

Mitteilungen des Astronomischen Instituts der Universität Tübingen  
Nr. 67

## Gravitationseffekte bei der Begegnung zweier Galaxien

Von

**J. PFLEIDERER**

Mit 5 Textabbildungen

*(Eingegangen am 7. Juni 1963)*

The change of form of a galaxy by the gravitational force of a by-passing galaxy is examined by calculating the orbits of single stars and the change of the elements of the orbits by the tidal wave, using a restricted three body model: The motion of a mass point of negligible mass (star) under the influence of two mass points of about equal mass (nuclei of the galaxies). Depending on the conditions of by-passing, there arises either no essential change of form of the galaxy or a spiral structure in the initial plane of rotation of the galaxy, which may be very distinct. The behaviour of gas clouds does not differ essentially from that of stars. The spirals cease after the stars have made about one orbit. The probability of two galaxies meeting under conditions favourable to the development of spirals is, however, very small.

### A. Einleitung

In einer früheren Arbeit (PFLEIDERER und SIEDENTOPF 1961; weiterhin als I zitiert) wurde berichtet über die Ausbildung einer Spiralstruktur in einer Galaxie bei geeigneter Begegnung mit einem anderen Sternsystem. In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß des Gasgehaltes der Galaxie und der Begegnungsparameter auf die Formänderungen der Systeme besprochen und die kosmische Häufigkeit der so verursachten Spiralbildung abgeschätzt. Während der Gasgehalt keine Rolle zu spielen scheint, gehen die Begegnungsparameter — Abstand und relative Geschwindigkeit der beiden Sternsysteme im Augenblick der größten Annäherung sowie Neigung der Begegnungsebene gegen die Eigenrotationsebenen der Systeme — stark ein. Spiralen treten wesentlich nur dann auf, wenn die Begegnung in der Art verläuft, wie sie in der zitierten Arbeit (I) beschrieben wurde. In allen anderen Fällen fanden wir, daß die Galaxie ihre Form nahezu unverändert beibehält. Die kosmische Häufigkeit solcherart erzeugter Spiralen ist sehr gering.

Unser Modell entsprach einem eingeschränkten Dreikörperproblem: Zwei Galaxien, in ihrer Gravitationswirkung dargestellt durch 2 Massenpunkte der Masse  $M$  (= Zentralmasse) und  $S$  (= Störmasse) beschreiben

umeinander eine Keplersche Hyperbel. Um  $M$  sind in einer Ebene (Rotationsebene der Galaxie) auf Kreisen mit dem Radius  $r_0$  eine Reihe von Punkten (Sternen) vernachlässigbarer Masse angeordnet, die sich zu Beginn der Rechnung auf Kreisbahnen um  $M$  bewegen. Für diese Sterne gilt, im Ruhssystem von  $M$ , die Bewegungsgleichung

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\gamma \left\{ \frac{M}{r^3} \mathbf{r} - \frac{S}{\varrho^3} \vec{\varrho} + \frac{S}{R^3} \mathfrak{R} \right\}, \quad (1)$$

während die Bewegung von  $S$  durch

$$\ddot{\mathfrak{R}} = -\gamma \frac{M+S}{R^3} \mathfrak{R} \quad (2)$$

gegeben ist. Dabei ist  $\gamma$  die Gravitationskonstante,  $\mathbf{r}$  der Radiusvektor von  $M$  nach  $m$ ,  $\mathfrak{R}$  der von  $M$  nach  $S$ , und  $\vec{\varrho} = \mathfrak{R} - \mathbf{r}$ . In den äußeren Bereichen einer scheibenförmigen Galaxie mit stark ausgeprägtem Kern ist diese Näherung ausreichend genau (M. SCHMIDT 1956). Die Abweichung vom Newtonschen Potential macht sich in erster Näherung für Kreisbahnen in einer geänderten Abhängigkeit der Umlaufszeit von der Entfernung vom Zentrum, für andere Bahnen zusätzlich in einer Perizentrumsdrehung der Sternbahnen („Rosettenbahnen“) bemerkbar. Beides kann vernachlässigt werden, solange man nur wenige Umläufe der Sterne in Betracht zieht. Wenn sich benachbarte Gaswolken einigermaßen parallel und mit gleicher Geschwindigkeit bewegen, kann man ihre gegenseitige Reibung näherungsweise vernachlässigen. Da unsere Testmassenpunkte stets eine Bewegung dieser Art zeigten, ist das Ergebnis der folgenden Rechnungen gleichermaßen auf Sterne, Sternhaufen, Gas- und Staubwolken anwendbar.

Tabelle 1. *Begegnungstypen*

Typ	$X$	$Z$	$V$	$W$	$\epsilon_s$	$S/M$
S1+	1	0	$>0$	0	1	1
S1—	1	0	$<0$	0	1	1
S2+	1	0	$>0$	0	7	1
S2—	1	0	$<0$	0	7	1
S3+	1	0	$>0$	0	31	3
S3—	1	0	$<0$	0	31	3
S4	1	0	0	$>0$	31	3
S5	1	0	0	$>0$	1	1
S6	0	1	$>0$	0	31	3
S7	0	1	$>0$	0	1	1
S8a	1	0.2	$>0$	0	31.6	3
b	1	0.3	$>0$	0	32.2	3
c	1	0.4	$>0$	0	33.4	3
d	1	0.5	$>0$	0	34.7	3
e	1	0.6	$>0$	0	36.2	3
f	1	0.8	$>0$	0	39.8	3
g	1	1	$>0$	0	44	3

### B. Die Rechnungen

Tabelle 1 gibt einen Überblick über die untersuchten Begegnungstypen. Dabei sind  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ ,

$U$ ,  $V$ ,  $W$  die kartesischen Koordinaten und Geschwindigkeitskomponenten von  $S$  im Scheitel der Begegnungshyperbel (bzw. -parabel). Es ist stets  $Y = 0$ ,  $U = 0$ .  $X$  und  $Z$  sind relativ zu dem größten untersuchten  $r_0$  gegeben, das zu 0.5 angenommen wurde. Die Beträge der

Scheitelgeschwindigkeiten folgen aus den Exzentrizitäten  $\varepsilon_s$  der Begegnungsbahn. Sie sind für  $\varepsilon_s = 7$  doppelt, für  $\varepsilon_s = 31$  viermal so groß wie für  $\varepsilon_s = 1$ . Die Rotation der Sterne um  $M$  erfolgte in der  $x, y$ -Ebene im Gegenurzeigersinn.

Einige Begegnungstypen, nämlich S1+, S1-, S2+, S2-, S3+ wurden durch numerische Integration der Bewegungsgleichungen (1) und (2) untersucht. Mit Hilfe der daraus gewonnenen Erkenntnisse wurde eine zu denselben Ergebnissen führende Näherung abgeleitet.

Soll sich in kurzer Zeit eine Spirale bilden (das einfache Dreikörpermodell läßt ja die Verfolgung der Sternbahnen nur während weniger Umläufe um das Zentrum  $M$  zu), so muß die Umlaufzeit einiger Sterne durch die Begegnung genügend stark verändert werden. Ein Maß dafür ist die große Halbachse  $a$  der nach der Störung wieder Keplerschen Bahnen relativ zur ursprünglichen,  $r_0$ . Die Exzentrizitäten nach der Störung sind ein Maß für die Öffnung der entstehenden Spirale. Man vergleiche dazu die Abbildungen in I. Die nach der Störung geltenden Bahnelemente eines während der Begegnung nicht allzusehr von der ursprünglichen Kreisbahn sich entfernenden Massenpunktes sind nun annähernd dadurch zu gewinnen, daß man die auf einen auf einer Kreisbahn mit dem Radius  $r_0$  gleichförmig umlaufenden Massenpunkt zu verschiedenen Zeiten  $t_i$  wirkenden Beschleunigungen phasengerecht addiert. Dazu wird die in der Zeit  $t_i - \frac{1}{2} \Delta t$  bis  $t_i + \frac{1}{2} \Delta t$  durch die Störung erzeugte Geschwindigkeitsänderung  $\Delta_i \mathbf{v}$  des Sterns umgerechnet auf eine in der festen Zeit  $t_0 - \frac{1}{2} \Delta t$  bis  $t_0 + \frac{1}{2} \Delta t$  erzeugte Änderung  $\Delta_i^{(0)} \mathbf{v}$ , die so beschaffen ist, daß die Geschwindigkeit des Sterns zur Zeit  $t_i$  gerade um  $\Delta_i \mathbf{v}$  von der Kreisbahngeschwindigkeit abweichen würde, wenn keine weiteren Störungen wirksam würden. Die ganze Störung wird so durch einen einzelnen Stoß zur Zeit  $t_0$  ersetzt, der das Teilchen von einem geeigneten Stoßort aus auf die nach der Störung vorhandene Kepler-Bahn bringt. Ein Vergleich der Näherungsergebnisse mit denen der numerischen Integration für einen Fall ist in Abb. 1 gegeben. Die Abbildung enthält ferner zum Vergleich die Kraftverteilung in einer Gezeitenwelle.

Qualitativ sind folgende Ergebnisse zu erwarten: Energie und Exzentrizität der Bahnen werden am meisten geändert an Stellen maximaler Tangentialbeschleunigung, wenn also die Zusatzkraft in Richtung der Sternbewegung wirkt. Bei gleichem Verhältnis  $r_0/R_{min}$  ( $R_{min}$  ist der kleinste Abstand der beiden Nebelzentren) erhält man daher maximale Änderungen einmal, wenn der Scheitel der Begegnungsbahn ( $R = R_{min}$ ) in der Rotationsebene einer Galaxie liegt, zum anderen, wenn die Gezeitenwelle mit den Sternen mitrotiert, insbesondere also bei einer ebenen Begegnung, bei der die Begegnungsbahn ganz in der Rotationsebene einer Galaxie liegt, wenn zugleich die Bewegung von  $S$  um  $M$  in der gleichen Richtung erfolgt wie die Rotation der Sterne um  $M$ . Wenn umgekehrt

während der Dauer der Störung ein Stern einen großen Teil der Gezeitenwelle durchläuft, so heben sich beschleunigende und verzögernde Einflüsse teilweise gegeneinander weg. Im Grenzfall mehrerer Umläufe der Sterne relativ zur Gezeitenwelle bleiben die Sternbahnen praktisch ungeändert.

Die Spiralen selbst entstehen erst durch differentielle Rotation der beschleunigten oder verzögerten Sterne. Die dazu benötigte Zeit  $\tau$  entspricht derjenigen Zeit, die Sterne mit verkürzter Umlaufzeit benötigen, um andere Sterne mit verlängerter Umlaufzeit ein- oder überholen zu können. Ist dies erst während einem oder mehreren Sternumläufen möglich, so ist die maßgebende mittlere Winkelgeschwindigkeit der Sterne in dieser Zeit praktisch nur noch durch die große Halbachse  $a$  der Bahn bestimmt. Ist die Zeit geringer, spielt auch die Exzentrizität und die Perizentrums-lage noch eine Rolle. Der Einfachheit halber soll aber deren Einfluß vernachlässigt werden.

Je kleiner  $\tau$  ist, desto größere Unterschiede in den Halbachsen müssen vorkommen, und desto

weiter ist der entstehende Spiralarm geöffnet. In dem einen Extremfall sehr kleiner  $\tau$  bekommt man einen nahezu geradlinig nach außen weisenden Arm (Abb. 2), in dem anderen sehr großer  $\tau$  bestehen die „Arme“ nur noch aus einer unsymmetrischen Dichteverteilung der Sterne längs eines Kreises um  $M$  und sind deshalb als solche gar nicht mehr zu erkennen (Abb. 3). Eine grobe Einteilung in 4 „Spiraltyp“-Klassen erleichtert die Übersicht;

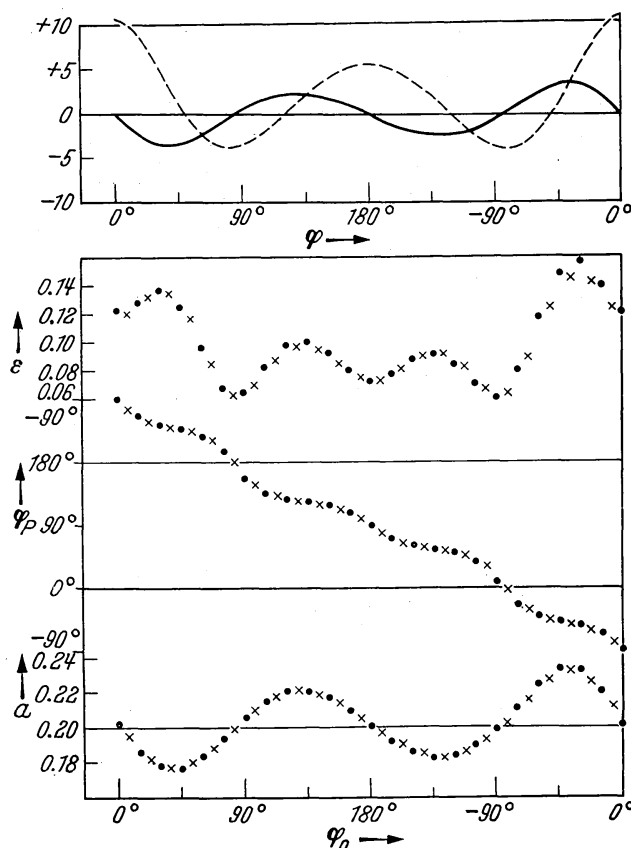


Abb. 1. Oben: Kraftverteilung einer Gezeitenwelle für  $r/R = 0.2$  in Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi$  gegen die Verbindungslinie der beiden Massen  $M$  und  $S$  in willkürlichem, aber für beide Kurven gleichen Maßstab. — Tangentialkomponente, — Radialkomponente. Unten: Durch Gezeitenwelle erzeugte Bahnelemente Exzentrizität  $\epsilon$ , Perizentrums-winkel  $\varphi_p$  und große Halbachse  $a$  für den Begegnungstyp S3 + ;  $r_0 = 0.2 R_{min}$  in Abhängigkeit vom Lagewinkel  $\varphi_0$  des Sterns zur Zeit  $t = 0$  (d. h. wenn  $R = R_{min}$ ). Dabei entspricht  $\varphi_0 = 0$  und  $\varphi_p = 0$  der Richtung der Verbindungslinie von  $M$  nach  $S$  zur Zeit  $t = 0$ . ● Ergebnisse der numerischen Integration, × Ergebnisse der Näherung. Bahnelemente vor der Störung:  $\epsilon = 0, a = 0.2$

*Typ 1:*  $\tau$  entspricht einem halben Umlauf oder weniger. Genauer: Während die Sterne größter Umlaufsdauer einen halben Umlauf machen, werden sie von den Sternen kleinster Umlaufsdauer überholt oder zumindest eingeholt, die in dieser Zeit etwa  $3/4$  Umlauf oder mehr zurücklegen. Die Bedingung für diesen Fall ist  $a_{max}/a_{min} \geq 1.31$ . Die entstehende Spirale ist stark geöffnet.

*Typ 2:*  $\tau$  entspricht einer Zeit zwischen  $1/2$  und 1 Umlauf der Sterne größter Umlaufszeit. In diesem Bereich ist  $1.31 > a_{max}/a_{min} \geq 1.16$ . Die entstehende Spirale ist schwach geöffnet.

*Typ 3:*  $\tau$  entspricht einer Zeit zwischen 1 und 2 Umläufen der Sterne größter Umlaufszeit. Es gilt  $1.16 > a_{max}/a_{min} \geq 1.07$ . Innere Grenze der erkennbaren Spiralbildung und zugleich innere Grenze einer überhaupt erkennbaren Verformung des Sternsystems.

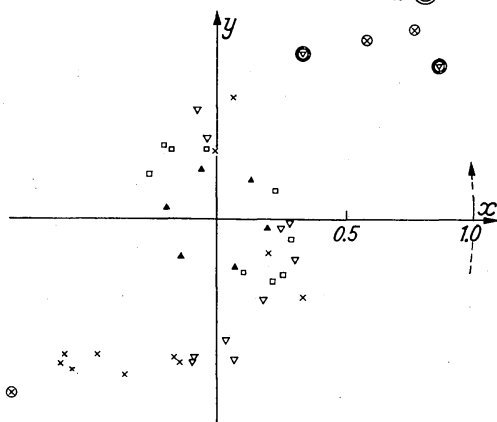


Abb. 2

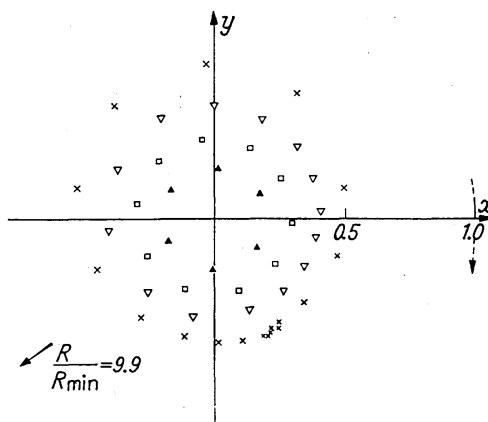


Abb. 3

Abb. 2. Sternkonfiguration beim Typ S1+ zur Zeit der besten Sichtbarkeit der Spirale.  $M$  im Ursprung des Koordinatensystems.  $\Delta$ ,  $\square$ ,  $\nabla$ ,  $\times$  Sterne mit den Anfangsradien  $r_0/R_{min} = 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ .  $\otimes$  Massenpunkte, die aus dem Anziehungsbereich beider Galaxien entweichen.  $\odot$  Massenpunkte, die im Anziehungsbereich der Störmasse  $S$  verbleiben. 3 Punkte mit dem Symbol  $\otimes$  sind bereits über die Grenzen des Bildes hinausgewandert.  $\cdots\cdots\rightarrow$  Scheitel der Begegnungsbahn mit Durchlaufrichtung. Maßstab in Einheiten von  $R_{min}$

Abb. 3. Sternkonfiguration beim Typ S1- zu Ende der Integration, entsprechend etwa 5 Umläufen der äußersten Sterne seit dem Zeitpunkt  $t = 0$  der größten Annäherung der Galaxien, oder  $2 \cdot 10^9$  a für  $R_{min} = 25$  kpc,  $M = S = 2 \cdot 10^{11}$  g. Der starke Pfeil zeigt in Richtung von  $S$

*Typ 4:* Für  $a_{max}/a_{min} < 1.07$  ist innerhalb der durch das Dreikörpermodell begrenzten Rechendauer keine wesentliche Verformung des Sternsystems erkennbar.

### C. Ergebnisse

Exzentrizitäten nahe oder größer als 1 erhält man nur bei sehr naher und langsamer ebener Begegnung geeigneter Richtung (Typen S1+, S2+, Abb. 2). Die der Abb. 2 entsprechende Zeit  $t$  ist bei  $R_{min} = 25$  kpc gleich  $9 \cdot 10^7 a$ , gerechnet vom Zeitpunkt der größten Annäherung der



Galaxien, wenn  $M = S = 2 \cdot 10^{44}g$  gesetzt wird. Die Brücke zwischen den Galaxien ist nach der doppelten Zeit schon kaum mehr erkennbar wegen starker Zerstreuung.

Als Beispiel für den möglichen Grad der Kompensation positiver und negativer Beschleunigungen diene Abb. 3. Obwohl sich die Systeme bei der Begegnung berühren und der Vorbeigang extrem langsam, nämlich auf einer Parabelbahn erfolgt, ändern sich die Sternbahnen so wenig, daß erst nach mehreren Umläufen der äußeren Sterne um  $M$  eine sehr geringe Verformung des ganzen Systems zu erkennen ist.

Tabelle 2 gibt für alle betrachteten Begegnungstypen und für verschiedene Anfangsradien  $r_0$  die größte und die kleinste in Abhängigkeit von  $\varphi_0$  (vgl. Abb. 1) vorkommende große Bahnhalbachse  $a$ , die größte Exzentrizität  $\varepsilon$  und die größte und mittlere Bahnneigung  $\Omega$  gegen die ursprüngliche Rotationsebene, ferner den Spiraltyp.  $R^*$  ist der maximale Begegnungsabstand  $R_{min}$ , der noch zu einer erkennbaren Spirale führt. Die angegebenen Werte sind die aus der Näherungsrechnung folgenden. Die Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit den qualitativen Überlegungen des Abschnitts B.

#### D. Bewegung von Gaswolken

Im einzelnen untersuchen ließ sich die Formänderung der Galaxie nur in dem mit großer Punktzahl numerisch gerechneten Fall S3+. Eine isolierte Gaswolke würde nur der Gravitationskraft unterworfen sein und sich deshalb ebenso wie ein Stern bewegen. Für Gaswolken in einer Galaxie, die einander beeinflussen, gilt dies nicht unbedingt, sondern nur, wenn das Strömungsfeld der Sterne etwa dem einer wenig kompressiblen, nicht reibungsfreien Flüssigkeit entspricht. Dies ist gerade der Fall.

Zur Prüfung der Kompressionsbeanspruchung wurde die ursprünglich rotationssymmetrische Scheibe der Galaxie in Kreisringe eingeteilt und die Flächeninhaltsänderung dieser Ringe verfolgt.

Diejenigen Massenpunkte, die zu Anfang auf einem Kreis mit dem Zentrum  $M$  und dem Radius  $r_0$  angeordnet waren, wurden zu späteren Zeiten durch eine Kurve verbunden und die von diesen Kurven umschlossenen Flächen bestimmt. Die Werte sind, in willkürlichen Einheiten, in Tabelle 3 angegeben. Mit fortschreitender Verformung gewinnen die genannten Kurven sehr an Länge. Die einzelnen bekannten Kurvenpunkte liegen dann soweit auseinander, daß eine Planimetrierung kaum oder nicht mehr möglich ist. Nach der Tabelle ist der auf Gaswolken wirkende hydrostatische Druck einigermaßen konstant und beeinflußt deshalb die Entwicklung der Spirale wenig.

Auch die Scherungskräfte, die sich einer Verformung der Galaxie nach dem Massenpunktmodell entgegensetzen könnten, sind gering. In den

Tabelle 2. *Durch Näherung bestimmte Bahnelemente nach der Störung*

Beg.-Typ	$r_0$	$a_{max}$	$a_{min}$	$\varepsilon_{max}$	$\Omega_{max}$	$\bar{\Omega}$	Spiral- typ	$R^*$ (kpc)
S1 +	0.5		0.431	$> 1$	0	0	1	40
	.4		.384	$> 1$			1	
	.3	0.332	.299	0.25			3	
	.2	.200	.200	.03			4	
S1 —	0.5	0.559	0.487	0.30	0	0	(3)	20
	.4	.414	.396	.14			4	
	.3	.302	.299	.04			4	
	.2	.200	.200	.01			4	
S2 +	0.5		0.276	$> 1$	0	0	1	50
	.4	0.876	.287	0.58			1	
	.3	.373	.267	.27			1	
	.2	.204	.198	.07			4	
S2 —	0.5	0.550	0.479	0.22	0	0	3	20
	.4	.414	.391	.11			4	
	.3	.301	.299	.04			4	
	.2	.200	.200	.01			4	
S3 +	0.5	1.36	0.317	0.64	0	0	1	80
	.4	0.738	.275	.43			1	
	.3	.435	.228	.28			1	
	.2	.233	.177	.14			1	
	.1	.101	.0996	.02			4	
S3 —	0.5	0.629	0.453	0.33	0	0	1	35
	.4	.439	.380	.19			2	
	.3	.310	.293	.09			4	
	.2	.201	.199	.03			4	
	.1	.100	.100	.003			4	
S4	0.5	1.46	0.354	0.67	3°7	2°3	1	60
	.4	0.622	.311	.37	3.0	2.1	1	
	.3	.369	.258	.20	2.2	1.6	1	
	.2	.213	.190	.08	1.0	0.8	3	
	.1	.100	.0998	.01	0.1	0.0	4	
S5	0.5	1.57	0.441	0.75	11°0	5°4	1	—
S6	0.5	0.580	0.449	0.18	5°6	3°0	2	30
	.4	.435	.377	.14	3.9	2.2	3	
	.3	.307	.296	.09	2.5	1.6	4	
	.2	.202	.198	.035	1.0	0.8	4	
	.1	.100	.100	.006	0.1	0.1	4	
S7	0.5	0.573	0.476	0.19	7°3	5°3	2	30
	.4	.430	.382	.13	3.5	2.9	3	
	.3	.306	.295	.05	1.2	1.0	4	
	.2	.200	.200	.006	0.1	0.1	4	
S8a	0.5	1.12	0.333	0.56	12°4	3°7	1	—
S8b	0.5	0.960	0.350	0.48	15°2	4°8	1	—
S8c	0.5	0.854	0.378	0.43	15°8	5°4	1	—
S8d	0.5	0.736	0.390	0.34	15°2	5°5	1	—
S8e	0.5	0.671	0.409	0.27	13°8	5°4	1	—
S8f	0.5	0.594	0.440	0.19	10°7	4°7	1	—

Tabelle 2 (Fortsetzung)

Beg.-Typ	$r_0$	$a_{max}$	$a_{min}$	$\varepsilon_{max}$	$\Omega_{max}$	$\bar{\Omega}$	Spiral- typ	$R^*$ (kpc)
S8g	0.5	0.560	0.459	0.14	8.0	3.9	2	50
	.4	.443	.366	.10	5.6	2.8	2	
	.3	.325	.279	.07	3.3	1.7	2	
	.2	.205	.195	.037	1.3	0.8	4	
	.1	.100	.100	.005	0.2	0.2	4	

Tabelle 3. Die von den Punkten  $r_0 = \text{const.}$  zu verschiedenen Zeiten  $t$  eingeschlossenen Flächen in willkürlichen Einheiten ( $T = \text{Zeiteinheit}$  für die numerische Integration). Beg.-Typ S3+.  $t/T = 40$  entspricht Abb. 4)

$t/T \backslash r_0$	0.50	0.45	0.40	0.35	0.30	0.25	0.20	0.15
$-\infty$	80	64	51	39	29	20.0	12.7	7.1
0	81	65	52	40	29	20.0	12.6	7.2
+20	90	72	56	42	30	19.6	11.8	6.9
+40	92	71	53	39	27	(17.4)		
+60	89	69	53	(39)	(28)			
+80	(91)	(72)	(57)					

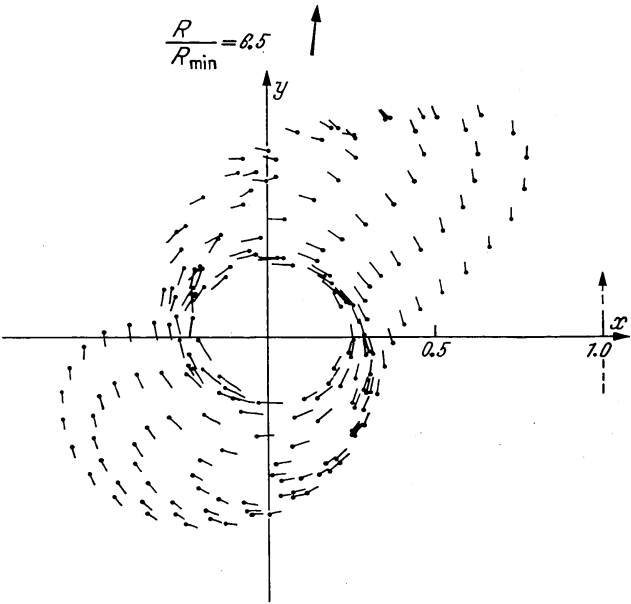


Abb. 4. Geschwindigkeitsverteilung beim Begegnungstyp S3+ während der Ausbildung der Spirale für Sterne mit den Anfangsradien  $r_0/R_{min} = 0.25, 0.3, \dots, 0.5$ . Die Länge der Striche ist den Geschwindigkeiten der Sterne proportional. -----> Scheitel der Begegnungsbahn mit Durchlaufrichtung. Der starke Pfeil zeigt in Richtung von S. Maßstab in Einheiten von  $R_{min}$ .  $t = 1.1 \cdot 10^8$  a für  $R_{min} = 20$  kpc,  $S = 3M = 3 \cdot 10^{11}$  g

Abb. 4 und 5 sind zu zwei verschiedenen Zeiten die Geschwindigkeiten der Massenpunkte aufgezeichnet. Zur Übersichtlichkeit sind die inneren Punkte, die sich praktisch auf Kreisbahnen bewegen, weggelassen worden.



Benachbarte Punkte bewegen sich annähernd parallel und mit gleicher Geschwindigkeit.

Die auftretenden Reibungskräfte sind also nicht wesentlich größer als die schon im ungestörten System durch differentielle Rotation hervorgerufenen. Interstellare Materie und Sterne bewegen sich etwa gleichartig und bilden die gleiche Spirale. Die Gleichartigkeit der Bewegung gilt um

so mehr, wenn die Verformung des Systems überhaupt geringbleibt.

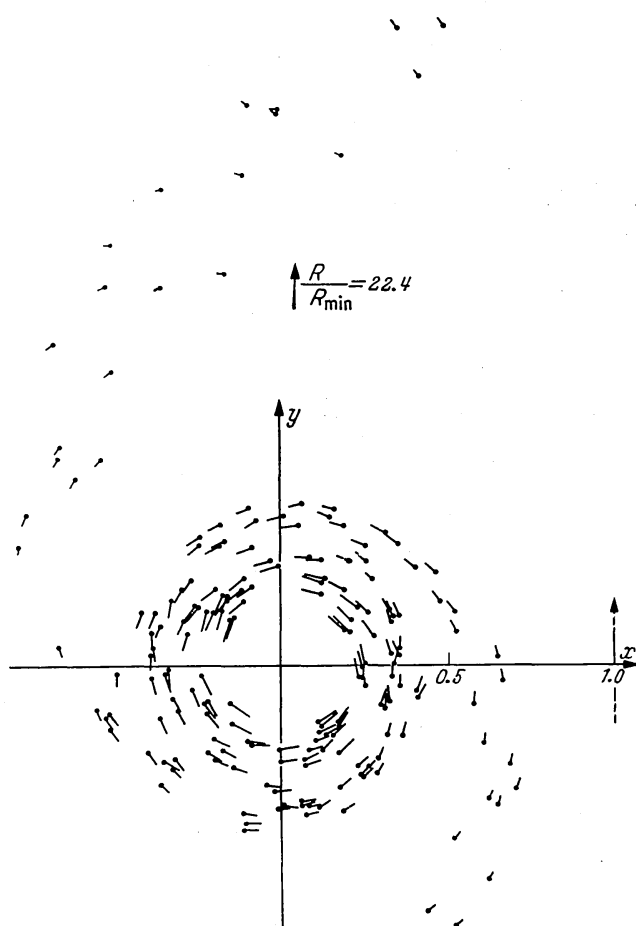


Abb. 5. Geschwindigkeitsverteilung beim Typ S3 + während der Rückbildung der Spirale.  $t = 3.9 \cdot 10^8$  a für  $R_{min} = 20$  kpc,  $S = 3M = 3 \cdot 10^{44}$  g

### E. Interpretation der Ergebnisse

Das Ergebnis der Tabelle 2 läßt sich kurz so zusammenfassen: In allen Fällen, in denen sich  $a_{max}$  und  $a_{min}$  nur wenig unterscheiden, ist auch die maximale Exzentrizität klein.  $\Omega$  bleibt immer ziemlich klein. Eine Begegnung zweier Sternsysteme, die nicht von einer teilweisen Durchdringung begleitet ist, führt also für eine Galaxie im wesentlichen entweder zu keiner Gestaltänderung oder zur kurzzeitigen Ausbildung von Spiralen in der ursprünglichen Rotationsebene.

H. SIEDENTOPF, der die vorliegende Untersuchung anregte, ging von der Vorstellung einer länglichen Verformung der Nebel durch die Gezeitenwelle aus, aus der durch differentielle Rotation Spiralarme entstehen. Unsere Rechnungen haben dies bestätigt. Die Spiralarme werden deshalb immer nachgeschleppt.

Ein Hinweis auf Bildung einer Spirale oder Brücke nach dem von ZWICKY (1956) angegebenen Mechanismus, bei dem die Reibung des interstellaren Gases wesentlich wird, konnte nicht gefunden werden.

Da eine Brücke zwischen den Galaxien nur bei extrem nahen und langsamen Begegnungen auftreten kann und auch dann nur kurze Zeit erkenn-

bar ist, wird nur in Ausnahmefällen eine beobachtete Brückenbildung ihre Ursache in einer einmaligen Begegnung haben. Man wird im allgemeinen annehmen müssen, daß es sich hierbei um Doppelsysteme handelt, die umeinander laufen ( $\varepsilon_s < 1$ ). Numerische Rechnungen hierzu sind von P. O. LINDBLAD (1960 a) ausgeführt worden. Es wäre aber auch an zentrale Zusammenstöße zu denken, über die unsere Rechnungen nichts Genaueres aussagen können.

Eine nahe Begegnung kann die Sternbahnen praktisch ungeändert lassen (Abb. 3) oder eine Änderung erst nach Beendigung der Begegnung sichtbar werden lassen (Abbildungen in I). Beobachtet man also benachbarte Galaxien, bei denen keinerlei Verformung durch Gezeitenwirkung erkennbar ist, so darf daraus nicht geschlossen werden, es wirkten keine Gravitationskräfte zwischen ihnen.

In den Rechnungen wurde der Begegnungsabstand  $R_{min}$  immer etwa gleich dem Durchmesser der Galaxien gesetzt (streifende Begegnung). Ist  $R_{min}$  größer, so hat man einfach diejenigen  $r_0$ -Werte, die dann größer sind als der Radius des Systems, von der Betrachtung auszuschließen. Tabelle 2 zeigt so, daß eine Verkleinerung des Begegnungsabstandes stets zu einer Vergrößerung der Effekte führt.

Wenn sich die Systeme bei ihrer Begegnung teilweise durchdringen, so werden nicht nur durch Verkleinerung von  $R_{min}$  die Bahnänderungen größer, sondern der wesentliche Teil der Begegnung dauert auch kürzer, so daß zur Kompensation positiver und negativer Beschleunigungen weniger Zeit bleibt. Die von SPITZER und BAADE (1951) geäußerte Ansicht, der Zusammenstoß zweier Galaxien lasse die Sternbahnen praktisch ungeändert, wird also durch unsere Rechnungen nicht bestätigt. Wohl aber wird häufig die Verformung der Bahnen erst nach Ende des Zusammenstoßes in Erscheinung treten. Nach mehreren Begegnungen dürften jedoch die erheblichen statistischen Geschwindigkeiten der Sterne neue Spiralstrukturen völlig verwischen.

Die unter der Voraussetzung Keplerscher Bahnen gewonnenen Bahnneigungen können nur eine ganz grobe Abschätzung einer eventuellen Verbiegung der Galaxie geben. Die Schwingungsdauer der Sterne senkrecht zur Ebene einer Galaxie ist kleiner als ihre Rotationsdauer. Die anfängliche Bahnneigung wird schnell verkleinert, die maximale Auslenkung aus der Ebene ist kleiner als sie bei Keplerscher Bewegung wäre. Immerhin lassen die berechneten Werte der Neigungen den Schluß zu, daß eine Verbiegung einer in großer Entfernung beobachteten Galaxie durch Gezeitenwirkung im allgemeinen nicht erkannt werden kann, da die Zahl der Sterne mit großer Bahnneigung, die allein große Elongationen aus der ursprünglichen Bahnebene erreichen können, relativ gering ist.

Das primäre Spiralphänomen klingt nach etwa einem Umlauf der äußeren Sterne ab, da die Umlaufzeiten der eine Spirale bildenden Sterne

ganz verschieden sind. Während die Sterne weiterhin eine etwa ellip-tische Verteilung bilden, strebt das interstellare Gas wegen der nun auf-tretenden Reibung schneller wieder einem annähernd rotationssymme-trischen Zustand zu. Auch die Neigung der Umlaufsbahnen klingt für Gaswolken schnell ab. Es ist aber weiterhin mit dem Auftreten groß-räumiger Verdichtungen zu rechnen, deren Gravitationspotential nach P. O. LINDBLAD (1960b) Anlaß zur Entstehung eines sekundären Spiral-phänomens geben kann.

Um die Häufigkeit der Spiralbildung durch Begegnung abzuschätzen, entnimmt man Tabelle 2 als grobes Mittel einen Durchschnittswert des  $R^*$  von etwa 50 bis 60 kpc. Der Wirkungsquerschnitt der Begegnung ist, da  $R_{min}$  von Zentrum zu Zentrum gerechnet ist, also etwa  $10^4 \text{ kpc}^2 = 10^{-2} \text{ Mpc}^2$ . Für eine mittlere Relativgeschwindigkeit der Nebel von  $1000 \text{ km/s} = 10^{-9} \text{ Mpc/a}$  ist die mittlere Begegnungshäufigkeit durch  $Z \cdot 10^{-11} \text{ a}^{-1}$  gegeben, wobei  $Z$  die Zahl der Nebel pro  $\text{Mpc}^3$  ist. Nach ALLEN (1955) und SANDAGE (1958) nimmt man heute für die Feldnebel-dichte etwa  $Z = 0.05$  an. Für Feldnebel ist die Wahrscheinlichkeit einer Begegnung innerhalb des Weltalters außerordentlich gering. Zwar könn-ten die Verhältnisse früher günstiger gewesen sein, doch halten sich die durch eine Begegnung erzeugten Spiralen bestenfalls etwa  $10^9 \text{ a}$ , sofern nicht ein sekundärer Mechanismus die Spiralen erhält oder neu bildet. Die Wahrscheinlichkeit einer Begegnung innerhalb der letzten  $10^9 \text{ a}$  ist nur in Haufen der Dichte  $Z \approx 100$  groß, also in den dichtesten bekannten Haufen.

Für weitere Einzelheiten sei auf PFLEIDERER (1961) verwiesen.

Herrn Prof. Dr. H. SIEDENTOPF danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und seine Unterstützung während ihrer Entstehung, Herrn Prof. Dr. G. ELWERT für fördernde Diskussionen. Dem Mathematischen Institut der Universität Tübingen, Abteilung Rechenzentrum (Dir. Prof. Dr. K. ZELLER), danke ich für bereitwillige Hilfe und Überlassung von Rechenzeit auf der Siemens-Anlage 2002.

### Literatur

- ALLEN, C. W.: *Astrophysical Quantities*, London 1955.  
 LINDBLAD, P. O.: *Stockh. Obs. Ann.* **21**, Nr. 3 (1960a).  
 — *Stockh. Obs. Ann.* **21**, Nr. 4 (1960b).  
 PFLEIDERER, J.: *Diss. Tübingen* 1961.  
 — u. H. SIEDENTOPF: *Z. Astrophys.* **51**, 201 (1961).  
 SANDAGE, A.: *Astrophys. J.* **127**, 513 (1958).  
 SCHMIDT, M.: *Bull. Astr. Netherlands* **13**, 15 (1956).  
 SPITZER, L., u. W. BAADE: *Astrophys. J.* **113**, 413 (1951).  
 ZWICKY, T.: *Multiple Galaxies. Erg. ex. Naturw.* **29**, 382 (1956).

Dr. JÖRG PFLEIDERER, Astronomisches Institut der Universität,  
 74 Tübingen, Waldhäuserstrasse 64