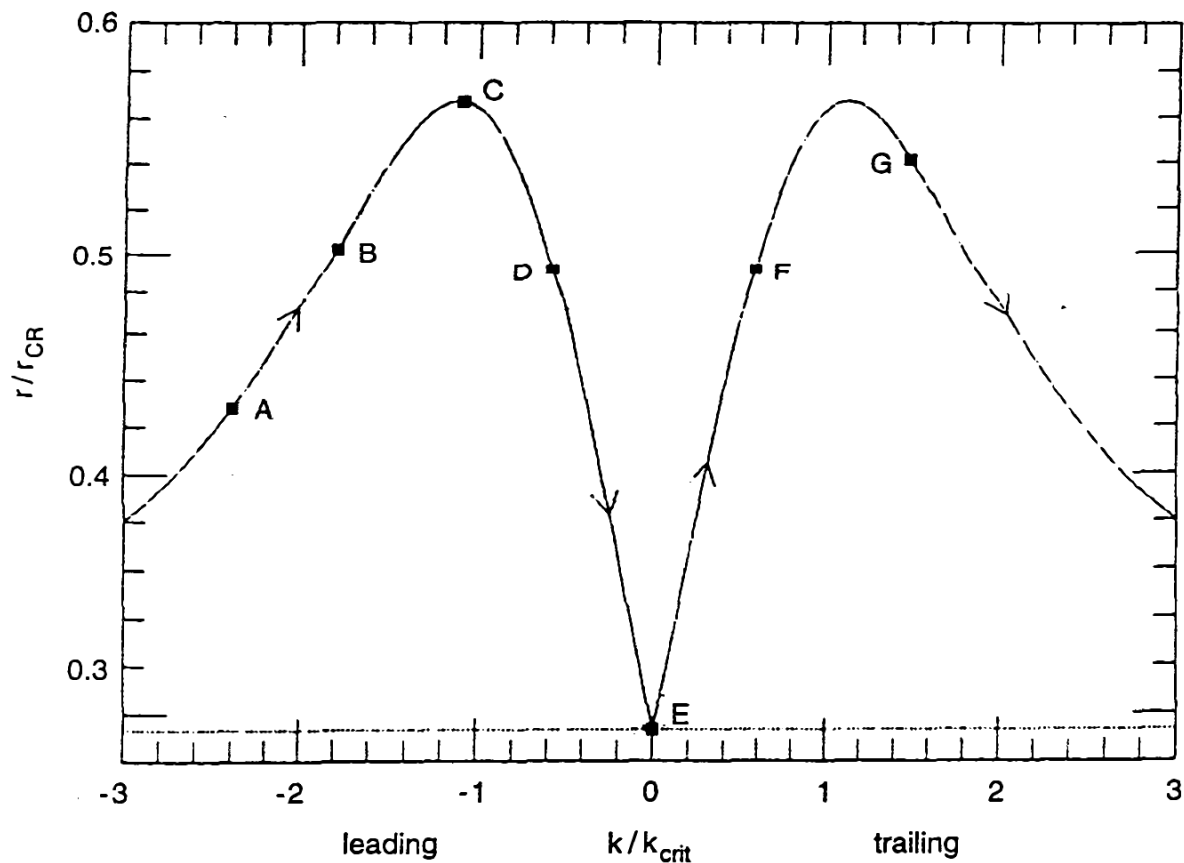
$$\nu = -1 \quad \hat{=} \quad \text{ILR}$$

Interpretation

- Bei $Q = 1$ (Eigengravitation dominiert) gibt es zwei Regionen, die kurzen (short) und langen (long) Wellen; Welle kann sich zwischen den zwei Lindblad-Resonanzen ausbreiten, indem sie alle Werte des kurzen Ast annimmt
- Für $Q > 1$ gibt es eine verbotene Zone im Bereich der Korotation
- Wenn Eigengravitation vernachlässigbar ($Q \rightarrow \infty$), dann ist die Präzessionsrate exakt $\Omega - \kappa/2$ und nur bei $\nu = \pm 1$; die Dispersionsrelation wird eine horizontale Gerade $|\nu| = 1$
- Die Eigengravitation reduziert die radiale Oszillationsfrequenz der Sterne von κ zu $\nu\kappa$; neue Präzessionsrate wird dann $\Omega - |\nu|\kappa/2$
- Für "heisse" Systeme (Q_2) ist die Spirale offener, als für "kalte" Systeme ($Q_2 > Q_1$) für den kurzen Ast; für den langen Ast ist es umgekehrt

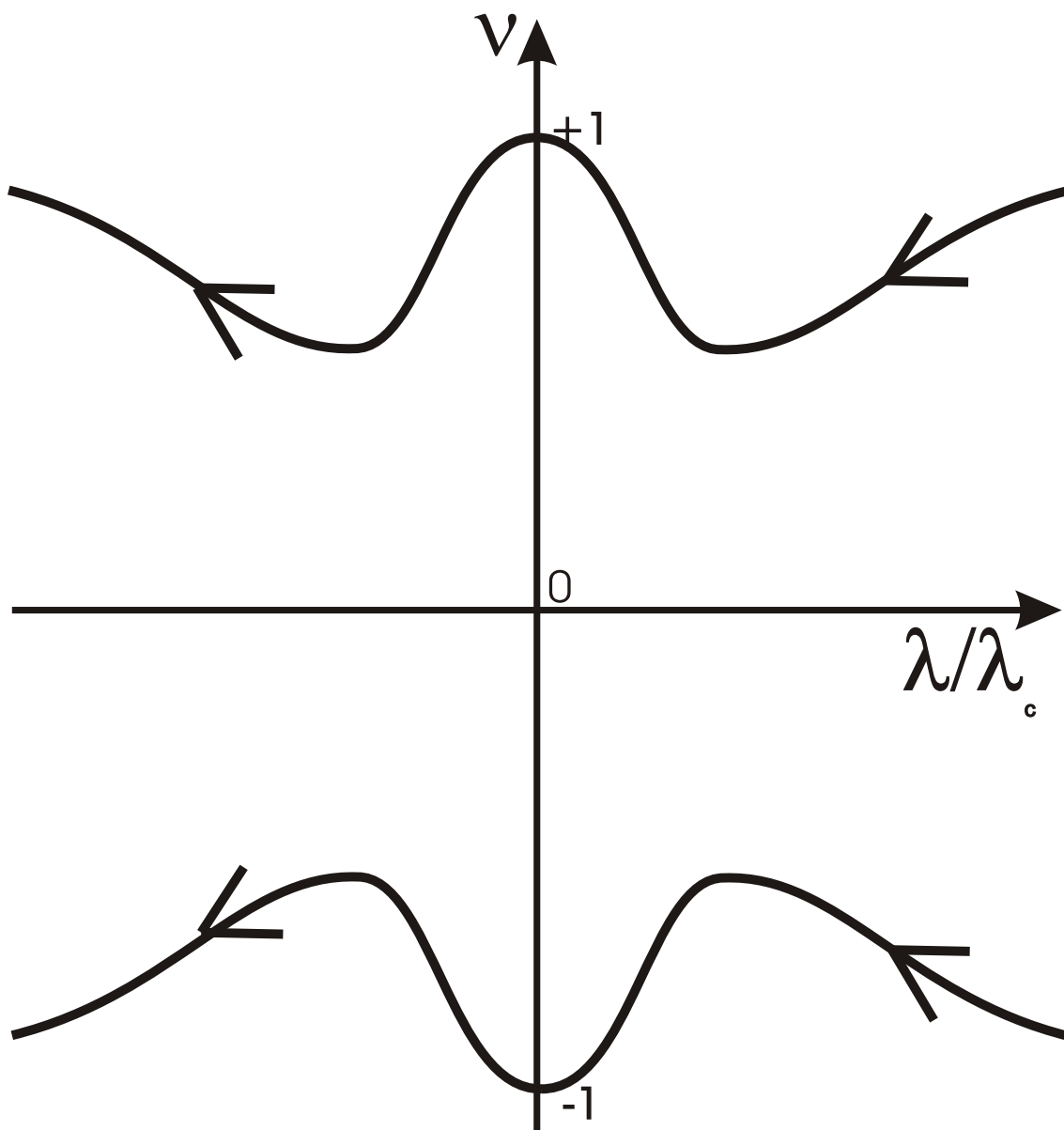
Wellenausbreitung

Im realistischen Fall gilt $1,2 < Q < 2$ und Q wächst in Richtung Zentrum. Die Wellen können daher nicht durch die Korotation wandern.



Im Bereich der Korotation wechselt die Gruppengeschwindigkeit ($v_g = \partial(\nu\kappa)/\partial k$) ihr Vorzeichen; kann als Reflektion betrachtet werden.

Dispersionsrelation

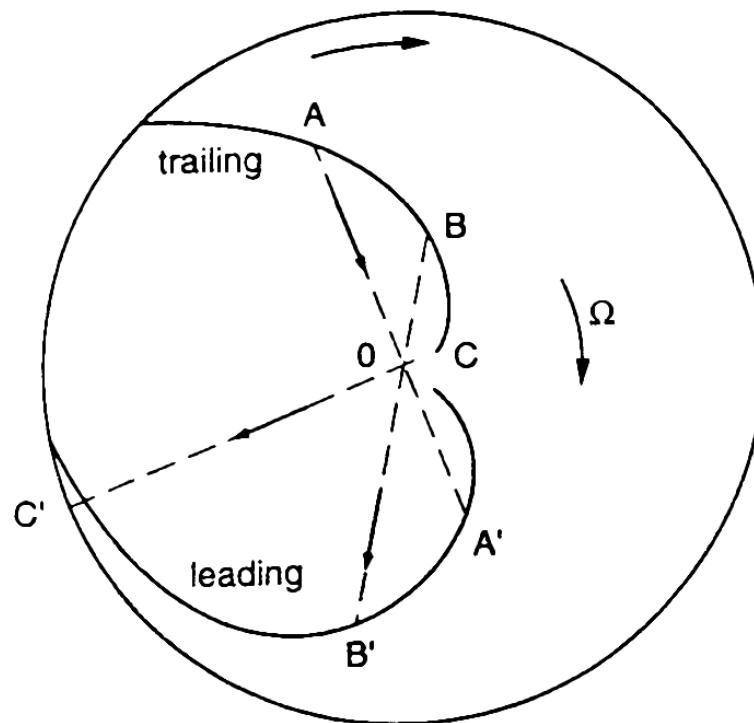


Typ	ILR-CO	CO-OLR
kurz-schleppend	$v_g < 0$	$v_g > 0$
lang-schleppend	$v_g > 0$	$v_g < 0$
kurz-führend	$v_g > 0$	$v_g < 0$
lang-führend	$v_g < 0$	$v_g > 0$

Beispiel

Betrachten die Entwicklung einer eng gewundenen (kurze Wellen) führende Welle

- verlässt ILR und wandert nach aussen, dabei wächst die Wellenlänge
- wenn die Welle zurückkehrt, bevor es die Korotation erreicht, ist die Welle in Bereich des "lange-Welle"-Ast
- die gemachten Näherungen werden verletzt, wenn die Welle im Bereich der ILR ist, da dann $k = 0$, aber man kann zeigen, dass eine lange führende Welle in eine lange nachschleppende Welle reflektiert wird
- die Welle wird jetzt nachgeschleppt und die Wellenlänge wächst
- bei der Korotation wird sie reflektiert Richtung Zentrum entlang des kurzen Ast



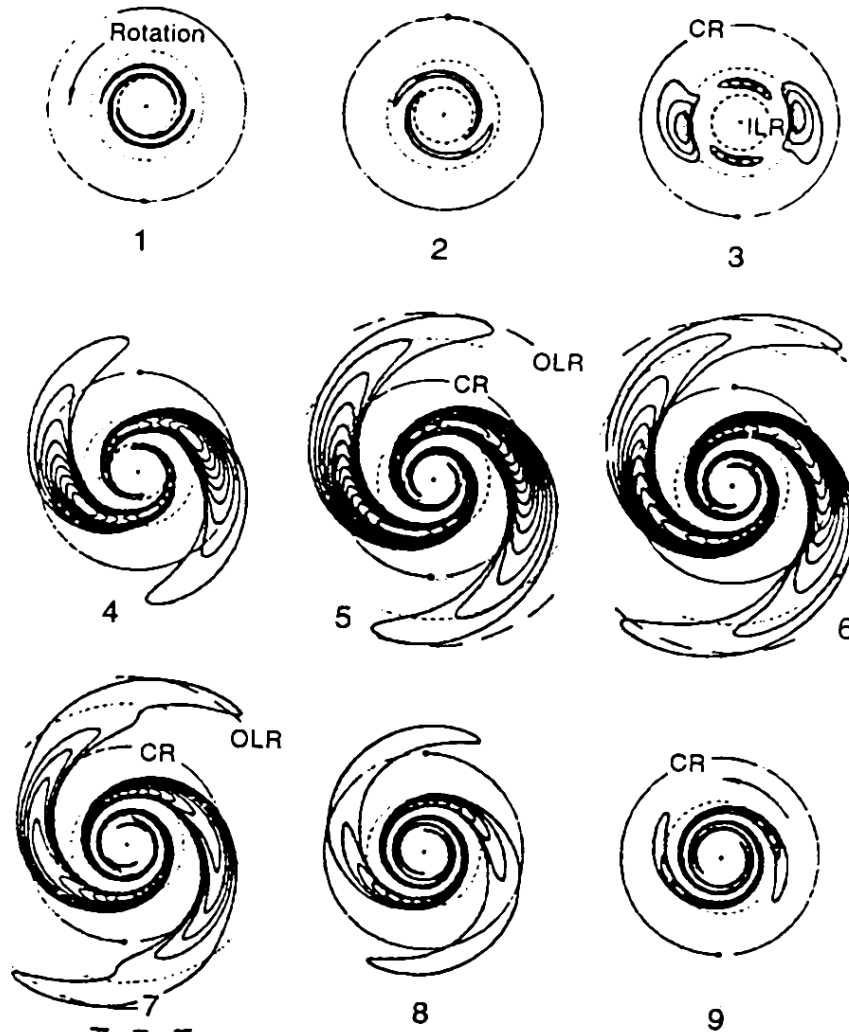
Bezugssystem rotiert mit der Welle. Eine nachschleppende Welle wird in eine führende Welle umgewandelt. A, B und C wandern radial Richtung Zentrum. Ist die Gruppengeschwindigkeit konstant, dann $AA' = BB' = CC'$

Problem ILR

- Welle wird gedämpft
- wenn $Q(r)$ ausreichend zum Zentrum hin wächst, dann soll die Welle vor der ILR reflektiert werden, genauer eine kurze nachschleppende Welle wird zu einer langen Welle reflektiert

⇒ mögliche Verstärkung der Welle

Schwingungsverstärkung

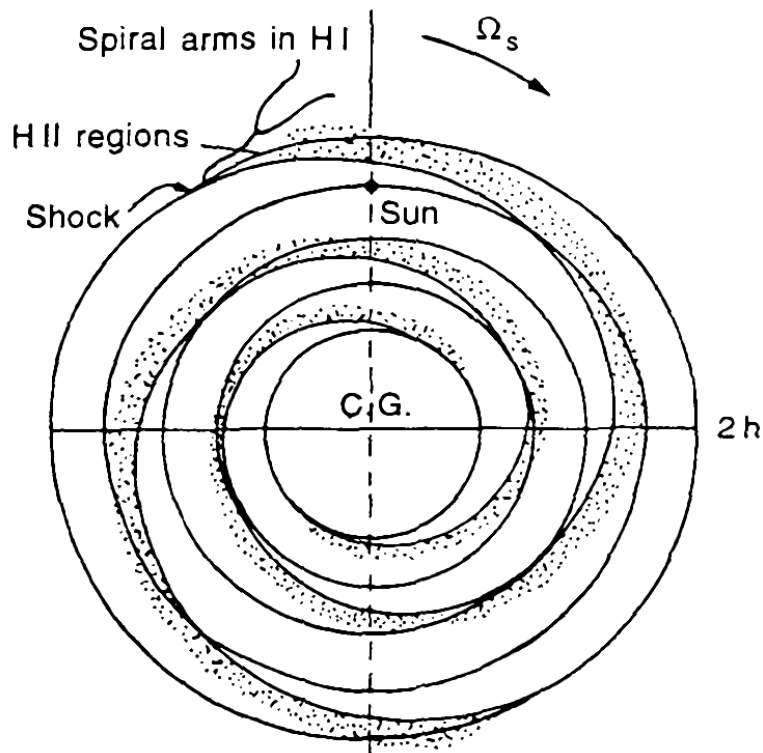
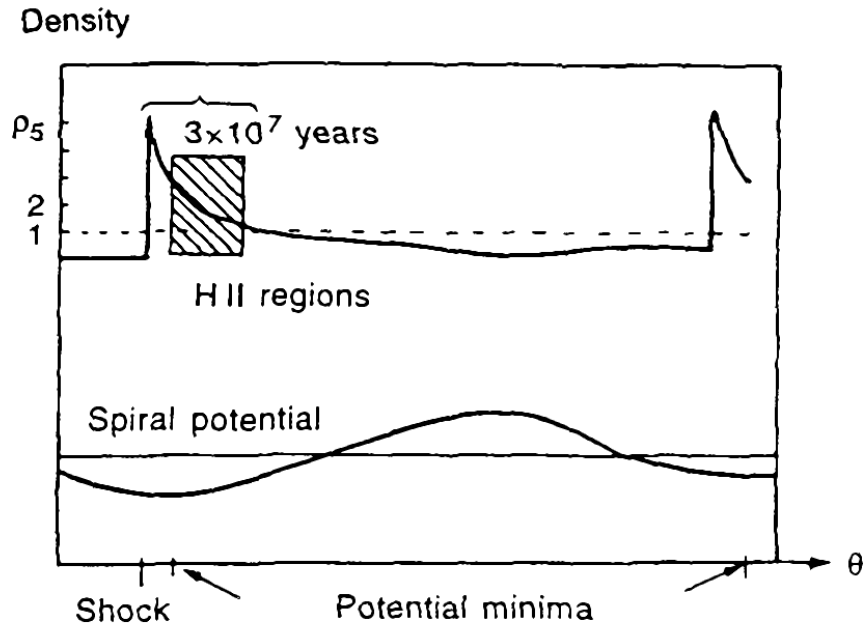


Beim Übergang von führend zu nachschleppend (infolge der differentiellen Rotation) gerät die Welle in Resonanz mit der Epizyklusfrequenz; die Sterne wechselwirken stark mit der Welle; die Eigengravitation bringt die Sterne näher, was die Amplitude verstärkt.

Das kontinuierliche interstellare Medium

- der kalte Anteil ($T = 100K$) des Medium wechselwirkt stark mit der Dichtewelle
 - die Tiefe des Potentialtopfs reicht, damit das Gas Überschallgeschwindigkeit erreicht \rightarrow Stossfront
 - bei nachschleppende Welle tritt das Gas in die konkave Seite ein
 - das Gas wird komprimiert und verursacht Gravitationsinstabilitäten \Rightarrow Sternentstehung
 - die meisten Sterne, die so erzeugt wurden, hören auf zu leuchten, wenn sie den Arm verlassen
- \Rightarrow Sehr leuchtkräftige Arme bei kleiner Massenstörung durch den Spiralarm ($\sim 10\%$)

Erzeugung von Stossfronten in Gas



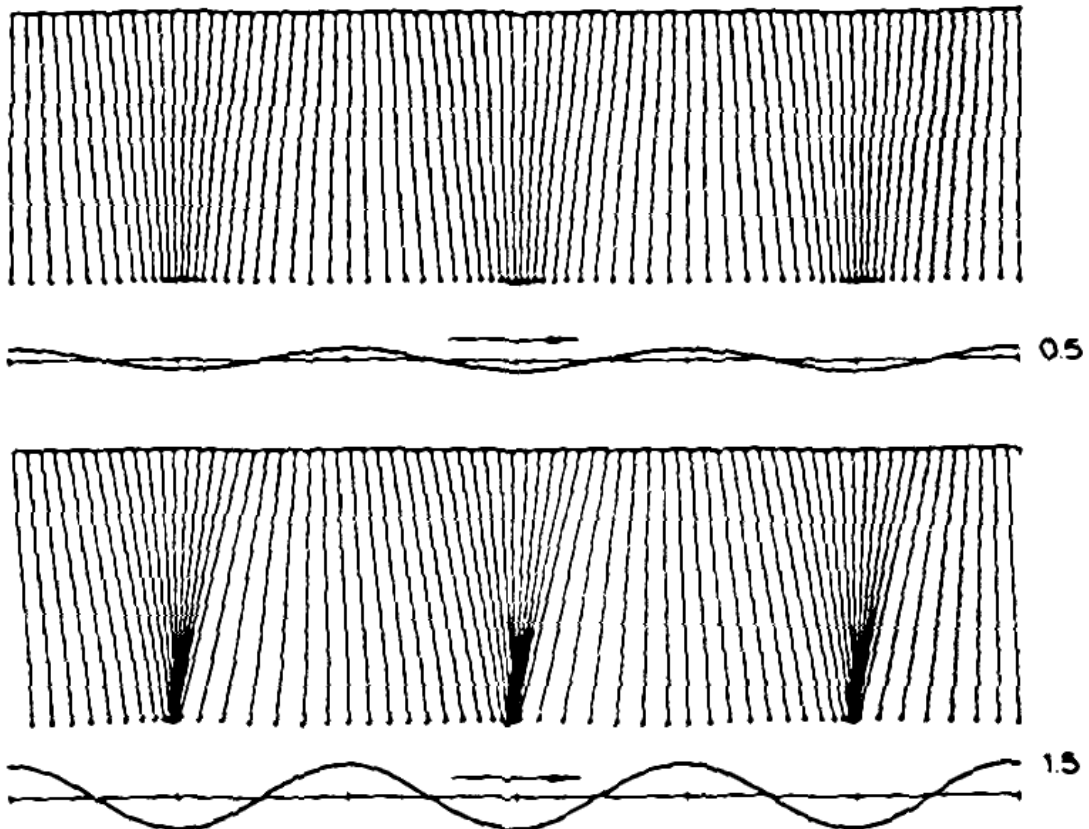
Interstellare Wolken

- das meiste interstellare Medium ist in Wolken gebunden und füllen nur einen klein Raum aus($\sim 3\%$)
- Wolken werden als ballistische Teilchen behandelt
- bei dicht gewunden Armen ($kr \gg 1$) entstehen nur radiale Kräfte $A \sin(kr + m\Phi)$
- Azimuthale Bewegung unverändert
 $\Rightarrow \Phi = (\Omega_0 - \Omega_P)t$
- Behandlung von N-Oszillatoren mit der Eigenfrequenz, die gleich der Epizyklenfrequenz, mit einer sinusförmigen Störung

$$A \sin[kr + m(\Omega_0 - \Omega_P)t]$$

- Kollisionen sind inelastisch; Entstehung von grösseren Wolken

- Entstehung von OB-Sternen ohne Stossfront im Gegensatz zum kontinuierlichen interstellaren Medium
- Wolken erstrecken sich über die Breite des Spiralarms ($\sim 1kpc$)



Dämpfung

Egal ob Stossfronten im interstellaren Medium oder inelastische Stösse in interstellaren Wolken, die dafür nötige Energie geht auf Kosten der Dichtewelle \Rightarrow

- die Dichtewelle wird gedämpft
- Spiralstruktur ist keine quasipermanente Welle, deren Lebenszeit identisch mit der Galaxie ist
- Galaxien mit einem Begleiter (äussere Störung) zeigen die deutlichsten Dichtewellen

Wie werden Dichtewellen erzeugt?

Generationsmechanismen für Dichtewellen

Es werden mehr nachgeschleppte Spiralarme beobachtet als führende, obwohl in der Dichtewelletheorie beide Typen gleichberechtigt sind.

Drehimpuls-Transfer

Nachgeschleppte Wellen transportieren Drehimpuls vom Zentrum der Galaxie zum Rand. Führende Wellen tun das Gegenteil. Ein isoliertes System will seine Entropie maximieren. Gleichbedeutend: die kinetische Energie T_{rand} , die in ungeordneter Bewegung steckt, zu maximieren.

Eine Galaxie im stationären Zustand erfüllt das Virial-Theorem

$$\begin{aligned} E &= W + T = const. \text{ (E Gesamtenergie)} \\ W &= 2E \text{ (Potentielle Energie)} \\ T &= -E \text{ (Kinetische Energie)} \end{aligned}$$

T zerfällt in zwei Terme

$$\begin{aligned} T &= T_{rot} + T_{rand} \\ T_{rot} &= \text{Rotationsenergie} \end{aligned}$$

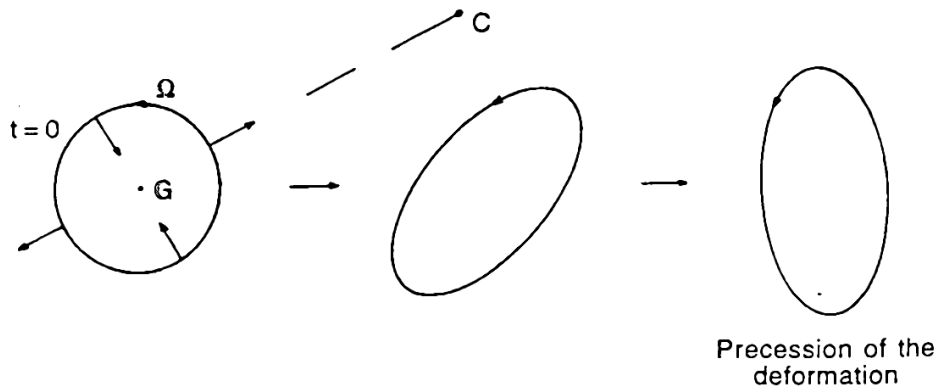
Um T_{rot} zu verkleinern und damit T_{rand} zu vergrößern muss Masse nach aussen transportiert werden

$$T_{rot} = \frac{1}{2} \int j^2 r^{-2} \mu(j) dj$$

Drehimpuls (kann gezeigt werden) kann nur an den ILR, ORL oder Korotation ausgetauscht werden zwischen Welle und Sterne. Bei nichtresonanten Sterne mittelt sich Drehimpulsvariation raus. Sterne geben an der ILR Drehimpuls ab und nehmen sie an der OLR oder Korotation wieder auf, daher sind nur nachgeschleppte Wellen für diesen Mechanismus geeignet.

Anregung durch Begleiter

- ein Begleiter erzeugt Gezeitenkräfte
- diese Gezeitenkräfte sind bisymmetrisch (vgl. Gezeitenkräfte Mond)
- wenn der Begleiter weit genug weg von der Galaxie, so dominiert $m = 2$



Durch die Gezeitenkraft wird ein kreisförmige Bahn zu einer Ellipse verformt. Der Begleiter erzeugt eine ausgezeichnete Epizyklusfrequenz. Alle deformierten Bahnen haben leicht unterschiedliche Präzessionsraten. Es entstehen also Spiralstrukturen. Eine schwache Gezeitenkraftstörung im Zentrum wird schneller verstärkt, als in den äusseren Regionen, da Ursachen für Verstärkung wie differentielle Rotation und Epizyklus schneller ablaufen.

Balkenbildung

Man kann die Balken auch als Dichtewelle beschreiben.

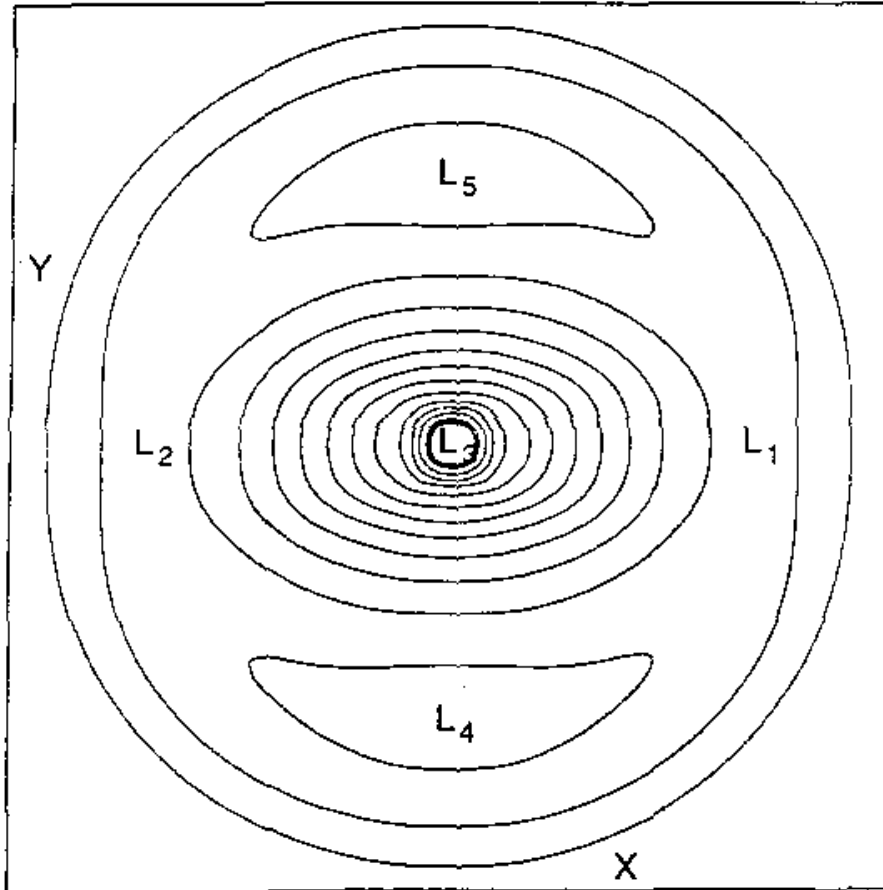
- quasistationäre Wellen, die durch führende und nachgeschleppte Wellen gebildet werden
- wenn keine ILR, dann wanderte eine kurze nachgeschleppte Welle durch das Zentrum und verlässt sie als kurze führende Welle, diese kann wieder als kurze nachgeschleppte Welle zum Zentrum zurückkommen
- Entstehung von stationären Wellen, wenn die Verstärkung stark genug
- der Balken muss gleich gross oder kleiner sein als Korotationsradius (für die Reflektion)
- die Geschwindigkeit des Balkens muss höher sein als das Maximum der ILR

Bahnen in Balkengalaxien

Im mit der Störung rotierenden Bezugssystem hat das Potential folgende Form

$$\begin{aligned}\Phi_{equiv} &= \Phi(r, \theta, z) - \frac{\Omega_P^2 r^2}{2} \\ E_J &= \frac{v^2}{2} \Phi - \frac{\Omega_P^2 r^2}{2} \text{ Teilchen-Energie}\end{aligned}$$

Lagrangian Punkte

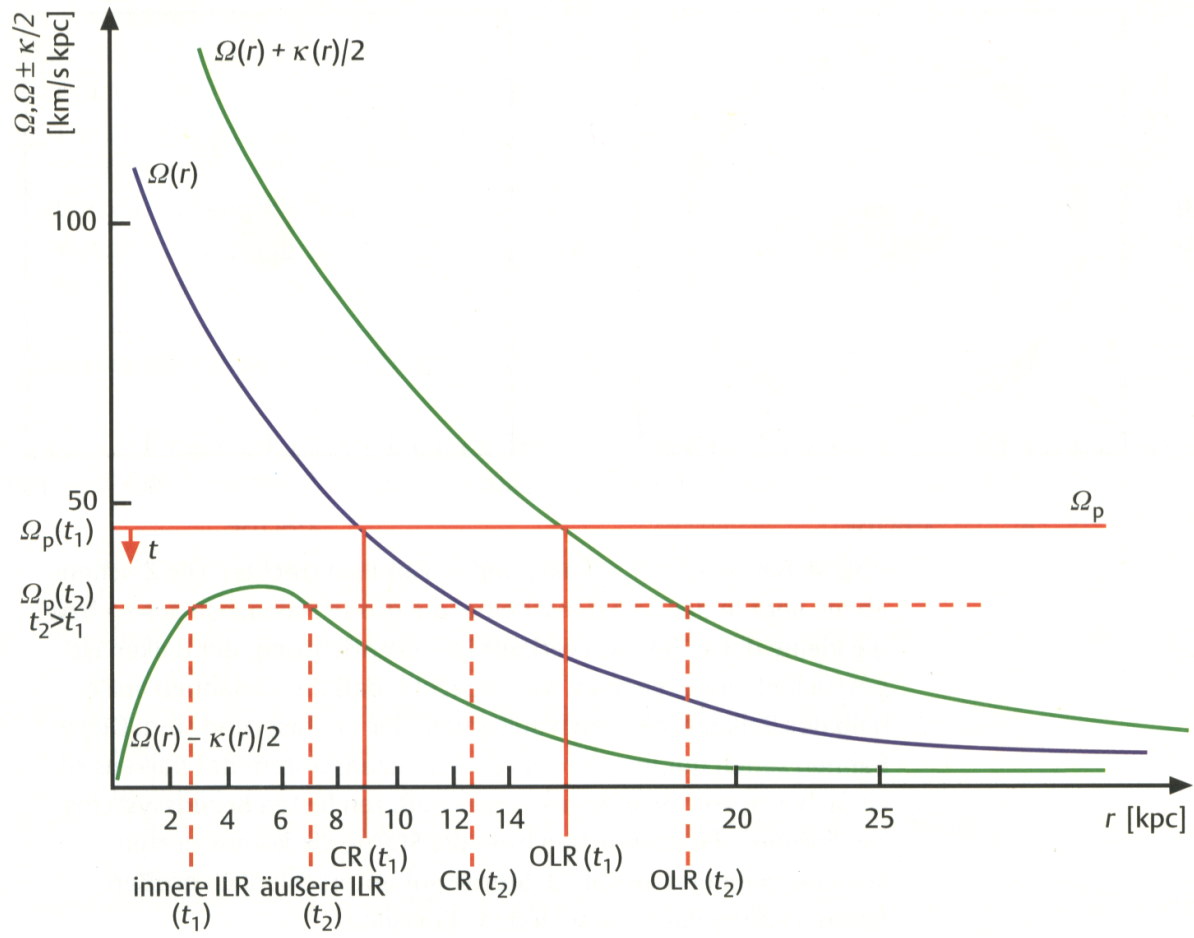


Es gibt 5 stationäre Punkte (Lagrangian Punkte):

- L_3 ist das zentrale Minimum des Potentials
- L_4 und L_5 sind Maxima des Potentials (stabil)
- L_1 und L_2 sind Sattelpunkte (ist nicht stabil)

L_1 , L_2 , L_4 und L_5 gehören zur Korotation (begrenzen eine ringförmige Region, die Korotationszone)

Rotationskurve



Periodische Bahnen

Periodische Bahnen, die sich durch ihre Energie (E_J) unterscheiden und damit ungefähr mit ihrem Abstand zum Zentrum

- (a) Sehr nah am Zentrum bei kleinen Energien; die Bahnen parallel zum Balken; gehören zur x_1 -Familie x_4 -Familie retrograde Bahnen
- (b) Zwischen 2 ILR (wenn es sie gibt) ist die x_2 -Familie; Bahnen senkrecht zum Balken; stabile Bahnen x_3 -Familie selber Typ von Bahn aber instabil
- (c) Zwischen 2. ILR und Korotation x_1 -Familie; Bahnformen werden Richtung Korotation komplexer
- (d) bei der Korotation gibt es periodische Bahnen um die stabilen L_4 - und L_5 -Punkte
- (e) ausserhalb der Korotation; Winkelgeschwindigkeit des Balkens über der der Sterne; das Störungspotential wird ein quasiaxialsymmetrisch Potential; die Bahnen sind fast kreisförmig und sind teilweise am Balken ausgerichtet oder retrograd und senkrecht zum Balken

Literatur und Bilder

- F. Combes P.Boissé, A. Mazure, A. Blanchard, Galaxies and Cosmology, Springer Verlag (1995)
- R. Wielen, Gravitative Deutung der Spiralstruktur von Galaxien, Mittelungen der Astronomischen Gesellschaft Nr. 30, 31-51 (1971)
- J. V. Freitzinger, Sterne und Weltraum 8/2000, 651- 655
- W. Wiedemann, Sterne und Weltraum 8/2000, 686-690
- K. Wielke, S. von Linden, Sterne und Weltraum 2/2000, 131-139
- <http://www.stsci.edu>
- <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod>
- <http://www.eso.org/>