

**Fakultät für Physik und Astronomie
der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

**Diplomarbeit
im Studiengang Physik**

vorgelegt von

Markus Demleitner

aus Erlangen

August 1995

**Reaktion des interstellaren Mediums
in Scheibengalaxien
auf scherende Dichtewellen**

**Diese Diplomarbeit wurde ausgeführt am
Astronomischen Recheninstitut Heidelberg
unter Betreuung von
Prof. Dr. Burkhard Fuchs
und
Prof. Dr. Roland Wielen**

Zusammenfassung

Es wird die Antwort eines dissipativen Mediums auf eine durch *swing amplification* verstärkte Potentialstörung in einer Epizykelnäherung (Toomre 1991) numerisch untersucht. Die Störung erscheint als Dichtewelle, die an der differentiellen Rotation der Scheibe teilnimmt und nach höchstens einigen 10^8 Jahren abklingt (Fuchs 1991). Das dissipative Medium ist das Analogon zur interstellaren Materie und wird modelliert als inelastisch kollidierende Testteilchen auf einem Gitter, das der Zuordnung der Stoßpartner dient (Brahic 1977).

Dieses Modell reproduziert bis auf die vertikale Skalenhöhe die beobachteten globalen Eigenschaften insbesondere von Molekülwolken, etwa Geschwindigkeitsdispersion und Strömungsgeschwindigkeiten. Es liefert Störungsamplituden von 50% bis 70% in der Dichte für Ausgangsstörungen der Größenordnung 1% in der Scheibenpopulation. Diese Dichtekonzentrationen ist als Spiralarm zu interpretieren. Für die in den Stößen dissipierte Energie ergibt sich ein Kontrast von mindestens 1 : 10 von Arm- zu Zwischenarmgebiet. Die Struktur des Arms ist weitgehend unabhängig von der konkreten Modellierung der Teilchen; insbesondere bilden entsprechend kühle Sterne ganz analoge Verdichtungen. Die Geschwindigkeitsverhältnisse lassen eine Unterscheidung von transienten und quasistationären Dichtewellen zu.

1. Einleitung

Incidentally, if you are looking for a good problem, the exact details of how the arms are formed and what determines the shapes of these [spiral] galaxies have not been worked out. — R.P. Feynman 1963, S. 7-7

I am very well aware that there are many systems to which this general [two armed grand-design] picture does not apply; you have seen quite a number of them [...], and it is well to keep this [...] constantly in mind. But at the moment I want to concentrate attention on those galaxies in which a more or less continuous pattern [...] can be discerned. [...]

We can hardly imagine that the present spiral structure originated in the last 1 or 2 per cent of the life of the disk and that it is to be dissolved in the next few per cent of this life. — J.H. Oort 1962

In den drei Jahrzehnten, die seit den beiden Äußerungen von Oort und Feynman vergangen sind, hat das Gebiet der Erforschung der Spiralstruktur von Galaxien eine stürmische Entwicklung genommen. Die Arbeiten von Lin und Shu lieferten einen zunächst kaum umstrittenen Rahmen, in den sich neue Fakten aus der Beobachtung, vor allem aus der Radioastronomie einordnen ließen. *N*-Körperrechnungen etwa von Hohl oder W.W. Roberts eröffneten zum ersten Mal einen experimentellen Zugang zur Spiralstruktur und machten in den Rechnungen von Toomre und Toomre deutlich, daß auch Gezeitenkräfte eine wichtige Rolle bei ihrer Anregung spielen können. In jüngerer Zeit wurde durch Infrarotbeobachtungen auch die Massenverteilung für Beobachter zugänglich. Die sich entwickelnde Theorie der Sternentstehung und die Entdeckung von Riesenmolekülwolken waren äußere Einflüsse auf die Entwicklung der Theorie.

Inzwischen ist die Natur der Spiralstruktur zumindest für viele Objekte kaum noch umstritten: „*In some cases there is clear evidence that Lindblad’s original conception of the spiral arm as a density wave is correct*“ (Binney und Tremaine 1987, S. 398). Viele der *details* allerdings, die zu Feynmans Zeiten ungeklärt waren, werden nach wie vor kontrovers diskutiert, und die Fragen, die Oort aufwarf, sind immer noch aktuell: Ist der typische Fall wirklich die *grand design*-Spirale mit zwei Armen? Ist diese Struktur tatsächlich langlebig, oder ist die Spiralstruktur nicht eher von ständigem Entstehen und Vergehen von Verdichtungen geprägt? Oorts Bemerkung, eine kurzlebige Spiralstruktur sei nur schwer vorstellbar jedenfalls ist aus heutiger Sicht einzuschränken. Insbesondere die bei ihm mitschwingende These, Spiralen wie M51 oder M81 seien Testfälle, durch deren Untersuchung das Rätsel der Spiralstruktur zu lösen sei, wird immer weniger vertreten. Oorts Ermahnung, auch die weniger symmetrischen Objekte im Kopf zu behalten, kehrt bei Toomre 1990 wieder und wird geradezu zu einem Postulat: „*For years, this relative neglect [of ragged Sc-Spirals] was quite understandable, along with the widespread presumption that success with density waves and the like in the grander arena might eventually explain even the Sc’s as a minor intellectual spinoff. However, this is not how things turned out – at least in my opinion.*“

Die quasistationären Dichtwellen von Lin und Shu, die dem *grand design* so angemessen erschienen und der Vorstellung von Dichtewellen als Ursache von Spiralstruktur zum

Durchbruch verhalten, mußten mittlerweile weitgehend aufgegeben werden (vgl. Toomre 1978). Eine Theorie, die sozusagen die Thronfolge als allgemein akzeptierte Basis zur Erklärung der Morphologie der Spiralgalaxien fungieren könnte, ist nicht in Sicht. In der Tat ist zu bezweifeln, daß die Erklärung der großen Vielfalt von Phänomenen, die als Spiralstruktur bezeichnet werden, wirklich von einer einzigen Theorie geleistet werden kann. Binney und Tremaine stellen dazu fest, „... *modern spiral structure theory offers a number of mechanisms that can explain much of the wide variety of spiral structure that is seen in different galaxies*“ (ebd.)

Ein *common thread* vieler dieser Theorien sei, so Binney und Tremaine, daß ein *swing amplifier* auch in global stabilen Scheibengalaxien für erhebliche Störungen sorgen kann. Dennoch unterscheiden sich die Theorien teilweise sehr wesentlich, etwa, was die Ursachen der ursprünglichen Störung angeht oder die weitere Entwicklung der resultierenden Strukturen, die etwa in der *modal theory* wieder auf quasistationären Dichtewellen führt.

In dieser Arbeit nun geht es um genau den Fall, der Oorts Intuition zuwiderlief: Der Spiralarm als transientes, wenn auch wiederkehrendes Phänomen, das in natürlicher Weise aus der Verstärkung anfänglich unwesentlicher Störungen in der Scheibe erwächst. Dabei kann völlig auf globale Eigenschaften der Scheibe verzichtet werden. In einer lokalen Betrachtungsweise wird der Weg von der Dichtestörung als solcher zur tatsächlichen Erscheinung eines Spiralarms als Konzentration von Objekten der extremen Population I verfolgt. Zu diesem Zweck wird die Potentialstörung als gegeben angenommen und die Reaktion eines dissipativen Mediums untersucht. Zentrale Fragestellungen sind, wie sich die transiente Natur der Störung in den entstehenden Strukturen äußert, wie weit quasistationäre Dichtewellen andere Ergebnisse liefern und ob das dissipative Medium, dessen Rolle in realen Galaxien von der interstellaren Materie übernommen wird, ausreichend stark reagiert, um Phänomene wie Schockfronten und konzentrierte Sternentstehung zu erklären.

Dazu wird zunächst das Modell eingeführt, beginnend mit einer Ableitung der Bewegungsgleichungen. Anschließend wird die Modellierung des dissipativen Mediums vorgestellt und die Störung diskutiert. Das erste Kapitel findet seinen Abschluß in einer Auflistung der freien Parameter und einer Einordnung ihrer Wahl in unser Wissen über die Galaxis.

Im zweiten Kapitel werden die Ergebnisse des numerischen Experiments dargestellt. Ausgangspunkt ist eine Untersuchung der Relaxation in einem System ohne Störung. Der folgende zentrale Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung des gestörten Systems in einer eher globalen Perspektive und durch gezielte Betrachtung der Verdichtung im Hinblick auf Parallelen zu existierenden theoretischen oder beobachterischen Vorstellungen von Spiralarmen. In einem weiteren Abschnitt wird durch einen Vergleich mit einem stoßfreien System versucht, den Einfluß der Stoßfähigkeit auf die Strukturen abzuschätzen.

Die beiden folgenden Kapitel diskutieren die Konsequenzen von zwei Erweiterungen des Modells, zum einen um die Vertikale, zum anderen um weitere Potentialstörungen, die einen Zugang zur Langzeitentwicklung des Streifens geben sollen. Dabei werden jeweils zunächst die zur Erweiterung notwendigen Schritte angegeben und anschließend eventuell vom Referenzmodell abweichendes Verhalten untersucht. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse.

2. Das Modell

2.1. Das shearing sheet und die periodischen Randbedingungen

Die Idee des *shearing sheet* (siehe z.B. Goldreich und Lynden-Bell 1966 oder Toomre und Kalnajs 1991) ist, eine galaktische Scheibe zu „lokalisieren“, statt der ganzen Scheibe also nur einen $b_x \times b_y$ großen Ausschnitt daraus zu betrachten. Dabei soll b_x klein gegen r_0 , den Abstand zum Zentrum, sein. Die in die Epizykelapproximation (vgl. Lindblad 1954; der Ansatz findet sich aber mindestens seit 1934 in der stellardynamischen Literatur und wurde schon im letzten Jahrhundert von Hill 1878 für die Mondbahn entwickelt) eingehenden Annahmen werden in natürlicher Weise erfüllt, wenn zusätzlich die Störungen in der Geschwindigkeit klein sind gegen die Kreisbahngeschwindigkeit. Als Bewegungsgleichungen resultieren in auf die Mitte des Streifens bezogenen Koordinaten x in radialer Richtung nach außen und y in Richtung der Kreisbahnbewegung

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= 2\Omega_0\dot{y} + 4\Omega_0A_0x + f_{x,\text{perturb}} \\ \ddot{y} &= f_{y,\text{perturb}} - 2\dot{x}\Omega_0.\end{aligned}\tag{1}$$

Darin sind f_{perturb} Störkräfte,¹ also Abweichungen vom axialsymmetrischen Potential, Ω_0 die Winkelgeschwindigkeit der Rotation und A_0 die erste Oort'sche Konstante $-1/2 \partial v_c / \partial r$, beide genommen im Mittelpunkt des Streifens.

Diese Gleichungen folgen etwa aus den durch Betrachtung der Lagrangefunktion eines Körpers in der Scheibe der Galaxis, $L = \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\vartheta}^2) - \Phi(r, \vartheta)$, gewonnenen Bewegungsgleichungen in r und ϑ ,

$$\begin{aligned}\dot{p}_r &= m\dot{r} = \frac{m}{2}r\dot{\vartheta}^2 + mf_r \\ \dot{p}_\vartheta &= m\frac{d}{dt}(r^2\dot{\vartheta}) = mf_\vartheta.\end{aligned}\tag{2}$$

mit $f_q := \partial\Phi/\partial q$. Im axialsymmetrischen Fall ist dabei $f_\vartheta = 0$.

Es werden weiter die in (1) verwendeten Koordinaten

$$x = r - r_0, \quad y = r_0(\vartheta - \Omega_0 t),\tag{3}$$

in (2) eingeführt. Wegen der Lokalität ist eine Entwicklung der Kraftfunktion um r_0 sinnvoll, womit sich für die radiale Koordinate

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= (x + r_0)(\Omega_0 + \dot{y}/r_0)^2 + f_r(r_0 + x) \\ &\approx \Omega_0^2 x + 2\Omega_0 x \dot{y}/r_0 + x \dot{y}^2/r_0^2 + \Omega_0^2 r_0 + 2\Omega_0 \dot{y} + \dot{y}^2/r_0 + f_r(r_0) + \left. \frac{df_r}{dr} \right|_{r_0} x \\ &= \Omega_0 \left(2\dot{y} \frac{x}{r_0} + \dot{y} \frac{x}{r_0} \frac{\dot{y}}{\Omega_0 r_0} + \dot{y} \frac{\dot{y}}{\Omega_0 r_0} \right) + 2\Omega_0 \dot{y} + 4A_0 \Omega_0 x\end{aligned}$$

¹ Genaugenommen handelt es sich um Beschleunigungen, die Bezeichnung als Kräfte entspricht jedoch gängiger Praxis.

ergibt. Das Kräftegleichgewicht der Zentrifugalkraft bedingt $f_r = -r\Omega^2$, und es bleibt unter Vernachlässigung aller Terme der Ordnung x/r_0 (wegen $|x| \ll r_0$) oder $\dot{y}/\Omega_0 r_0$ (die Kreisbahngeschwindigkeit ist wesentlich größer als die Folgen der Störung) die erste der Gleichungen (1), wenn noch $(d\Omega/dr)_{r_0} = -2A_0/r_0$ genutzt wird. Die tangentielle Bewegungsgleichung wird im annähernd axialsymmetrischen Fall (der $f_\vartheta = 0 + f_{\vartheta,\text{perturb}}$ impliziert) analog zu

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(r^2\dot{\vartheta}) &= 2r_0\Omega_0\dot{x} \left(1 + \frac{\dot{y}}{r_0\Omega_0} + \frac{x}{r_0} \frac{\dot{y}}{r_0\Omega_0} + \frac{x}{r_0}\right) + r_0\ddot{y} \left(1 + 2\frac{x}{r_0} + \frac{x^2}{r_0^2}\right) \\ &\approx 2r_0\Omega_0\dot{x} + r_0\ddot{y} = f_\vartheta = r_0 f_{y,\text{perturb}}, \end{aligned}$$

wobei nach der gleichen Regel linearisiert wurde.

00551:0.0012

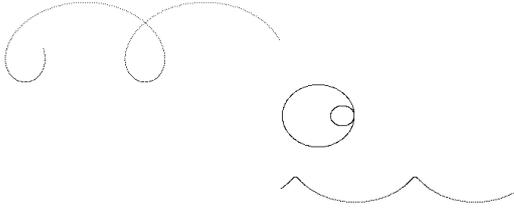


Abb. 1: Eine Auswahl von Bahnen im shearing sheet, Kreisbahnen erscheinen als horizontale Linien, Rosettenbahnen der vollen Scheibe als Ellipsen mit zur Pekuliarbewegung proportionaler Halbachse und eventuell überlagerter Scherbewegung. Hier, wie bei allen Abbildungen des Ortsraums, liegt die x -Achse vertikal (!) und die y -Achse horizontal so, daß x nach oben wächst und die Rotation nach rechts läuft.

Die Ausdrücke (1) sind im Falle verschwindenden Störpotentials auf zwei entkoppelte lineare Differentialgleichungen zweiter Ordnung reduzierbar und lassen sich so direkt integrieren. Als Bahngleichungen folgen mit der Epizykelfrequenz $\kappa = \sqrt{-4\Omega_0 B_0}$ (B_0 ist die zweite Ort'sche Konstante) und den Integrationskonstanten x_0 , y_0 , v_0 und t_0

$$\begin{aligned} x &= x_0 \sin \kappa(t - t_0) + \Omega_0 v_0 / \kappa^2 \\ y &= y_0 + \left(1 - \frac{4\Omega_0^2}{\kappa^2}\right) v_0 t + \frac{2\Omega_0}{\kappa} x_0 \cos \kappa(t - t_0). \end{aligned} \quad (4)$$

Grenzfälle dieser Bewegungen sind die reine Verscherung ($y_0 = x_0 = 0$ und $v_0 \neq 0$), die der Kreisbahnbewegung der vollen Scheibe entspricht, und Ellipsen um den Nullpunkt ($y_0 = v_0 = 0$ und $x_0 \neq 0$), die Bahnen mit Führungszentren in der Mitte des Streifens entsprechen. Im störungsfreien Fall reproduziert das Modell diese Bahnen (vgl. Abb. 1).

Festzulegen sind weiter die Randbedingungen, was also mit einer Wolke geschieht, die den Streifen verläßt. Hier ist die Vorstellung hilfreich, daß der simulierte Streifen durch

Kopien seiner selbst in alle Richtungen fortgesetzt wird. Beispielsweise wird ein Teilchen, das den Streifen nach außen verläßt, am inneren Rand wieder eintreten. Im Vergleich zu den plasmaphysikalischen Analoga tritt hier eine Komplikation durch die differentielle Rotation auf. Die Streifen bewegen sich gegeneinander, sie verscheren – daher auch der Begriff *shearing sheet*. Diese Schwierigkeit erfordert einige Sorgfalt, um die Stetigkeit der Beschleunigungen beim Verlassen des Streifens zu gewährleisten.

In tangentialer Richtung führt die Forderung nach Stetigkeit auf die Vorschrift

$$y \rightarrow y \pm b_y, \quad x \rightarrow x, \quad \vec{v} \rightarrow \vec{v}.$$

Erst beim Umsetzen in x -Richtung tritt die oben erwähnte Komplikation aufgrund der differentiellen Rotation auf. So kommt etwa $y' = 0$ im nächstäußeren Streifen nach der Zeit t über $y = 2A_0 b_x t$ zu liegen, wenn die Streifen anfänglich übereinanderliegen – zum Umsetzen in x muß also eine Korrektur in y treten. Zusätzlich muß v_y angepaßt werden; anschaulich muß die Abweichung von der Kreisbahngeschwindigkeit im neuen Kasten auf die des neuen Zentrums bezogen werden. Zusammen wird

$$\begin{aligned} x &\rightarrow x \pm b_x & y &\rightarrow y \mp 2A_0 b_x (t - t_0) \\ v_x &\rightarrow v_x & v_y &\rightarrow v_y \mp 2A_0 b_x. \end{aligned}$$

Solange der Streifen homogen ist, wirkt sich die Korrektur in y nicht aus. Die Homogenität geht aber verloren, sobald das Störpotential wirkt; zusätzlich ist dann auch die Phase t_0 so zu bestimmen, daß das Störpotential in den Streifen ebenfalls stetig fortgesetzt wird. Zu fordern ist, daß der tangentialer Versatz zwischen den Streifen $2A_0 b_x (t - t_0)$ verschwindet, wenn $k'_x = 0$ ist.² Dieser Sachverhalt wird bei der Behandlung der Potentialstörung noch einmal etwas genauer betrachtet; dort wird auch gezeigt, daß die Störung mitschert und so die Forderung nach Stetigkeit in den Bewegungsgleichungen und in der Störung simultan zu erfüllen ist. Unstetigkeiten im Störpotential äußern sich rasch in auffälligen Strukturen wie „Löchern“ in der Dichteverteilung oder nicht zum Störungskamm symmetrischen Verdichtungen.

Abbildung 2 zeigt, daß die stetigen Beschleunigungen in der Tat zu geschlossenen Kurven führen, Bahnen, die den in einem entsprechend größeren Streifen gerechneten entsprechen. Einzuräumen bleibt, daß die periodischen Fortsetzungen schnell an physikalischer Relevanz verlieren, die erste periodische Fortsetzung in einem Streifen mit $b_x = 3$ kpc überdeckt radial bereits einen großen Teil der galaktischen Scheibe, was sicherlich nicht mit irgendeiner Form von Lokalität zu vereinbaren ist.

2.2. Modellierung des Gases

Das Modell des Gases orientiert sich an Brahic 1977, der zur Simulation etwa von Planetenringen *sticky particles* behandelt. Die Richtschnur dabei ist das – mittlerweile überholte

² Die Situation wird in der Implementierung durch die Diskretisierung der Zeit noch schwieriger. Der Versatz muß dann zur Zeit des nächsten Integrationsschrittes genommen werden (im vorliegenden Fall kommt ein $h/2$ zum Versatz bei Null hinzu).

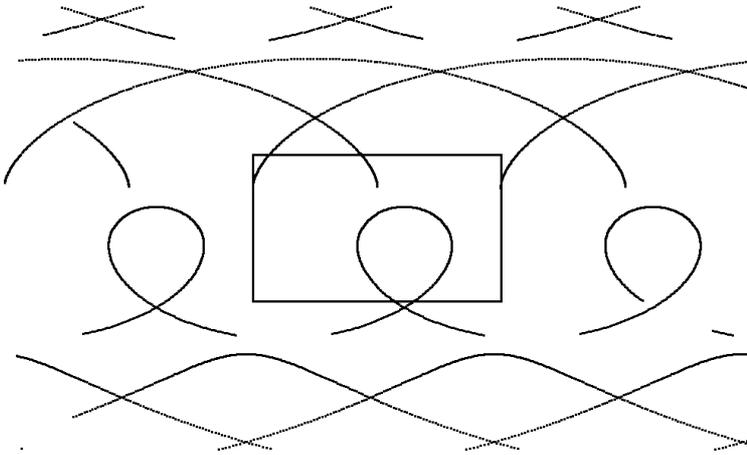


Abb. 2: Die Bahn einer Wolke oder eines Sterns mit ihren periodischen Fortsetzungen ohne Störung, Der tatsächlich berechnete shearing sheet ist durch ein Rechteck markiert.

– Standardmodell für das ISM mit einer heißen und einer kalten Komponente von Field, Goldsmith und Habing 1969, dessen Korrekturen in Richtung auf ein Drei-Phasen-Modell (z.B. Cowie, McKee und Ostriker 1981) jedoch für das hier verfolgte Ziel einer Übersicht über die Dynamik stabil und unveränderlich gedachter Wolken nicht bedeutend sind.

Die Klumpigkeit des interstellaren Mediums (ISM) und der Umstand, daß der Gasdruck über weite Teile der Scheibe vernachlässigt werden kann, motivieren danach eine zunächst nicht-hydrodynamische Herangehensweise. Das ISM wird behandelt als einzelne Wolken, die sich wie Sterne im wesentlichen als Massenpunkte bewegen. Da die Ausdehnung der Wolken durchaus in der Größenordnung ihrer Abstände liegt – Sanders, Scoville und Solomon 1985 geben, daß in etwa 1% des Scheibenvolumens von Molekülwolken erfüllt ist –, spielen bei ihnen im Gegensatz zu Sternen Stöße eine wesentliche Rolle. Dabei werden wesentlich Gezeitenkräfte und auch hydrodynamische Effekte (zu denken ist an Stoßfronten u.ä.) auftreten, so daß Inelastizitäten ins Auge zu fassen sind.

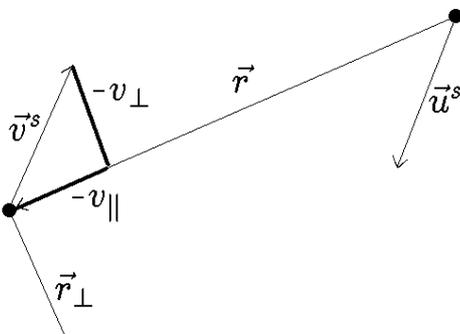


Abb. 3: Hilfskizze zur Berechnung des Stöße. Obere Indizes s bezeichnen Geschwindigkeiten im Schwerpunktsystem.

Konkret bewegen sich die Wolken zunächst nach den Bewegungsgleichungen (1). Über den Streifen wird ein Gitter der Maschenweite R_{coll} gelegt. Wenn sich nun zwei oder mehr Wolken in einer Zelle dieses Gitters aufhalten, werden aus ihnen zufällig Paare gebildet (wobei bei ungerader Zahl der Stoßpartner die überzählige Wolke unberücksichtigt bleibt),

die dann klassischen Zweikörperstößen mit radialen bzw. tangentialen Inelastizitäten f_r bzw. f_t unterworfen werden. Allerdings würden auf diese Weise auch Wolken, die sich voneinander entfernen, stoßen, was schnell zu einer Art „Zusammenkleben“ führen würde. Dies läßt sich unterdrücken durch die Vorschrift, einen Stoß nur dann auszuführen, wenn sich die Teilchen aufeinander zubewegen. Konkret soll der Winkel zwischen dem Vektor der Geschwindigkeitsdifferenz und dem relativen Ortsvektor stumpf sein, was einem Test der Bedingung $\Delta\vec{v}\Delta\vec{r} < 0$ äquivalent ist (vgl. Abb. 3).

Diese sehr vereinfachende Vorgehensweise hat ihren Grund zum einen in der leichten Implementierbarkeit – der Aufwand einer tatsächlichen Prüfung auf Paarstöße wüchse mit N^2 und würde die zur Integration benötigte Zeit schnell dominieren –, zum anderen in einem Mangel an Information, da bei beliebigen Stößen nichtsphärischer Teilchen neue, zunächst versteckte Variablen eingingen, die zudem noch eine genauere Definition einer Wolke erfordern würden. In dieser Arbeit ist zwar bei Wolke eher an Riesenmolekülwolken gedacht, es wurde aber kein Versuch unternommen, sie etwa nach Massenspektrum, Gesamtzahl oder Größe genauer zu simulieren. Ziel ist in der Tat einfach ein dissipatives Medium, dessen Konstituenten maximal einfach gebaut sind.

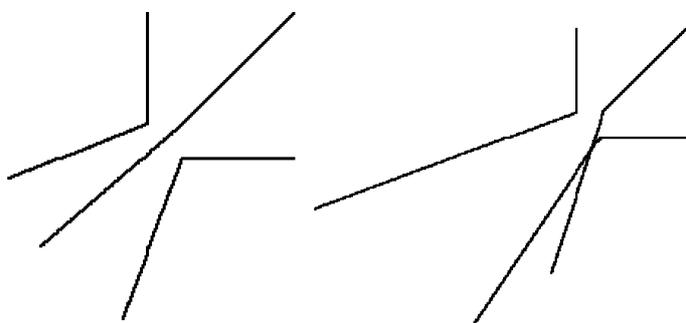


Abb. 4: Eine Illustration der stochastischen Stoßregel: Endkonfigurationen können bei identischen Anfangsbedingungen verschieden sein. Links wurde ein anderer Seed in den Zufallszahlengenerator gefüttert als rechts, so daß sich die Stoßreihenfolge ändert.

Der Zweierstoß der Körper gleicher Masse mit (\vec{r}_1, \vec{v}) und (\vec{r}_2, \vec{u}) wird bestimmt durch die die Inelastizität definierenden Gleichungen

$$\begin{aligned} u'_{\parallel} - v'_{\parallel} &= (1 - f_r)(u_{\parallel} - v_{\parallel}) \\ u'_{\perp} - v'_{\perp} &= (1 - f_t)(u_{\perp} - v_{\perp}) \end{aligned}$$

und die Impulserhaltung

$$\begin{aligned} u'_{\parallel} + v'_{\parallel} &= u_{\parallel} + v_{\parallel} = 0 \\ u'_{\perp} + v'_{\perp} &= u_{\perp} + v_{\perp} = 0. \end{aligned}$$

In diesen Gleichungen bezeichnen die Indizes \parallel bzw. \perp die zur Verbindungsgeraden parallelen bzw. senkrechten Komponenten der jeweiligen Geschwindigkeiten im Schwerpunktsystem, gestrichene Größen beziehen sich auf den Zustand nach dem Stoß. Daraus lassen

sich bereits \vec{v}' und \vec{u}' berechnen. Hier werde ich mich auf die Herleitung einer Gleichung für v'_x beschränken. Zunächst ist durch Subtraktion der passenden Gleichungen

$$2v'_{\parallel/\perp} = (1 - f_{r/t})(u_{\parallel/\perp} - v_{\parallel/\perp}).$$

Elementare Vektorrechnung liefert mit $\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ und $\vec{r}_\perp = (r_y, -r_x)$ die Größen

$$v_{\parallel} = \frac{\vec{r}}{2r}(\vec{u} - \vec{v}), \quad v_{\perp} = \frac{\vec{r}_\perp}{2r}(\vec{u} - \vec{v}),$$

wobei verwendet wurde, daß $(\vec{u} - \vec{v})/2$ gerade \vec{v} im Schwerpunktsystem ist. Analoge Ausdrücke ergeben sich für u_{\parallel} und u_{\perp} , nur sind dann die Rollen von \vec{v} und \vec{u} vertauscht.

Damit ist jetzt

$$\vec{v}' = \frac{\vec{v} + \vec{u}}{2} + v'_{\parallel} \frac{\vec{r}}{r} + v'_{\perp} \frac{\vec{r}_\perp}{r} \quad (5)$$

berechenbar. Einsetzen ergibt für die x -Komponente

$$2v_x = \vec{v} + \vec{u} + (1 - f_r)sr_x/\vec{r}^2 - (1 - f_t)((u_x - v_x)r_y - (u_y - v_y)r_x)r_y/\vec{r}^2$$

mit $s = (\vec{v} - \vec{u})\vec{r}$. Im Programm wird aus Gründen der einfachen Rechnung der f_t -Term noch umgeformt:

$$\begin{aligned} (u_x - v_x)\frac{r_y^2}{\vec{r}^2} - (u_y - v_y)\frac{r_x r_y}{\vec{r}^2} &= (u_x - v_x)\frac{\vec{r}^2 - r_x^2}{\vec{r}^2} + (u_y - v_y)r_x r_y/\vec{r}^2 \\ &= (u_x - v_x) - r_x s/\vec{r}^2. \end{aligned}$$

2.3. Das Störpotential

Die bisher beschriebene Physik dient als Hintergrund für die Untersuchung der Antwort des ISM auf Potentialstörungen. Der Lokalität des *shearing sheet* angemessen sind insbesondere Ansätze, in denen *swing amplification* eine zentrale Rolle spielt, da diese lediglich ein scherendes Medium voraussetzt und nicht auf globale Eigenschaften der Scheibe zurückgreift. Der Grundgedanke ist etwa bei Goldreich und Tremaine 1978 zu erkennen: Unter im wesentlichen den Annahmen, die hier zur Herleitung der Bewegungsgleichungen gemacht wurden, gewinnen Goldreich und Tremaine eine Gleichung der Form $\ddot{\Phi} + S^2(t)\Phi = \alpha\Phi_{\text{ext}}$ für die Fourierkomponenten des Potentials in einer Scheibe; Φ_{ext} ist dabei die von außen aufgeprägte Störung. Diese aufgeprägte Störung ist hier proportional zu einer Deltafunktion in der Zeit, so daß die Entwicklung der Störung stets der eines freien harmonischen Oszillators folgt. Die Funktion $S^2(t)$ spielt dann offenbar die Rolle einer Federkonstante. Die konkrete Form von S^2 wird hier nicht verwendet, entscheidend ist nur, daß zwar im Normalfall $S^2(t) > 0$ ist und Störungen – dabei ist insbesondere an Dichteschwankungen aus der Poissonstatistik der Dichte zu denken – oszillieren, daß es aber durchaus t gibt, für die $S^2(t) < 0$ ist, Störungen also exponentiell wachsen. Dies geschieht in etwa dort, wo der Wellenvektor der Störungen parallel zur Rotation wird ($k_x \approx 0$), was den Begriff

swing amplification motiviert: Die Verstärkung findet während des „Vorüberschwingens“ („*swing by*“) der Störung statt.

Diese Arbeit verwendet anstelle der aus den Jeans-Gleichungen abgeleiteten Ergebnisse von Goldreich und Tremaine 1978 die auf der linearisierten Boltzmann-Gleichung

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + [f_0, \Phi] + [f_1, H_0] \approx 0$$

(f_0 und f_1 sind Grundzustand und erste Störung der Verteilungsfunktion, H_0 ist der Hamiltonian der ungestörten Bewegung und Φ die Potential*störung*) beruhenden Rechnungen von Fuchs 1991. Darin wird die Verteilungsfunktion in die Poissongleichung für die unendlich dünne Scheibe

$$\Delta \Phi = -4\pi G \mu \delta(z)$$

mit der Störung der Flächenbelegung μ und der Gravitationskonstanten G eingeführt. Nach Fouriertransformation läßt sich durch Vergleich der jeweiligen Fourierkoeffizienten (Kalnajs 1971) die Forderung nach Selbstkonsistenz des Systems von Boltzmann- und Poissongleichung für festes $k'_y > 0$ durch eine Integralgleichung vom Volterra-Typ,

$$h(k'_x) \Phi_\omega(k'_x) = \int_{-\infty}^{k'_x} \mathcal{K}(k_x, k'_x) \Phi_\omega(k_x) dk_x + \int_{-\infty}^{k'_x} \mathcal{L}(k_x, k'_x) f(0, k_x) dk_x, \quad (6)$$

ausdrücken, worin \vec{k}' und ω Wellenvektor und Kreisfrequenz der Fourieramplitude der Potentialstörung $\Phi_\omega(k'_x)$ sind und $h(k'_x) = -2\sqrt{k_x'^2 + k_y'^2}$ aus der fouriertransformierten Poissongleichung für die unendlich dünne Scheibe $\mu(k'_x) = h(k'_x) \Phi(k'_x) / 4\pi G$ kommt. Der Kern

$$\begin{aligned} \mathcal{K}(k_x, k'_x) = & -\frac{\kappa}{A_0 k_y} \left(k_y'^2 \frac{A_0}{B_0} \Delta \cos \Delta + \left(k_x k'_x + \frac{\kappa^2}{4B_0} k_y^2 \right) \sin \Delta \right) \times \\ & \exp \left(\beta Q^2 \left(-\frac{k_x'^2 + k_x^2}{2} - \frac{\kappa^2}{4B_0^2} k_y'^2 - \frac{A_0}{B_0} k_y'^2 \Delta \sin \Delta + \left(k_x k'_x + \frac{\kappa^2}{4B_0^2} k_y'^2 \right) \cos \Delta \right) \right) \end{aligned}$$

($\Delta = \kappa(k'_x - k_x) / (2A_0 k_y')$) dieser Integralgleichung verbietet offensichtlich analytische Lösungen. Darin bedeutet $Q^2 = \sigma_u^2 / \sigma_{u,\min}^2$ die Toomre'sche Stabilitätszahl mit der Geschwindigkeitsdispersion der das Potential erzeugenden Sterne in x -Richtung σ_u und der minimalen Geschwindigkeitsdispersion eines gegen radiale Störungen stabilen Systems $\sigma_{u,\min} = \beta^{1/2} \kappa / k_{\text{crit}}$ (Toomre 1964); der dimensionslose Faktor β hat den Wert 0.2857. Sämtliche Wellenzahlen sind in Einheiten der kritischen Wellenzahl

$$k_{\text{crit}} = \frac{\kappa^2}{2\pi G \Sigma_0}$$

mit der ungestörten Massenbelegung Σ_0 zu verstehen.³ Die Simulation gibt übrigens nicht Σ_0 vor, sondern legt

$$k_{\text{crit}} = 2\pi / k_y b_y$$

³ Die kritische Wellenlänge $2\pi / k_{\text{crit}}$ wird von Toomre 1964 eingeführt als die kleinste Wellenlänge, für die axialsymmetrische und sinusförmige Störungen in einer Scheibe ohne Geschwindigkeitsdispersion noch stabil sind.

fest, so daß die Wellenlänge in y -Richtung gerade die Breite des Streifens ist. Das ist wichtig, weil die Stetigkeit der Beschleunigungen beim Umsetzen in y -Richtung Phasengleichheit an den beiden Rändern erfordert.

In der Inhomogenität tritt ein weiterer Operator

$$\mathcal{L}(k_x, k'_x) = \frac{\kappa^2}{A_0 k'_y k_{\text{crit}}} \exp(\dots)$$

(der exp-Term entspricht dem in \mathcal{K}) auf, mit dem die aufgeprägte Dichtestörung $f(0, k_x)$ gefaltet wird. Aus Gründen der Einfachheit und weil durch die Linearität des Problems die Untersuchung einzelner Fourierkomponenten bereits Einsichten in das Verhalten des allgemeinen Falles liefert, beschränkt sich diese Arbeit auf die Untersuchung von Potentialen, die aus $f(0, k_x) = f^{\text{in}} \delta(k_x - k_x^{\text{in}})$ hervorgehen, die ihre Ursache also in einer sinusförmigen Störung mit Wellenzahlen $k'_y > 0$ und k_x^{in} haben. Damit nimmt die Inhomogenität aus Gleichung (6) die Form $f^{\text{in}} \mathcal{L}(k_x^{\text{in}}, k_x^{\text{in}})$ an. Weil \mathcal{K} auf der Diagonalen verschwindet, folgt damit auch gleich (jetzt im Ortsraum, daher der Faktor $A_0 k_y / \pi$)

$$\Phi(t=0) = \frac{A_0 k_y}{\pi} \frac{f_{\text{in}}}{h(k_x^{\text{in}})} \mathcal{L}(k_x^{\text{in}}, k_x^{\text{in}}) = \frac{2G f_{\text{in}}}{h(k_x^{\text{in}})} \Sigma_0,$$

was nach Anwendung der fouriertransformierten Poissongleichung auf

$$f_{\text{in}} = 2\pi\mu/\Sigma_0$$

führt.

Mag auch die Gleichung (6) keine analytischen Lösungen zulassen, so kann man doch zeigen, daß die Abhängigkeit ihrer Lösungen von ω und \vec{k} die Form

$$\exp\left(i\omega \frac{k_x - k'_x}{2A_0 k'_y}\right)$$

hat (Fuchs 1991). Damit läßt sich $\Phi_\omega(k'_x)$ in den Orts- und Zeitraum transformieren. Der Exponentialausdruck geht durch Transformation vom Frequenz- in den Zeitraum und Durchmultiplizieren mit den Nenner des Exponenten in $2A_0 k'_y \delta(2A_0 k'_y t + k_x - k'_x)$ über, das wiederum nach Transformation in den Ortsraum zu $(A_0 k_y / \pi) \exp(ik_x^{\text{eff}} x)$ wird (die y -Richtung trägt lediglich ein $e^{ik'_y y}$ bei). In diesem Ausdruck tritt die „effektive Wellenzahl“ $k_x^{\text{eff}}(t) := k_x^{\text{in}} + 2A_0 k'_y t$ auf. Insgesamt ergibt sich

$$\Phi(x, y, t) = \frac{A_0 k'_y}{\pi} \Phi(k_x^{\text{eff}}) \exp(ik_{\text{crit}}(k_x^{\text{eff}} x + k'_y y)). \quad (7)$$

Aus dem Realteil von (7) folgen durch Gradientenbildung die vom Integrator benötigten Kräfte. Man erkennt, daß tangential die Störkräfte einem Sinus folgen. Dabei wandern die Wellen so, daß ein Stern auf einer Kreisbahn immer auf der gleichen Phase liegt. Die Störung teilt also die Verscherung aus der differentiellen Rotation. Dieser Umstand macht

die *swing amplification* der Simulation in diesem lokalen Modell zugänglich, denn nur mitscherende Potentiale erlauben periodische Randbedingungen im *shearing sheet*. Aus diesem Grund ist auch ein direkter Vergleich mit klassischen quasistationären Dichtewellen (z.B. Lin, Yuan und Shu 1969) nicht möglich.

Die behauptete Stetigkeit beim Umsetzen läßt sich durch Betrachtung des Arguments der Exponentialfunktion in (7) zeigen. Zunächst ist beim Umsetzen in Richtung der Rotation mit (7) $k_{\text{crit}}k_y(y + b_y) = k_y + 2\pi$. Das radiale Umsetzen ist wieder etwas schwieriger:

$$\begin{aligned} k_{\text{crit}}(k_x^{\text{in}} + 2A_0k_yt)(x + b_x) + k_{\text{crit}}k_y(y - 2A_0b_x(t + t_0)) = \\ k_{\text{crit}}(k_x^{\text{eff}}x + k_yy) + \underbrace{k_x^{\text{in}}b_xk_{\text{crit}} + 2A_0k_ytb_xk_{\text{crit}} - 2A_0k_y(t + t_0)b_xk_{\text{crit}}}_{\stackrel{!}{=} 0} \end{aligned}$$

Im Abschnitt 2.1. wurde bereits erwähnt, daß mit Störpotential die Phase wichtig wird, und wenn man die dort angegebene anschauliche Bedingung quantifiziert, wird sich auch dort $t_0 = k_x^{\text{in}}/2A_0k_y$ ergeben.

An dieser Stelle wird auch die Bezeichnung k_x^{eff} klar: Zum Zeitpunkt t hat das Potential einen Wellenvektor $(k_x^{\text{eff}}(t), k_y')$. Die Störung beginnt als vorauseilende Welle – um merkliche Verstärkung zu erzielen, sollte k_x^{in} negativ sein –, wird bei $k_x^{\text{eff}} \approx 0$ praktisch radial und gewinnt in diesem Bereich stark an Amplitude. Sie wird dann zu einer nachgeschleppten Welle, durchläuft das Maximum ihrer Amplitude und gerät in den absteigenden Teil der Oszillation. Die (letztlich scheinbare) Dämpfung tritt auf, weil Störungen mit typischen Ausdehnungen unterhalb der Größe eines Epizykels rasch im Rauschen verschwinden.

Der zeitliche Verlauf der Amplituden wird nach (7) gegeben durch $\Phi(k'_x)$, das seinerseits als Lösung der Integralgleichung (6) zu erhalten ist, Nun verschwindet $\Phi(k_x)$ links von Anregung der Störung bei $k_x^{\text{eff}} = k_x^{\text{in}}$ bestimmten Zeitpunkt, weil (6) Wirkungen nur zu wachsenden k_x hin mitteilt. Deshalb ist $\Phi(k_x^{\text{in}})$ der kleinste nichtverschwindende Fourierkoeffizient, und die Lösung von (6) kann numerisch auf einem Intervall $[k_x^{\text{in}}, k_x^{\text{max}}]$ erfolgen (die Wahl von k_x^{max} ist nicht kritisch, $\Phi(k_x)$ klingt nach oben hin schnell ab). Dieses Intervall wird zunächst durch $N = (k_x^{\text{max}} - k_x^{\text{in}})/\Delta k$ Stützstellen $k_i = k_x^{\text{in}} + i\Delta k$ äquidistant unterteilt. Durch

$$\int_{k_i}^{k_{i+1}} \mathcal{K}(k_x, k'_x)\Phi(k_x) dk_x \approx \frac{1}{2} \left(\mathcal{K}(k_i, k'_x)\Phi(k_i) + \mathcal{K}(k_{i+1}, k'_x)\Phi(k_{i+1}) \right) \Delta k$$

(dies entspricht der einfachen Trapezregel) werden die Integrale zu Summen und die Integralgleichung zu einem bereits in Dreiecksform stehenden linearen Gleichungssystem, dessen Lösung sich sofort zu

$$\begin{aligned} \Phi(k_j) = \frac{f^{\text{in}}}{h(k_j)} \mathcal{L}(k_0, k_j) \\ + \frac{\Delta k}{2h(k_j)} \mathcal{K}(k_0, k_j)\Phi(k_0) + \frac{\Delta k}{h(k_j)} \sum_{i=1}^{j-1} \mathcal{K}(k_i, k_j)\Phi(k_i) \end{aligned}$$

ergibt.

2.4. Freie Parameter und Einheiten

In diesem Abschnitt werden die in das Modell eingehenden freien Parameter zusammenfassend diskutiert bzw. eingeführt, ihre im Referenzmodell gewählten Werte sowie die ihnen im Programm (und damit den Steuerdateien) zugeordneten Namen angegeben.

2.4.1. Einheiten

In dieser Arbeit (ebenso wie im Programm) werden die in der Stelldynamik üblichen Einheiten verwendet. Längeneinheit ist das Parsec, die Einheit der Geschwindigkeit 1 km s^{-1} . Daraus folgt als Zeiteinheit 1 pc s/km , entsprechend etwa $3.1 \times 10^{13} \text{ s}$ oder 9.7×10^5 Jahren. Ein Sonderfall sind die Wellenzahlen. Sie werden, wie in 2.3. ausgeführt, im Regelfall in Einheiten von k_{crit} gegeben. Massen treten in der eigentlichen Rechnung nicht auf.

2.4.2. Technische Parameter

Die Simulation verwendet zur Integration der Bewegungsgleichungen einen Runge-Kutta-Algorithmus vierter Ordnung (vgl. Press et al. 1986). Als Schrittweite dieses Integrators `h1` wird im Referenzmodell 1.5 pc s/km gewählt, was nach den Ausführungen im Kapitel zum freien Modell unten eher konservativ ist. Speziell dieser Parameter muß aber bei Änderungen im Modell angepaßt werden.

Um `h1` variieren zu können, ohne daß sich am restlichen Modell wesentliches ändert, ist der Zeitschritt `tinter` von `h1` entkoppelt. Die Prüfung auf Kollisionen, das Rücksetzen in den Streifen und damit die Neuberechnung des Versatzes zu den nächsten Streifen und eventuelle Ausgaben erfolgen alle `tinter` Zeiteinheiten. Auch der Schrittzähler rechnet in Einheiten von `tinter`. Diese Arbeit hat durchweg `tinter = 3 pc s/km`. Bei Relativgeschwindigkeiten benachbarter Wolken von typischerweise einigen km s^{-1} werden die Wolken zwischen zwei Stoßphasen also eine R_{coll} -Zelle von $(50 \text{ pc})^2$ im Regelfall nicht vollständig durchlaufen.

Bei der Berechnung der Potentialstörung $\Phi(k_x)$ tritt eine weitere Integrationsschrittweite auf, Δk (`dk`). Deren Wahl ist wohl minder kritisch, da ja die in die Integralgleichung eingehenden Parameter eher willkürlich gewählt sind und, wie Abb. 5 zeigt, die quantitativen Wirkungen von Integrationsfehlern im 10%-Bereich liegen, während der qualitative Verlauf kaum beeinflusst wird. Das Referenzmodell setzt `dk = 0.005`, was zwar ein wenig Genauigkeit opfert, aber eine halbwegs schnelle Berechnung schon im Rahmen der verwendeten Trapezformel erlaubt.

Um die Möglichkeit zu haben, das Wolkengas relaxieren zu lassen, läuft das Modell bei $t = \text{tstart}$ los, wobei $t = 0$ durch das Einsetzen der Potentialstörung definiert ist. Da die Anfangsbedingungen beim Referenzmodell mit Bedacht gewählt sind und die Relaxation in der Tat unerwünscht ist (siehe dazu die Ausführungen zum ungestörten Modell), ist hier `tstart = 0`. Der Vollständigkeit halber sei die Existenz von `tend` erwähnt, der Zeit, zu der die Simulation abbricht.

Die pseudozufällige Anfangsverteilung im Orts- und Geschwindigkeitsraum wird wie die Zuordnung von Kollisionspaaren bestimmt von `rseed`, dem Wert, mit dem der Zufallszahlengenerator initialisiert wird; die Wahl selbst (hier ist `rseed = 1`) ist nur für die – im Rahmen der verschiedenen Implementationen der Fließkommaarithmetik – exakte Reproduzierbarkeit der Experimente interessant .

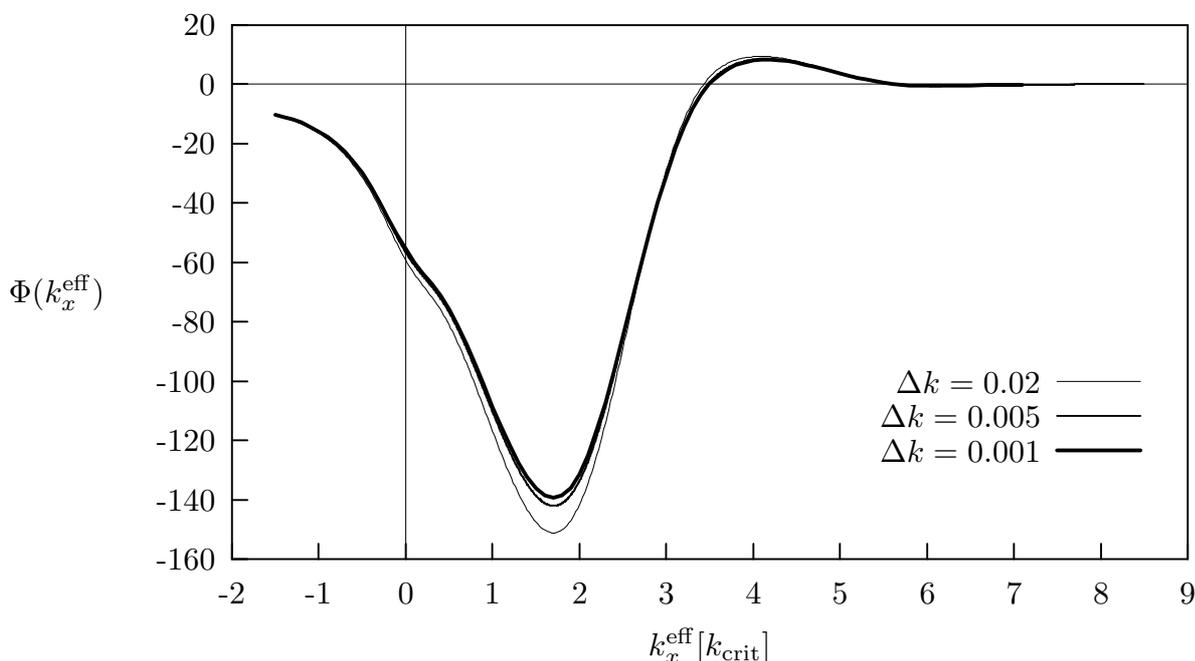


Abb. 5: Verlauf des Potentials im Referenzmodell für drei verschiedene Werte von Δk . Tatsächlich gezeichnet ist die Amplitude der Beschleunigungsfunktion, wie sie in (7) Verwendung findet, jedoch bereits mit $A_0 k_y / \pi$ multipliziert.

2.4.3. Stelldynamische Parameter

In die Bewegungsgleichungen im *shearing sheet* (1) wie auch in die Integralgleichung (6)⁴ gehen die Oort'sche Konstante A_0 (im Programm wird $2A_0 = \text{azero2}$ verwendet) und die lokale Winkelgeschwindigkeit der Rotation um das galaktische Zentrum Ω_0 ($\text{omega2} = 2\Omega_0$) ein. Es werden hier durchweg die IAU(1963)-Werte angenommen, d.h. $\text{azero2} = 0.030 \text{ km/pc s}$ und $\text{omega2} = 0.05 \text{ km/pc s}$. Daraus folgen die Epizykel-frequenz $\kappa = 0.032 \text{ km/pc s}$, die zweite Oort'sche Konstante $B_0 = -0.01 \text{ km/pc s}$ sowie das Achsverhältnis des Epizykels $\kappa/2B_0 = 1.58$.

Weiterhin ist der Anfangszustand, also die anfängliche Verteilung der Wolken im Orts- und Geschwindigkeitsraum, zu definieren. Der Ortsraum wird homogen belegt, was tangential sicherlich gerechtfertigt ist, radial hingegen eine Idealisierung der Verhältnisse, die ja eher von einem exponentiellen Dichteabfall geprägt sind, darstellt; da aber der Streifen periodisch fortgesetzt wird und also auch die Dichteverteilung vom oberen zum unteren Rand stetig verlaufen muß, ist dies die einzig sinnvolle Wahl. Analog muß auch die Geschwindigkeitsverteilung ortsunabhängig präpariert werden. Gewählt wurde eine Gaußverteilung mit Standardabweichung temp , was zwar naheliegend, aber nicht unbedingt begründbar ist. Tatsächlich wird die Rechnung zeigen, daß die Geschwindigkeiten scherender *sticky particles* auf einem Gitter im Gleichgewicht nicht gaußverteilt sind.

Beim Präparieren der Verteilung ist zu beachten, daß der Geschwindigkeitsraum des *shearing sheet* weder homogen noch isotrop ist, da ja – wie eine Inspektion von (4) zeigt

⁴ Zur Bedeutung der *shearing rate* auf die Verstärkung vgl. Julian und Toomre 1966

– die Scherung der ungestörte Bewegungszustand ist. Zudem werden die Epizykel mit konstanter Winkelgeschwindigkeit durchlaufen, weswegen die um die Scherung bereinigten Geschwindigkeiten das Epizykelverhältnis aus (4) $2\Omega_0/\kappa = \kappa/2B_0$ reproduzieren müssen. Beide Effekte müssen berücksichtigt werden, um zu einer physikalisch sinnvollen Größe zu kommen. Dementsprechend ist unter der Breite der Gaußverteilung oben (im folgenden wird sie als Geschwindigkeitsdispersion oder Temperatur bezeichnet) die Wurzel aus

$$\sigma^2 := \sum_{\text{alle Teilchen}} v_x^2 + \left(\frac{\kappa}{2B_0} (v_y + 2A_0x) \right)^2 \quad (8)$$

zu verstehen. Damit wird die Ellipse, die ein Körper im Geschwindigkeitsraum beschreibt, durch eine Streckung der v_y -Achse in einen Kreis überführt. In der Tat führt dies auf ein Integral der Bewegung in der Epizykelnäherung. Im Referenzmodell ist $\text{temp} = 8 \text{ km s}^{-1}$. Zu beachten ist, daß σ keineswegs die physikalische Geschwindigkeitsdispersion $\sigma_{\vec{v}} = \sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_v^2}$ ist. Vielmehr gilt hier $\sigma = \sqrt{2}\sigma_u \approx 1.2\sigma_{\vec{v}}$ (zum Zusammenhang von σ_u und $\sigma_{\vec{v}}$ siehe unten).

2.4.4. Parameter des Streifens

Die geometrischen Ausmaße des Streifens, b_x (**bx**) und b_y (**by**) sind zunächst nur im Zusammenhang mit der Teilchendichte wichtig. Oben klang schon an, daß durch die periodische Fortsetzung des Streifens die Bahnen der Wolken ohnehin nicht von dessen Breite b_x abhängen (vgl. Abb. 2). Im Referenzmodell wird als Kompromiß aus Rechenökonomie bei gegebener Dichte und Übersicht b_x zu 3 kpc gewählt. Demgegenüber ist die Wahl von b_y durch Gleichung (7) eingeschränkt. Mit $b_y = 20 \text{ kpc}$ und $k_y = 0.5$ ist $k_{\text{crit}} = 6.3 \times 10^{-4} \text{ pc}^{-1}$. Der resultierende Wert der kritischen Wellenlänge von 10 kpc entspricht der Schätzung von Toomre 1964, der jedoch von einem kleineren σ_u und dementsprechend auch einem kleineren Q^2 ausging.

Zusammen mit der Geometrie bestimmt die Teilchenzahl N (**nprt**) die Teilchendichte. Weil jedoch die Teilchen selbst als Testteilchen auftreten, spielt die Dichte letztlich nur durch das Wolkenmodell eine Rolle; jedoch ist insbesondere bei der Bestimmung lokaler Parameter, wie sie zum Aufnehmen von Schnitten nötig ist, auch an die Statistik zu denken. Das Referenzmodell setzt $N = 16000$.

2.4.5. Parameter des Wolkenmodells

Die die Inelastizität der Stöße bestimmenden Parameter f_r und f_t (**fr** bzw. **ft**) sind vor allem wichtig wegen ihrer Bedeutung für die Relaxationszeit bei gegebener Stoßrate (vgl. die Ausführungen zum störungsfreien Modell unten). Klar ist, daß $f_{r,t}$ klein zu wählen sind, wenn Stöße häufig sein sollen, denn für große $f_{r,t}$ ist das System bei merklichen Stoßraten schon sehr kalt, bevor die Potentialstörung überhaupt wesentlich wird. Hingegen heizt sich das Modell unbegrenzt auf, wenn f_r und f_t beide praktisch Null sind, da die fast elastischen Stöße dann Energie aus der Scherung thermalisieren. Grundsätzlich hat man wenig Anhaltspunkte, wie $f_{r,t}$ zu wählen ist; auch Arbeiten, die den Stoßprozeß selbst untersuchten, etwa Jog und Ostriker 1985, die in Stößen $f_{r,t} = 1$ setzen, dafür aber auch voll elastische Begegnungen zulassen, bieten keine ausreichenden Anhaltspunkte, zudem im Rahmen des vorliegenden, vereinfachten Modells. Im Gegensatz zu Schwarz 1981, der $f_r =$

$f_t = 0.8$ hatte, verwendet das Referenzmodell $f_r = f_t = 0.2$ mit dem Ziel, durch häufige Stöße die Charakteristik des ISM deutlich herauszuheben (dem entspricht im Analogon des Gases das Aufbauen einen merklichen Druckes); wie sich zeigen wird, spielt die Wahl aber nur über die Relaxationszeit eine wesentliche Rolle.

Ähnlich wenig ist a priori zur Wahl von R_{coll} (`rcoll`) zu sagen. Eine obere Grenze ergibt sich aus der Forderung, daß die Wolken im Mittel nicht in jedem Integrationsschritt an einem Stoß beteiligt sein sollen – im anderen Fall dominiert der quasizufällige Stoßprozeß die zugrundeliegende Physik der Scheibe, was eben wegen der stark vereinfachenden Modellierung der Stöße nicht erwünscht sein kann; praktisch heißt das, daß die Zahl der in einer Zelle vorhandenen Wolken kleiner Zwei sein soll. Genauer werden selbst diese beiden im Mittel und bei gleichverteilten Geschwindigkeiten nur jedes zweite Mal stoßen, da ihre Relativgeschwindigkeit negativ sein muß, so daß zusammen

$$R_{\text{coll}} \leq 2\sqrt{b_x b_y / N}$$

sein sollte. Im Referenzmodell ist diese Grenze etwa 120 pc – soll R_{coll} irgendetwas zu tun haben etwa mit Gezeitenradien von Molekül- oder HI-Wolken, ist dies sicher keine Einschränkung. Weil aber schon die Wolkendichte im wesentlichen nach praktischen Gesichtspunkten gewählt war, ist das kein Hinweis auf physikalische Konsistenz. Das Referenzmodell setzt `rcoll` = 50.

2.4.6. Parameter des Potentials

Die Wahl des Stabilitätsparameters $Q^2 = 2$ (`q2`) orientiert sich an den von Toomre 1974 für die Sonnenumgebung abgeleiteten $1.2 < Q < 2$, ist also letztlich aus der Beobachtung motiviert. Mehr als Orientierung ist gegenwärtig nicht zu erwarten; so hält Toomre selbst sogar Stabilitätsparameter über 2 für mit unserem Wissen über die Galaxis vereinbar, während eher auf quasistationäre Dichtewellen orientierte Autoren wie Bertin et al. 1989 zu $Q \approx 1$ tendieren. Mit $Q^2 = 2$ und $\lambda_{\text{crit}} = 10 \text{ kpc}$ ist über $\sigma_u^2 = 0.2857 Q^2 \kappa^2 / k_{\text{crit}}^2$ auch die radiale Geschwindigkeitsdispersion der die das Potential erzeugenden Sterne auf $\sigma_u \approx 38 \text{ km s}^{-1}$ festgelegt. Für eine zweidimensionale Scheibe ist wegen $\sigma_u^2 / \sigma_v^2 = \kappa^2 / 4B_0^2$ mit den IAU(1963)-Parametern die gesamte Geschwindigkeitsdispersion $\sigma_v = 1.18\sigma_u$; die alte Population hat dann $\sigma_v = 45 \text{ km s}^{-1}$, was mit den Ergebnissen von Wielen et al 1992 und den Vorstellungen über den *backbone* von Scheibengalaxien verträglich ist.

Die anfängliche radiale Wellenzahl der Störung $k_x^{\text{in}} = -1.5$ (`kxin`) wurde so gewählt, daß einerseits der Bereich, in dem die Störung exponentiell wächst, überdeckt wird, andererseits die Störung nicht schon vor abklingt, bevor sie verstärkt wird. Dabei ist die Vorstellung, daß aus einer Störung mit breitem Spektrum die Fourierkomponente dominieren wird, die den den Verstärkungsbereich optimal überdeckt.

Die Angabe der tangentialen Wellenzahl der Störung k_y (`ky`) legt bei gegebener Geometrie k_{crit} fest, definiert also die Einheit der Wellenzahlen. Eine andere Sichtweise dieses Umstands ist, daß k_y eine Aussage macht, wie stark die Scheibe auf Störungen mit $\lambda \approx b_y$ reagiert: Wie etwa Toomre 1964 oder, mehr auf die vorliegende Situation bezogen, Fig. 1 von Fuchs 1991 zeigt, wird die Antwort der Scheibe im Bereich von $k_y = 0.5$ maximal, wobei unterhalb kurzwellige Oszillationen kleiner Amplitude auftreten, während oberhalb

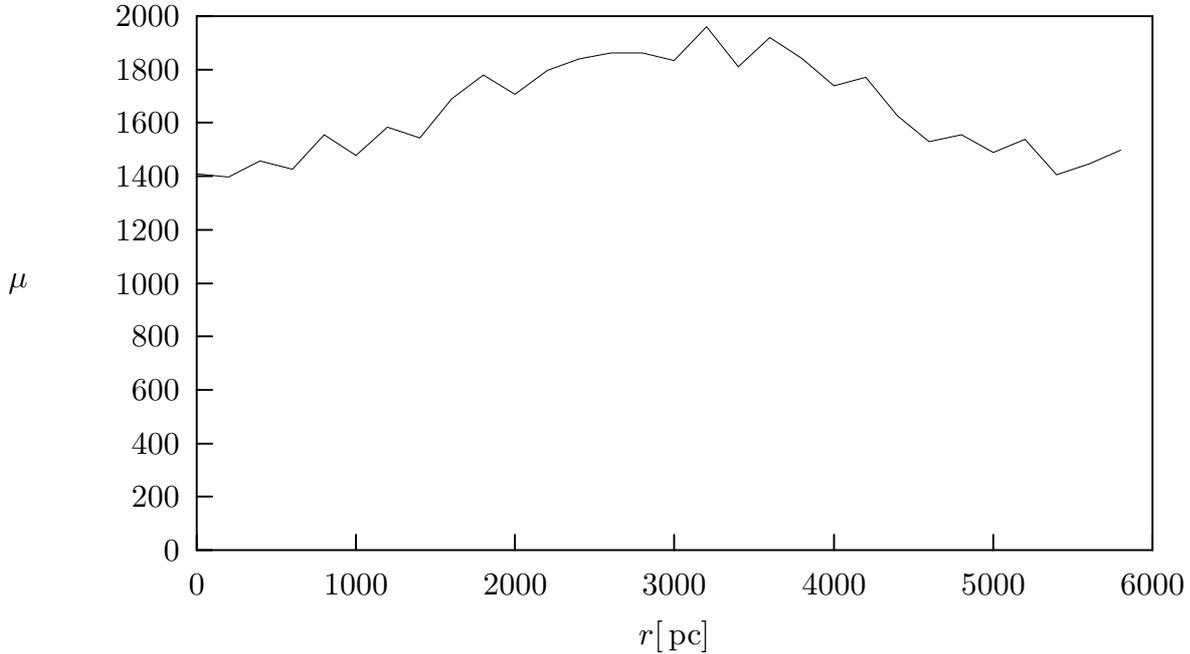


Abb. 6: Ein Dichteschnitt im backbone, also den Sternen, die das Potential dominieren, hier realisiert als ein stoßfreies System mit $\mathbf{temp} = 54 \text{ km s}^{-1}$. Auf der horizontalen Achse ist die Entfernung entlang eines Schnitts mit einer Länge von 6 kpc senkrecht zum Störungskamm und symmetrisch zum Nullpunkt aufgetragen. Um die Statistik zu verbessern, wurde mit 10^5 Sternen gerechnet.

der Verstärkungsmechanismus recht schnell uneffektiv wird. Dementsprechend hat das Referenzmodell $\mathbf{ky} = 0.5$.

Es bleibt die Amplitude der anfänglichen Dichtestörung zu bestimmen, im wesentlichen also f^{in} (\mathbf{frin}). Die Wahl dieser Größe orientiert sich an der resultierenden Maximalamplitude der Störung in der alten Population, da zumindest für diese Arbeit keine Annahmen über die Natur der Anregung der *swing amplification* gemacht werden. Auch wenn Ansätze, die die Spiralstruktur allein als Phänomen der extremen Population I erklären (z.B. Mueller und Arnett 1976) im Lichte von Arbeiten wie Rix und Rieke 1993 oder Block et al 1993 wohl nicht mehr haltbar sind, kann von einem „kanonischen“ Wert für den Dichtekontrast in der Scheibenpopulation keine Rede sein. Das Referenzmodell setzt $\mathbf{frin} = 0.04$, was nach (7) auf einen anfänglichen Kontrast in Φ von gut einem halben Prozent führt. Das Potential wird, wie Abb. 5 zeigt, etwa um einen Faktor 15 verstärkt und erreicht dieses Maximum bei $k_x^{\text{eff}} \approx 2$ (das ist bedeutsam, weil μ gegenüber Φ noch um einen Faktor $h(k_x^{\text{eff}})/h(k_x^{\text{in}})$, hier also etwa 1.3, weiter verstärkt wird). Damit ist eine maximale Amplitude im μ der alten Sterne von etwa 15% zu erwarten. Abbildung 6 zeigt, daß sich das Modell in dieser Frage selbstkonsistent verhält.

3. Ergebnisse

Dieser Abschnitt diskutiert das Verhalten des beschriebenen Modells. Dabei wird zunächst die Entwicklung ohne Potentialstörungen untersucht, was vor allem einen Überblick über die Rolle der Stöße und das Relaxationsverhalten geben soll.

3.1. Das ungestörte Referenzmodell

Ohne Potentialstörung bleibt die Homogenität des Streifens erhalten, so daß die Massenverteilung durch die Angabe einer mittleren Dichte vollständig beschrieben ist. Auch die Verteilung im Geschwindigkeitsraum hängt nicht vom Ort ab, wohl aber von der Zeit, da das stoßende System relaxiert. Im Regelfall hat man es mit einer Kühlung zu tun; allerdings können Stöße umgekehrt auch Energie aus der Scherbewegung in die Geschwindigkeitsdispersion transportieren. Es gibt daher eine Gleichgewichtstemperatur, die schon aus der Modellierung der Stöße abzuschätzen ist. Bei verschwindenden Pekuliargeschwindigkeiten⁵ beträgt die maximale Geschwindigkeitsdifferenz zweier Stoßpartner $2A_0R_{\text{coll}}$, also etwas wie $1 \cdots 2 \text{ km s}^{-1}$. Diese Abschätzung ist nach unten zu korrigieren, weil natürlich nicht jeder Stoß den Vektor maximal dreht und die Geschwindigkeitsdifferenz inelastisch gedämpft wird, nach oben, weil eine endliche Temperatur das in einer R_{coll} -Zelle auftretende Geschwindigkeitsspektrum spreizt und so das Gleichgewicht etwas nach oben schiebt. Experimentell liegen die Gleichgewichtstemperaturen von Modellen mit realistisch erscheinenden A_0 und R_{coll} auch im Bereich von gut 1 km s^{-1} , was sich durch im Rahmen bleibende Manipulation an freien Parametern auch kaum ändern läßt – insbesondere beeinflusst die Wahl von $f_{r/t}$ die Gleichgewichtstemperatur nur unwesentlich, solange die Stöße merklich inelastisch bleiben.

Nun sollte im Anschluß an Beobachtungen HII-Regionen oder der CO-Emission in der Galaxis die Geschwindigkeitsdispersion im ISM eigentlich in der Größenordnung 5 km s^{-1} liegen (vgl. Sanders, Scoville und Solomon 1985 oder Clemens 1985). Gemäß obiger Abschätzungen müßte dazu R_{coll} zu einigen hundert Parsec gewählt werden, was physikalisch kaum zu motivieren ist. Damit sind für das ISM typische Geschwindigkeitsdispersionen nur quasi „per Hand“, also durch geeignete Präparation, zu erreichen. Darüber hinaus muß die Rückheizung durch die Potentialstörung erfolgen, bevor das Modell wesentlich abgekühlt ist. Wenn aber das Modell irgendetwas mit der Realität zu tun hat, ist umgekehrt die in der Galaxis beobachtete Geschwindigkeitsdispersion zu erklären, wobei einzuräumen bleibt, daß die Stoßvorschrift selbst die tatsächlichen Verhältnisse und unvollkommen modelliert; Gammie, Ostriker und Jog 1991 erhalten jedenfalls mit einem vergleichbaren Mechanismus (von ihnen als gravitative Viskosität im scherenden Medium bezeichnet) durchaus befriedigende Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Deren Stöße waren allerdings rein gravitativ und konnten damit zu *dynamic heating* führen. Die Untersuchung der Langzeitentwicklung des Systems wird jedoch zeigen, daß auch mit dem hier gewählten Stoßmechanismus durch wiederholte Störungen realistische Gleichgewichtstemperaturen zu erzielen sind. Wie weit eine Einbeziehung von elastischen Stößen dieses

⁵ Als Pekuliargeschwindigkeit wird hier der von der Scherung befreite Vektor $(v_x, v_y + 2A_0x)$ bezeichnet.

Ergebnis verändert hätte, ist schwierig abzuschätzen, der Umstand jedoch, daß die gravitative Viskosität allein nicht für deutlich höhere Temperaturen sorgt und die Geschwindigkeitsdispersion hier eher am unteren Ende der Beobachtungen liegt, läßt erwarten, daß die Korrekturen für die Geschwindigkeit in der Ebene eher geringfügig wären.

Eine Vorstellung von der Zeitskala des Kühlprozesses gewinnt man aus der Relaxationszeit, hier verstanden als die Zeit, in der die Geschwindigkeitsdispersion um einen Faktor e abnimmt. Wie üblich wird dazu der Abstand zwischen zwei Stößen angesetzt als die Zeit, nach der im Mittel gerade ein Teilchen auf der Fläche (Stoßquerschnitt \times zurückgelegter Weg) liegt. Für einen mit N Teilchen mit typischen Geschwindigkeiten v besetzten Streifen gilt dann gemäß der Stoßvorschrift

$$-\frac{1}{\ln(1-f)} \approx \frac{v T_{\text{relax}} R_{\text{coll}}}{2} \frac{N}{b_x b_y}. \quad (9)$$

Die Zwei im Nenner wurde bereits in den Ausführungen zur Wahl von R_{coll} erklärt. Der Term auf der linken Seite kommt aus der Überlegung, daß ja bei einer Kollision $\Delta v' = (1-f)\Delta v$ gilt, so daß sich die Zahl n der Stöße, nach der die Geschwindigkeit eines Teilchens um e gefallen ist, aus $(1-f)^n = e^{-1}$ ergibt. Man beachte, daß in diese Abschätzung die Annahme eingeht, daß die typischen Geschwindigkeit ein Maß für die mittlere Stoßgeschwindigkeit ist; die typische Geschwindigkeit wiederum wird später mit σ gleichgesetzt. Jede dieser Unterstellungen kann je nach tatsächlicher Verteilung der Größen ohne weiteres um einen Faktor Zwei falsch sein.

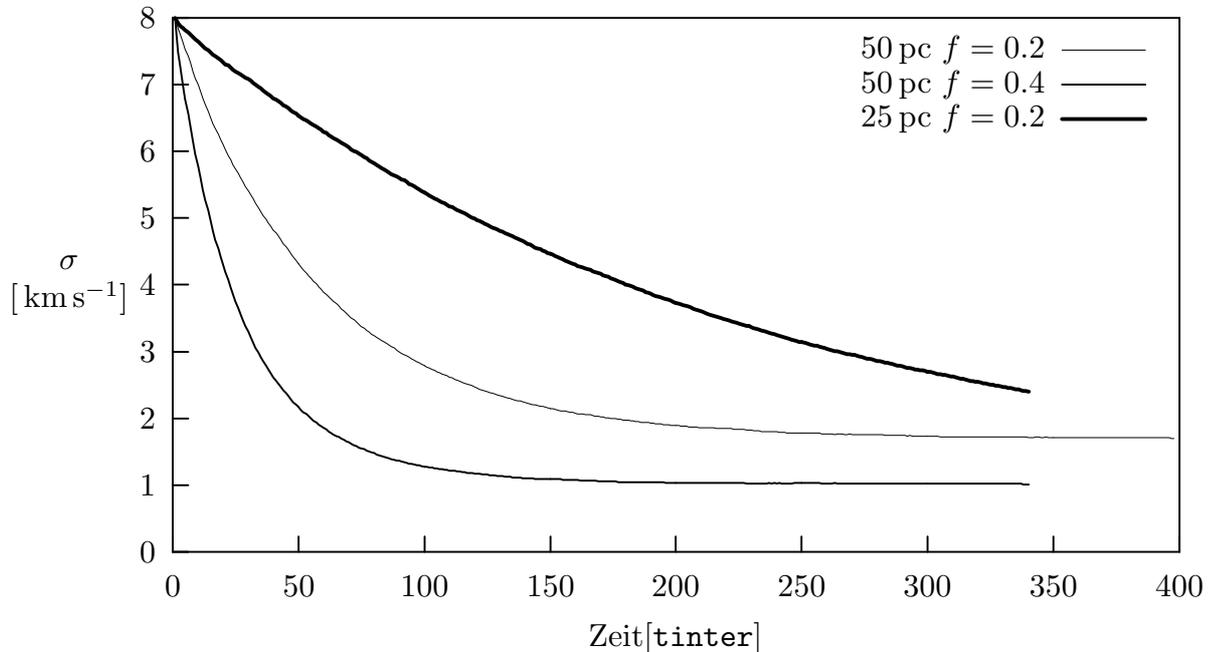


Abb. 7: Der Temperaturverlauf für drei verschiedene Parametersätze.

Im Rahmen der von einer solchen Abschätzung zu erwartenden Genauigkeit reproduziert das Experiment die Vorhersagen von (9). So wird für das ungestörte Referenzmodell etwa $T_{\text{relax}} = 160 \text{ pc s/km}$ vorhergesagt, während das Experiment 300 pc s/km

liefert (vgl. Abb. 7). Mit ähnlicher Genauigkeit sind die erwarteten Proportionalitäten zu erkennen, etwa $T_{\text{relax}} \propto 1/R_{\text{coll}}$ – die Gerade $\sigma_v = 4$ wird von der (50/0.2)-Kurve nach etwa 65 Schritten geschnitten, von der (25/0.2)-Kurve nach etwa 160 Schritten. Der grob exponentielle Verlauf der Kurven bestätigt die v -Abhängigkeit. Auch die logarithmische Abhängigkeit von f läßt sich erkennen; das System kühlt mit $f = 0.4$ ungefähr $65/25 \approx 2.5$ -mal schneller auf die halbe Temperatur, was gut zu der Erwartung von $\ln(0.8)/\ln(0.6) \approx 2.3$ paßt. Gründe für die Abweichungen dürften einerseits in der Vernachlässigung der Verteilung der Geschwindigkeiten liegen, andererseits in der unzutreffenden Annahme, v bleibe über eine Relaxationszeit gleich.

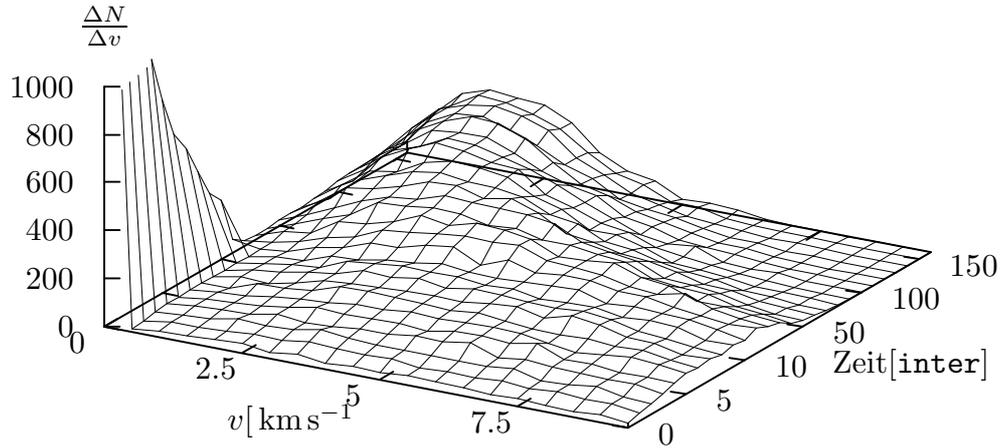


Abb. 8: Verteilung der Stoßgeschwindigkeiten (also der Größe $|\vec{v}_1 - \vec{v}_2|$) über der Zeit. Man beachte die Zeitskala.

Einen weiteren aufschlußreichen Blick auf die Relaxation erhält man aus Abbildung 8. Dort ist zunächst auffällig, daß während der ersten zehn Schritte extrem viele Stöße mit geringem Δv stattfinden. Dies war nach der Abschätzung über die Gleichgewichtstemperatur des ungestörten Modells auch zu erwarten, die Geschwindigkeiten der fast auf einer Kreisbahn laufenden Wolken innerhalb einer R_{coll} -Zelle gleichen sich auf ein Mittel an. Wenn diese Störung unterdrückt werden soll, müßte der Scherterm beim Präparieren der Geschwindigkeiten auf einem R_{coll} -Raster statt auf dem Kontinuum gerechnet werden. Ansonsten stellt sich für die Stoßgeschwindigkeiten ungefähr eine Maxwell-Verteilung ein, deren Maximum mit der Zeit von etwa 6 km s^{-1} nach gut 2 km s^{-1} wandert.

Schließlich bietet das freie Modell noch die Möglichkeit, die Brauchbarkeit des Integrators an einem ganz klaren Fall zu untersuchen: Ein stoßfreies System (im Modell ist dazu $R_{\text{coll}} = 0$ zu setzen; im folgenden wird dies als ein System von Sternen bezeichnet) erhält die innere Energie. Demnach sollte die auch die Temperatur konstant bleiben, was beim ungestörten Referenzmodell ohne Stöße über 5000 pc s/km auch auf deutlich unter

1% erfüllt ist. Dabei ist einzuräumen, daß im vollen Modell die Differentialgleichung durch die Störkräfte verändert wird – hier hilft nur der Vergleich der Ergebnisse mit verschiedenem h_1 , der aber die Wahl von $h_1 = 1.5$ nur bestätigt – und daß zum anderen der stochastische Anteil in der Stoßvorschrift empfindlich auf Integrationsfehler reagiert, was im Zusammenhang mit der Langzeitentwicklung noch einmal diskutiert wird.

3.2. Entwicklung des Referenzmodells

In diesem Abschnitt wird nun das volle Referenzmodell untersucht, also ein *shearing sheet* mit einer Potentialstörung der Form (7). Die mittlere Kurve der Abbildung 5 zeigt das verwendete $\Phi(k_x^{\text{eff}})$. Qualitativ wird mit wachsendem k_x^{eff} die ursprüngliche Störung zunächst um einen Faktor 15 verstärkt und erreicht ihre Maximalamplitude bei $k_x^{\text{eff}} = 1.8$. Dementsprechend sollte auch die Dichtestörung bei einer Inklination $i \approx 90^\circ - \arctan(1.8/0.5) \approx 15^\circ$ die maximale Amplitude erreichen – in der Tat ist diese Erwartung aber nur für die das Potential erzeugende Population so zu formulieren⁶, das ISM wird mit einer gewissen Verzögerung reagieren. Bei $k_x^{\text{eff}} \approx 3.5$ wechselt die Amplitude ihr Vorzeichen, was ja nach dem im Abschnitt 2.3. über die zunächst freie Oszillation Gesagtem auch zu erwarten ist. Zu erkennen ist aber auch die starke Dämpfung dieser Oszillation. Die Wellenlänge der Störung ist beim Nulldurchgang etwa $10 \text{ kpc}/4 \approx 2.5 \text{ kpc}$, vergleichbar also mit der Größe eines typischen Epizykels der alten Population, die mit (4) zu $\sqrt{2}\sigma_u/\kappa \approx 1.7 \text{ kpc}$ abgeschätzt werden kann. So erreicht die zweite Auslenkung (betragsmäßig) gerade noch die Amplitude der Anregung, die dritte ist bereits kaum zu erkennen.

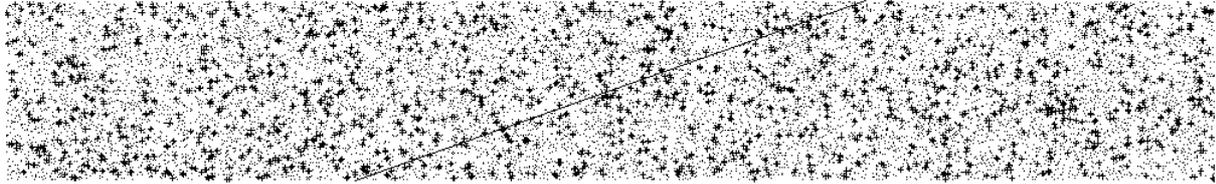
3.2.1. Ortsraum und Dichte

Zunächst soll hier die Entwicklung des Systems durch Betrachtung der Positionen von Wolken und Stößen beschrieben werden, wobei auf Abb. 9 Bezug genommen wird. Im ersten Bild dieser Abbildung ist im wesentlichen die anfängliche Konfiguration zu erkennen, die Sterne sind homogen über den Streifen verteilt und stoßen sehr häufig, was ja nach Abb. 8 auch zu erwarten war. Nach etwas mehr als einer halben galaktischen Umdrehung hat die Stoßrate sichtlich abgenommen, worin sich aber primär die gegen das Scherfeld operierende Angleichung der Kreisbahngeschwindigkeiten innerhalb der R_{coll} -Zellen spiegelt, also letztlich ein Artefakt der Modellierung. Die radiale Wellenzahl der Störung liegt jetzt bei 1.2, ihre Amplitude ist schon mit der Maximalamplitude vergleichbar. Eine Erhöhung der Wolken-dichte in der Umgebung des Wellenkamms ist hingegen kaum zu erkennen. Lediglich in den Stößen ist eine Verdichtung sichtbar; in der Tat sind sie ein empfindlicher Dichteeindikator, da ja die Stoßdichte in erster Näherung mit dem Quadrat der Teilchendichte skalieren wird.

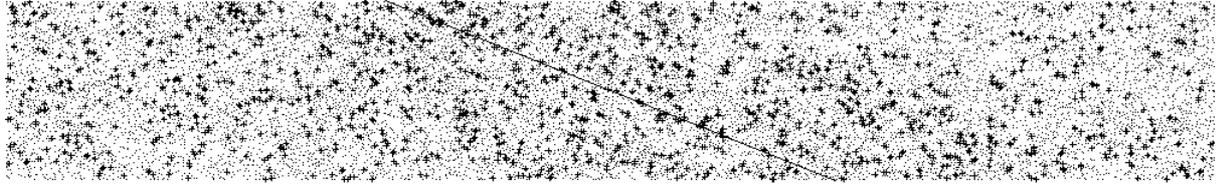
Das ändert sich gut zehn Schritte oder 0.15 Umdrehungen später, deutlich ist der Dichtekontrast zu erkennen. Obwohl nun die Störung wieder schwächer wird, verstärkt sich das Muster bis zum nächsten Bild, etwa eine galaktische Umdrehung nach dem Start der Simulation, weiter. Ein Bild der periodischen Fortsetzungen zu diesem Zeitpunkt zeigt

⁶ Ganz genau genommen stimmt die Aussage auch für die alte Population nicht. Bei der Transformation zwischen Dichte und Potential taucht ein Faktor $h(k_x^{\text{eff}})$ auf, der das Maximum geringfügig nach hinten verschiebt. Allerdings ist dieser Effekt winzig.

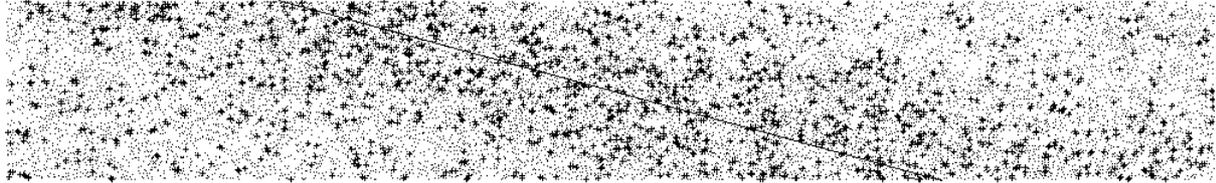
00001:0.018 -1.43



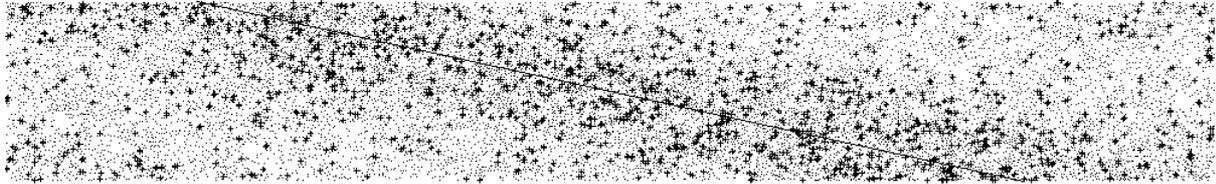
00060:0.722 1.22



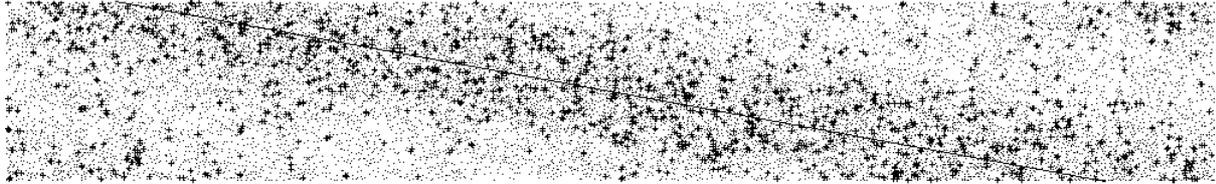
00073:0.877 1.81



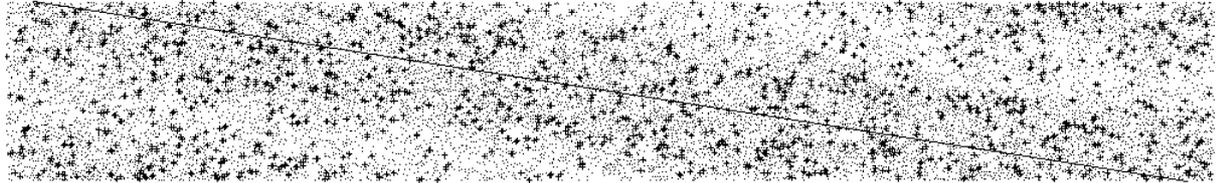
00083:0.997 2.26



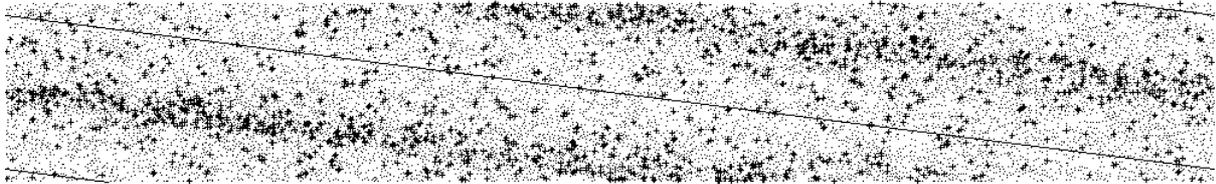
00093:1.116 2.71



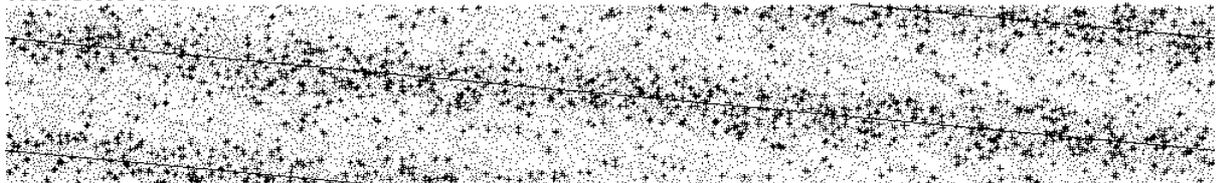
00103:1.235 3.16



00119:1.426 3.88



00151:1.808 5.32



00089:1.068 2.53



Abb. 10: Periodische Fortsetzungen in der Nähe der stärksten Ausprägung des Spiralarms (vgl. Abb. 2).

Abb. 10. Insbesondere ist darin der Abstand der Dichtemaxima von rund 4 kpc zu erkennen, wohl etwas mehr als erwünscht – bei einer kritischen Wellenlänge von 10 kpc und einem Durchschreiten der Maximalamplitude bei $k \approx 2.5$ ist aber vorderhand auch nichts anderes zu erwarten; kleiner Abstände wären durch ein kleineres k_{crit} , wie es etwa durch ein kleineres Q^2 bedingt würde, auch ohne weiteres zu erreichen. Näheres zur Geometrie der Verdichtung unten im Abschnitt über den Spiralarm.

Nach 100 Schritten befindet sich die Dichtestörung deutlich in Auflösung, obwohl die Amplitude der Potentialstörung durchaus noch positiv ist. Die Schärfe des Randes, die insbesondere dem Bild bei 93 Schritten eine so prominente Struktur gibt, mag zu Gedanken Richtung Schock verführen, in der Tat jedoch hat dieses Verhalten nichts mit den Stößen zu tun und taucht in ähnlicher Weise auch bei Sternen auf. Die Ursache dieses Verhaltens wird mit dem Geschwindigkeitsfeld diskutiert. Außerdem sind in diesen Bildern rechts oben und links unten bereits die Randzonen der benachbarten Spiralarme zu sehen.

Die beiden letzten Bilder zeigen die „Echos“ der ursprünglichen Verdichtung, also die die nächste Schwingung der Oszillation von Φ bzw. μ . Sie erscheinen so prominent, weil die Wolken zunächst in den zum oszillatorischen Verhalten führenden Bewegungszustand gezwungen werden, ihre Schwingung aber durch die kleinere Geschwindigkeitsdispersion und damit kleineren Epizykeln schwächer gedämpft ist als in der alten Population. Auch für massebehaftete Wolken, die selbst Ursache der Potentialstörung sind, wäre so mit deutlich weniger gedämpften Oszillationen zu rechnen als in Abb. 5 für (im wesentlichen) Sterne mit $\sigma_u = 38 \text{ km s}^{-1}$ dargestellt. Der Vergleich des Bildes nach 119 Schritten mit dem nach 151 Schritten⁷ deutet aber darauf hin, Stöße zu einer Dämpfung der Oszillation führen, was allerdings im Referenzmodell nur schwach zum Tragen kommt. Eine geeignetere Darstellung dieses Sachverhalts wird später im Raum der Pekuliargeschwindigkeiten gegeben.

3.2.2. Geschwindigkeitsraum

Einen groben Überblick über die Geschwindigkeitsverhältnisse liefert zunächst eine Betrachtung der Geschwindigkeitsdispersion über der Zeit. Auffällig ist, daß sich die gestörte und die störungsfreie Kurve nach etwa dreißig Schritten trennen. Effekte der Störung zeigen sich also schon bei $k_x^{\text{eff}} = -0.15$, lange, bevor Entsprechendes im Ortsraum zu erkennen ist. Über die nächsten 50 Schritte hinweg wird das System nun geheizt, bis es nach insgesamt

⁷ Zwischen den beiden Bildern liegen 32 Schritte, also 96 Zeiteinheiten, was ziemlich genau der Erwartung des Echoabstandes, der halben Epizykelperiode $\pi/\kappa = 99$ nämlich, entspricht. Da die Störung nach 100 Schritten weitgehend abgeklungen ist, findet sich hier die freie Epizykelperiode.

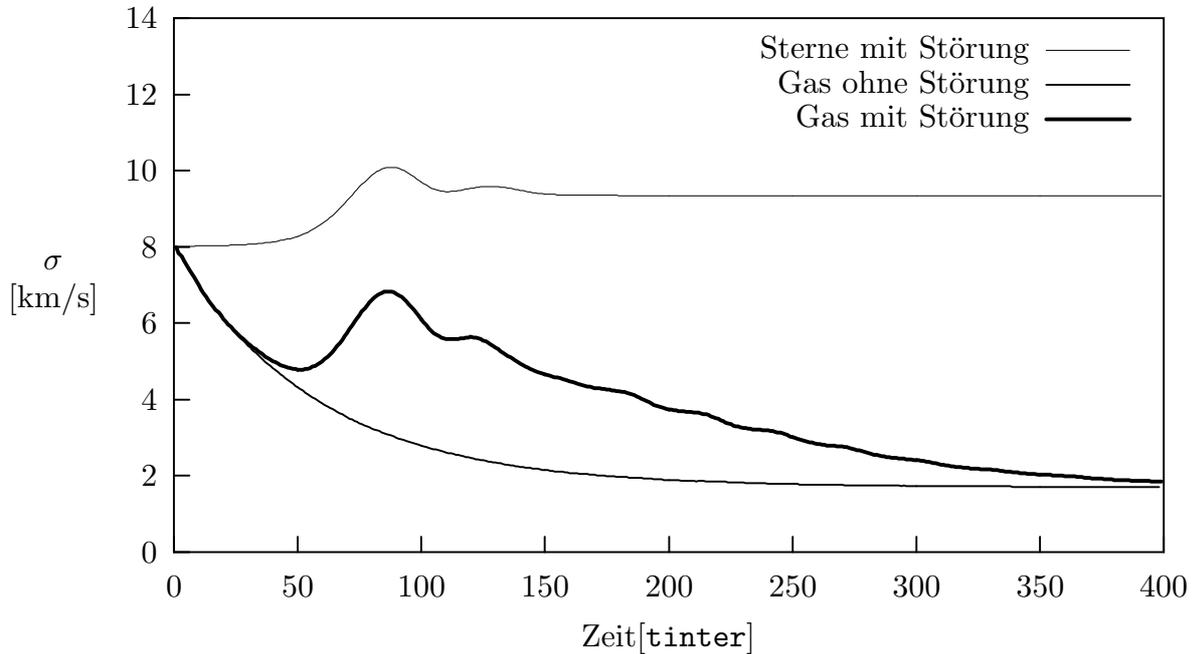


Abb. 11: Verlauf der Temperaturen für das Referenzmodell und zum Vergleich ohne Potentialstörung.

etwa 85 Schritten ($k_x^{\text{eff}} \approx 2.4$) sein Temperaturmaximum erreicht hat, was auch etwa die Zeit der deutlichsten Ausprägung der Struktur im Ortsraum ist. Hier hat die Amplitude der Störung ihr Maximum bereits überschritten, da sie aber bis $k_x^{\text{eff}} \approx 3.5$ positiv bleibt, sollte eigentlich weiter eine Heizung wirken. Im Vergleich der Steigungen des fallenden Asts der gestörten Temperaturkurve und des zugehörigen störungsfreien Modells wird aber deutlich, daß das Gegenteil der Fall ist – die Kurve fällt stärker, es wirkt eine Kühlung. Erstaunlich ist auch, daß der wirklich kleine „Überschwinger“ in der Amplitude bei $k_x^{\text{eff}} \approx 4.2$ so deutlich als „Buckel“ in Erscheinung tritt, sind doch die dort wirkenden Beschleunigungen nach Abbildung 5 durchaus mit der ursprünglichen Anregung vergleichbar, die ja in der Temperatur keine sichtbaren Spuren hinterläßt.

Hierin äußert sich nicht nur die lokal erhöhte Dichte im „Spiralarm“, die dort (und damit für die Mehrzahl der Körper) natürlich entsprechend kürzere Relaxationszeiten bedingt, sondern auch der Umstand, daß die Geschwindigkeitsdispersion allein eben nur für gaußverteilte Größen die Verteilungsfunktion (bis auf den Mittelwert) bestimmt. Die Pekuliargeschwindigkeiten aber sind nach dem Einsetzen der Störung sehr bald global und bedingt durch die kleinräumig geringere Geschwindigkeitsdifferenzen bewirkenden Stöße auch lokal nicht mehr gaußverteilt mit Erwartungswert Null. Ein Teil der dargestellten Geschwindigkeitsdispersion ist als Strömung zu bezeichnen, also großräumig korreliert, was zu einer empfindlichen Reaktion auf Störkräfte führt – insbesondere können Störkräfte bei rein lokaler Geschwindigkeitsdispersion nicht kühlend wirken.

Diese Strömungen ist in Abbildung 12 dargestellt. Im ersten Bild ist darin aber noch der Anfangszustand gaußverteilter Pekuliargeschwindigkeiten zu erkennen. Jeder Pfeil repräsentiert ein Mittel über rund 15 Körper, so daß die Geschwindigkeitsdispersion nur geglättet erscheint. Diese Statistik ist bei der Betrachtung des Geschwindigkeitsfelds

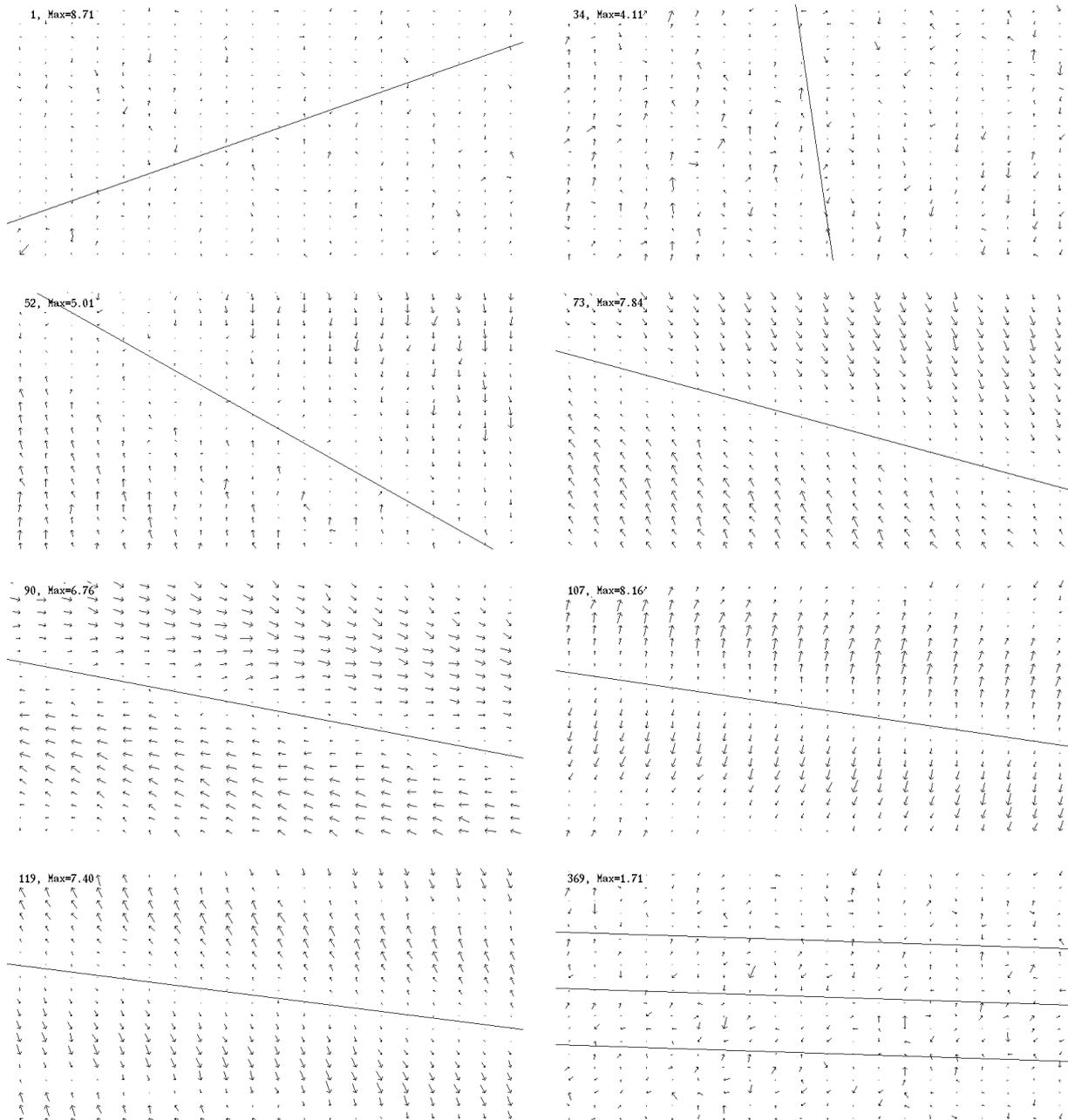


Abb. 12: Das Pekuliargeschwindigkeitsfeld im Referenzmodell. Aus Gründen der Darstellung sind hier nur Ausschnitte von 6×3 kpc aus dem ganzen Streifen gezeigt. Die Pfeile zeigen die mittlere Geschwindigkeit der Sterne in einer $6/20 \times 3/20$ kpc-Umgebung der Pfeilspitze an. Oben links steht jeweils die Zahl der gerechneten Schritte und die physikalische Länge des längsten Pfeils in km s^{-1} .

im Auge zu behalten, es handelt sich bei den Pfeilen nicht um Geschwindigkeiten, die tatsächlich von Teilchen eingenommen werden, sondern um Mittel solcher Geschwindigkeiten. In diesem Sinn ist wohl auch das zweite Bild zu interpretieren: Die Verteilung die Pfeillängen ist flacher geworden, weil die darunterliegende Verteilung der Geschwindigkeiten flacher geworden ist. Allerdings läßt sich die Wirkung der Störung noch nicht mit

Bestimmtheit ausmachen.

Das dritte Bild zeigt nach 52 Schritten bereits die beiden Effekte, die die ganze Entwicklung der Verdichtung wesentlich bestimmen: Zum einen die Strömung zum Minimum des Störpotentials hin, zum anderen die Ablenkung der Teilchen von der geraden Bahn dorthin aufgrund der Epizykelbewegung, was sich hier in der Erscheinung manifestiert, daß die Pfeile nicht senkrecht zum Kamm orientiert sind (und schon gar nicht in der Phase zurückgeblieben, also nach rechts abweichen). Der Grund dafür ist, daß die Wolken links vom Minimum in den (in der gewählten Orientierung) unteren Teil eines Epizykels angeregt werden und sie sich so im aufsteigenden Teil ihrer Bahnellipse hochlaufen befinden, während rechts die Verhältnisse gerade umgekehrt sind. In Summe weichen beschleunigte Wolken nach links aus, was letztlich Ausdruck der Coriolisterme in den Bewegungsgleichungen ist.

Zum Zeitpunkt des vierten Bildes, nach 73 Schritten, wird die Verdichtung im Ortsraum eben erst sichtbar, während der Geschwindigkeitsraum ganz klar von der Strömung in Richtung Dichtestörung dominiert wird. Der Winkel zwischen Störungskamm und Strömung hat sich nicht wesentlich verändert, was sich verstehen läßt durch einen Vergleich der Kreisfrequenz der Drehung des Störungskamms, $2A_0 \cos \varphi$ mit dem Winkel φ zwischen Kamm und x -Achse, und der Epizykelfrequenz κ : Im störungsfreien Modell liegen während des Umklappens beide bei etwa 0.3.⁸ Zu beachten ist dabei, daß unter einer Potentialstörung die Oszillationsfrequenz der Wolken gegenüber der Epizykelfrequenz reduziert ist (Toomre 1964, vgl. die Gleichung (18) dort). Dieses Resultat ist aber auch ganz anschaulich zu gewinnen: Durch die Struktur der Bewegungsgleichungen werden die Geschwindigkeitsvektoren aus der Richtung auf das Potentialminimum gedreht, was im ungestörten Fall zur Ellipse des Epizykels führt; tritt nun eine Beschleunigung aus fester Richtung auf, wird durch sie die Richtung des Geschwindigkeitsvektors immer wieder ein wenig „zurückgestellt“, so daß die Drehung insgesamt mit wachsenden Störkräften gebremst wird. Dies bewirkt, daß gerade die wegen ihrer Länge ins Auge fallenden Vektoren der am stärksten beschleunigten Wolken zeitweise sogar vom Störungskamm eingeholt werden.

Beim nächsten Bild (genommen nach 90 Schritten – im Dichtebild zeigt sich allenfalls ein Schärferen des Verdichtungsrandes gegenüber der ausgeprägten Struktur nach 80 Schritten) laufen die auf dem Kamm nur schwach beschleunigten, also frei und damit schnell oszillierenden Wolken bereits aus der Verdichtung heraus, während die am stärksten beschleunigten Teilchen noch immer einfallen. Da jedoch die Bewegung senkrecht zum Arm zu diesem Zeitpunkt eine eher untergeordnete Rolle in der Gesamtbewegung spielt und die wesentliche Komponente parallel zum Arm orientiert ist, kommt es nicht zu einer wirklich auffälligen Häufung von Stößen an der Grenze zwischen der Bewegung aus dem Arm heraus und in ihn herein (vgl. aber die Profile der deponierten Energie im Abschnitt über den Spiralarm). Hier findet sich der Grund für die auffallend scharf definierte Grenze der Verdichtung im fünften und sechsten Bild der Abb. 9 und letztlich auch der verstärkten Kühlung nach dem Temperaturmaximum, auf die im Zusammenhang mit Abb. 11

⁸ Diese Übereinstimmung ist kein Zufall, sondern tritt wegen $\kappa = 2\sqrt{A_0 B_0}$ bei allen Modellen mit $A_0 \approx B_0$ auf. In der Tat liegt in dieser Beobachtung der Schlüssel für ein anschauliches Verständnis der *swing amplification*.

hingewiesen wurde – die Mehrzahl der Teilchen beginnt, gegen das Potential zu laufen. Dementsprechend ist auch der erwähnte „Buckel“ durch den kleinen Überschwinger auf die annähernde Parallelität von Kräften und Strömungsfeld zurückzuführen – zu Anfang ist hingegen die kleine Beschleunigung gegen die ungeordnete Bewegung vernachlässigbar.

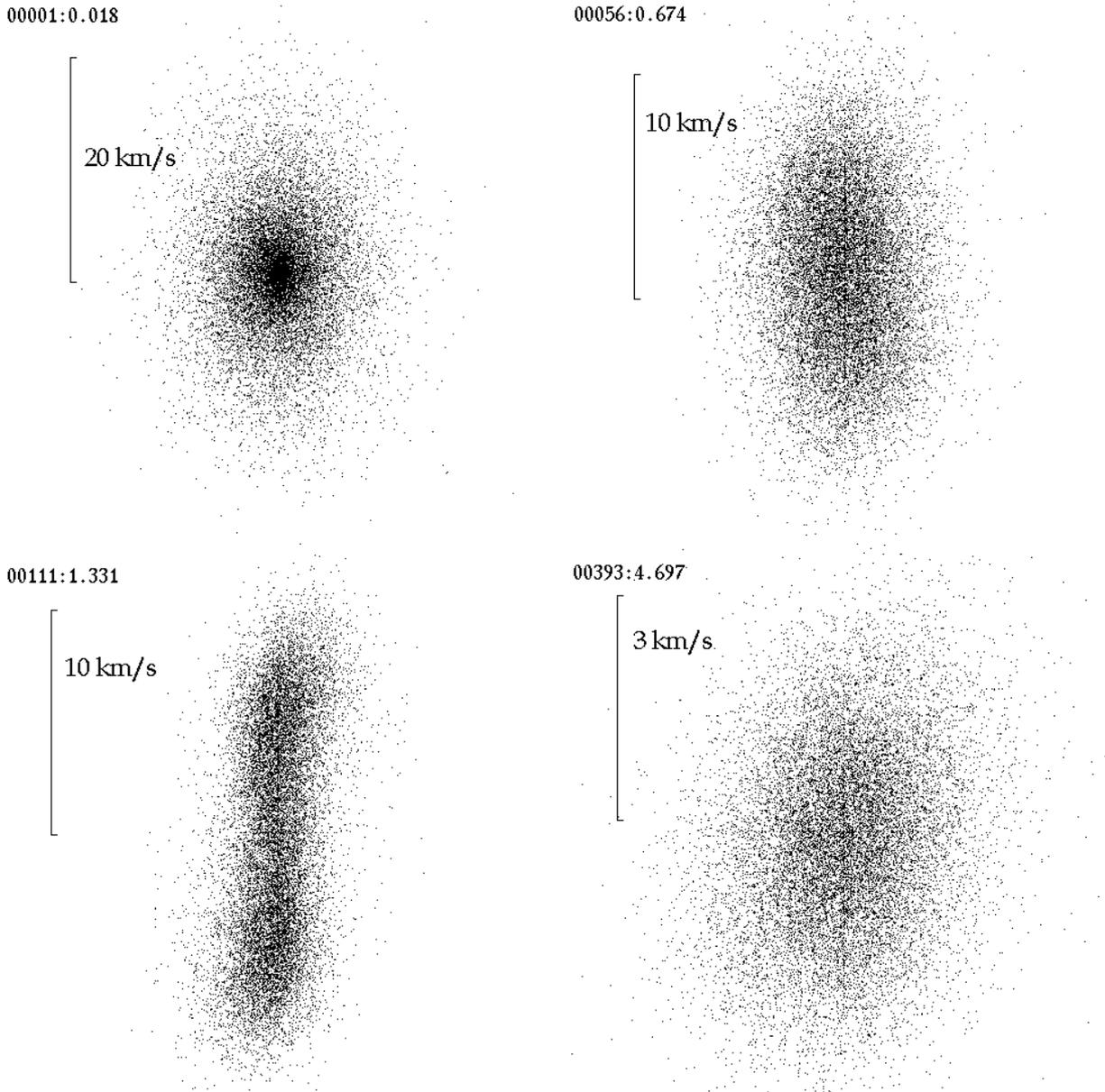


Abb. 13: Verteilungen der Pekuliargeschwindigkeit. Jeder Punkt entspricht einer Wolke, die Zahlen geben wieder Schrittzahl und Zeit in Einheiten der Rotationsperiode. v_x ist auf der Abszisse, v_y auf der Ordinate – die Bilder sind gegenüber dem Ortsraum um $\pi/2$ gedreht. Man beachte die verschiedenen Maßstäbe.

Im nächsten Bild scheint eine deutliche Beruhigung im Geschwindigkeitsfeld eingetreten zu sein. Abgesehen von einem kleinen Beitrag der Stöße ist das jedoch ein Scheineffekt, der sich durch Betrachtung der Abbildungen 13 und 14 leicht erklären läßt. Es

00092:1.104

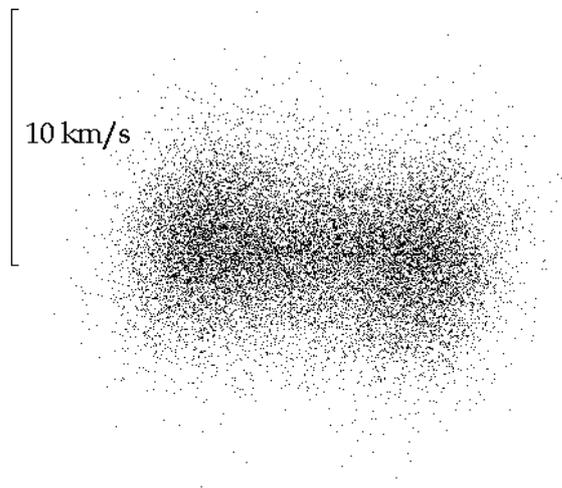


Abb. 14: weitere Abbildung des Geschwindigkeitsraums, diesmal bei fast liegendem Balken. Zu beachten auch die Einschnürung um $v_x = 0$, die sich bei der Untersuchung eines dispersionsfreien Falls deutlicher zeigen wird. Zur Beschriftung vgl. Abb. 13.

ist evident, daß sich die Verhältnisse zwischen 104 und 111 Schritten nicht wesentlich verändern, die zugehörigen Bilder im Pekuliargeschwindigkeitsraum unterscheiden sich jedoch dramatisch. Dies ist wiederum ein Effekt des Achsverhältnisses. Eine Struktur, die im Geschwindigkeitsraum bei Ausrichtung v_y -Richtung ein Achsverhältnis α hat, wird nach der Zeit $\pi/2\kappa$ nur noch ein Achsverhältnis $\alpha/(\kappa/2B_0)^2$ haben, und eben das verwandelt den recht ausgeprägten Balken in den annähernden Kreis. Eine elongierte Verteilung der Geschwindigkeiten wird aber auf eine erheblich schärfere Verteilung der Winkel führen als ein annähernd sphärisches Gebilde. Eben das ist in der Abbildung 12 zu beobachten.

Im letzten Bild der Abbildung 12 ist schließlich annähernd der quasistationäre Endzustand zu sehen, das System hat die Störung recht weitgehend vergessen. Ein solcher Zustand wird in der Natur sehr wahrscheinlich nicht auftreten, immerhin gibt Abb. 11 für $t \approx 400$ Schritte nur noch eine Temperatur von 2 km s^{-1} . Rein qualitativ ist jedoch interessant, daß die Störung überhaupt vergessen wird, und daß dieses letzte Bild eher dem nach 34 Schritten ähnelt als dem des Anfangszustands. Dies deckt sich mit dem Befund aus Abbildung 13, letztes Bild. Auch hier ist die Ellipse im Endzustand weitaus gleichmäßiger belegt als es bei einer gaußverteilten Größe (man vergleiche mit dem ersten Bild der Abb. 13) der Fall wäre, die Konzentration um den Nullpunkt ist weitgehend verschwunden. Dies ist wieder Ausdruck der Homogenisierung der Pekuliargeschwindigkeiten über eine R_{coll} -Zelle, die die tatsächliche Kreisbahngeschwindigkeit für die meisten Wolken zu einem ungünstigen Zustand macht. Daß eine wirklich Population von Wolken eine solche Abweichung von der Gaußverteilung zeigt, ist nicht zu erwarten. Andererseits sollten die übrigen Phänomene von diesem Artefakt nur gering beeinflußt sein, weil zum einen nach Abb. 8 das Modell bereits nach zehn Schritten selbst weitgehend die Homogenisierung gesorgt hat – dies gewährleistet, daß sie später keine wesentliche Rolle im wesentlichen Rolle im Stoßgeschehen mehr spielen wird –, zum anderen die Geschwindigkeitsskala, auf sie stattfindet, deutlich kleiner ist als die der primär interessanten Strömungen bzw. der von

der Beobachtung vorgegebenen Geschwindigkeitsdispersion.

Der späte Gleichgewichtszustand reproduziert das Epizykelverhältnis und zeigt so die Symmetrie im Geschwindigkeitsraum, in die das System präpariert wurde. Die Störung hebt sie recht weitgehend auf, wie im zweiten Bild der Abbildung 13 zu erkennen ist. Unter Berücksichtigung des Maßstabes sieht man weiterhin, daß die Ellipse zuvor kontrahiert und der Dichtegradient abnimmt: Das Wolkengas relaxiert. Die Breite des entstehenden „Balkens“ gibt eine gute Vorstellung von der lokalen Geschwindigkeitsdispersion. Durch die Brechung der Symmetrie fängt das Gebilde an, mit der (ggf. durch die Störung modifizierten) Epizykelfrequenz zu rotieren. Nach einer halben Drehung ergibt sich der elongierte Balken im dritten Bild, nach 111 Schritten. Zu diesem Zeitpunkt ist die Störung weitgehend abgeklungen, die Stöße werden nun das Gebilde wieder Richtung Ellipse verformen, wie es im letzten Bild gezeigt ist. Zwischen letztem und vorletztem Bild ist gerade eine Relaxationszeit vergangen (vgl. Abb.11), und dies ist auch in etwa die Zeit, die für ein Verschwinden der Nachwirkungen der Störung zu veranschlagen ist, wenn man fordert, die Richtung des Geschwindigkeitsvektors solle dann praktisch nur noch durch Stöße bestimmt sein. Die im dritten Bild recht deutliche Hantelform ist übrigens kein Artefakt, sie wird im Zusammenhang im dem dispersions- und kollisionsfreien Modell noch untersucht werden. Spur dieser massiven Störungen der Geschwindigkeitsverteilung im Ortsraum sind die Echos (Voraussetzung für diese Spur ist selbstverständlich auch die räumliche Korrelation), wie sie in Abb. 9 gezeigt wurden. In der Tat ist die Verformung der Geschwindigkeitsellipse im vorliegenden Modell der empfindlichste Indikator für die Stärke der im System verbliebenen Störungen.

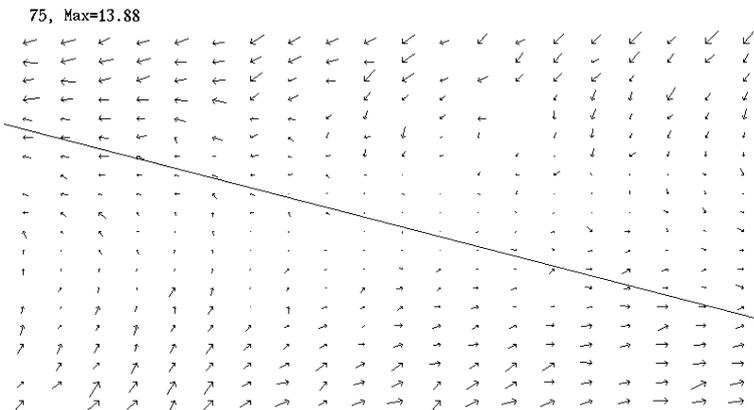


Abb. 15: Ein Bild der tatsächlichen (also nicht um die Scherbewegung bereinigten) Geschwindigkeitsverhältnisse im Streifen. Damit nicht die Pekuliargeschwindigkeiten in der Scherbewegung untergehen, ist nur ein Ausschnitt von 1×2 kpc gezeigt.

In Abbildung 15 sind die Geschwindigkeiten nicht um die Kreisbahngeschwindigkeit bereinigt. Ins Auge fallen sofort eine Art „Wirbel“ um zwei Punkte am rechten und linken Rand sowie eine wellenförmig durch das Bild laufende Zone, in der die auf das Streifenzentrum bezogene Geschwindigkeiten gerade verschwinden. Die Wellenform dieses Gebiets deutet schon auf charakteristische Verzerrungen des Geschwindigkeitsfelds durch die Störung hin, die einen gewissen Anschluß an Beobachtungen von Scheibengalaxien erlauben werden.

3.3. Der Spiralarm

An einigen Stellen wurden die Verdichtungen, die als Antwort auf die Potentialstörung entstehen, bereits als „Spiralarm“ bezeichnet. Wie weit in ihnen tatsächlich das modellgemäße Äquivalent von Spiralarmen zu sehen ist, wird in diesem Abschnitt diskutiert. Dazu werden primär Schnitte der relevanten physikalischen Parameter über den Verdichtungskamm genommen und mit älteren Rechnungen sowie – soweit vorhanden – Beobachtungen verglichen.

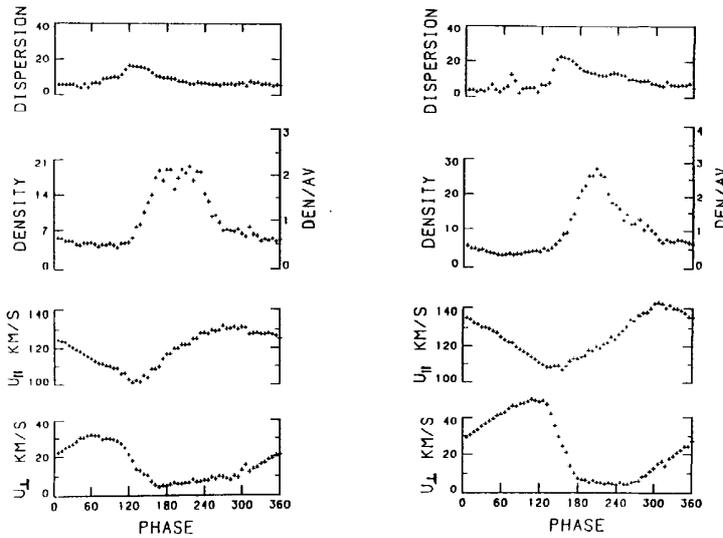


Abb. 16: Ergebnisse von Simulationen, die mit quasistationären Dichtewellen arbeiten, hier von Roberts 1992; dargestellt sind die Parameter für Wolken, die in ganz ähnlicher Weise wie in der vorliegenden Arbeit modelliert wurden. Links hatte das Störpotential 7% der Stärke des axialsymmetrischen Potentials, 6% der Materie war in Gasform, rechts waren die entsprechenden Werte je 10%.

Als Vergleichsmaterial werden insbesondere Simulationen herangezogen, die ebenfalls mit diskreten Wolken operieren. Dies spielt vor allem eine Rolle im Zusammenhang mit Schockfronten, wie sie etwa Rohlfs 1977 in seiner Fig. 40 als Ergebnis rein hydrodynamischer Rechnungen darstellt. Der entscheidende Punkt hierbei ist, daß – wie etwa Landau und Lifschitz 1966 in § 87 ausführen – die Fronttiefe des Schocks in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge l liegt. Nun zeigt ein Blick auf (9), daß im Referenzmodell

$$l \approx \frac{2b_x b_y}{R_{\text{coll}} N} \approx 100 \text{ pc}$$

ist, weswegen Schocks einfach aufgrund ihrer Breite unauffällig werden können. Hierbei ist anzumerken, daß laut Scoville, Sanders und Solomon 1985 die mittlere freie Weglänge von Riesenmolekülwolken in der Galaxis über 1 kpc liegt, daß also dieses Problem hier noch verschärft auftaucht. Allerdings darf auch bezweifelt werden, daß dieser Wert relevant wird, da Riesenmolekülwolken wohl nur kurzlebige Einheiten sind. Hier wurde bei der kleinen freien Weglänge geblieben, um die dissipative Natur des Mediums zu betonen, zudem ja bei den Wolken eher an „normale“ Molekülwolken als Konstituenten der Riesenmolekülwolken gedacht war.

Sicherlich ist damit zu rechnen, daß die Kollision zweier Wolken zu Schockfronten im in ihnen enthaltenen Gas führt; eine Verdichtung von Stößen kann also durchaus das Bild eines globalen Schocks liefern und ist zudem eine den jüngeren Erkenntnissen über die

Struktur des ISM (vgl. etwa das Drei-Phasen-Modell von Cowie, McKee und Ostriker 1981) angemessenere Interpretation der Beobachtungen als die von einem primär homogenen Medium ausgehenden Rechnungen, die Stoßfronten im klassischen Sinn hervorbringen. Die das Schockverhalten charakterisierende Weglänge ist dann – wie hier und bei Roberts – die freie Weglänge der Wolken und nicht – wie in hydrodynamischen Rechnungen – die der Atome oder Moleküle, aus denen sie aufgebaut sind.

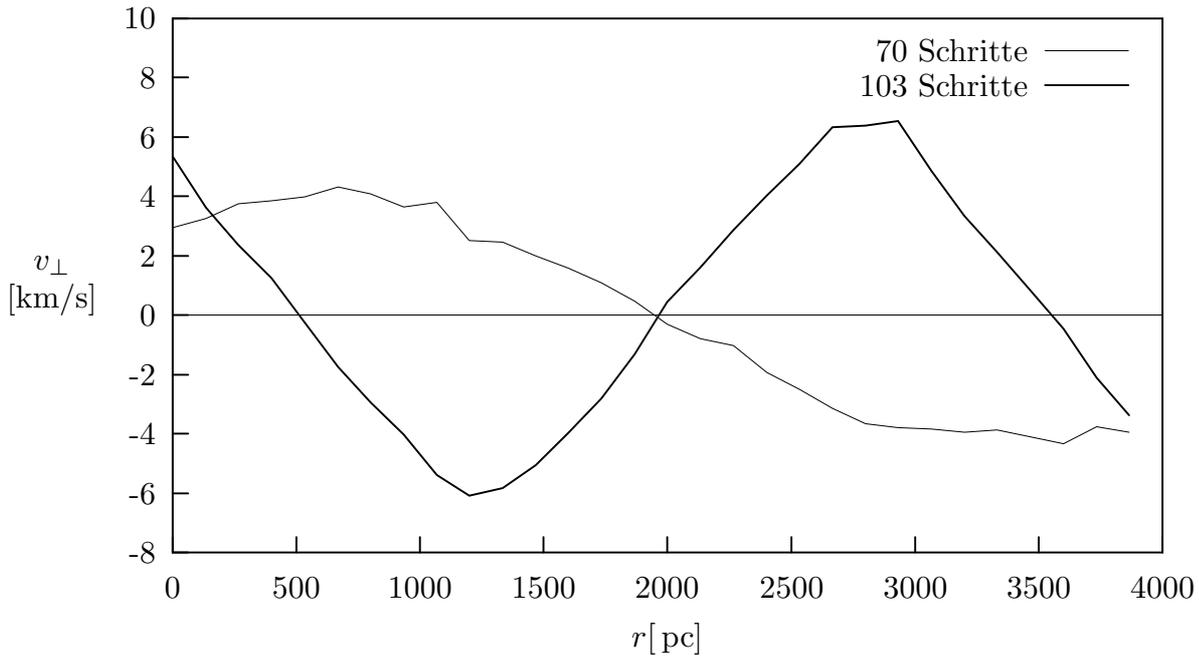


Abb. 17: Radialgeschwindigkeitsprofile (auch hier auf der Basis von Pekuliargeschwindigkeiten) nach 70 und 103 Schritten im Referenzmodell. Auf der Abszisse ist der Weg entlang eines Schnittes durch (0,0) senkrecht zum Potentialkamm aufgetragen. Der Nullpunkt liegt bei $r = 2$ kpc, es wurde über alle Teilchen in 30 je 5 kpc langen und 130 pc breiten Streifen gemittelt. Dieses binning wurde bei praktisch allen im folgenden dargestellten Schnitten beibehalten.

Zur Beschreibung der Dynamik des Spiralarms ist es zunächst sinnvoll, die Pekuliargeschwindigkeiten der Wolken in einen Teil senkrecht zu dessen Kamm (v_{\perp} , im folgenden auch Radialgeschwindigkeit) und einem parallel zu ihm (v_{\parallel} , im folgenden auch Tangentialgeschwindigkeit) zu zerlegen. Praktisch wurde der Verdichtungskamm mit dem Störungskamm identifiziert, was insbesondere bedeutet, daß die Richtungen von \vec{v}_{\perp} und \vec{v}_{\parallel} zeitabhängig sind. Die Dichteentwicklung des Spiralarms wird von v_{\perp} bestimmt, das bei einem System identischer Teilchen den Nettomassenstrom in die Verdichtungszone hinein oder aus ihr heraus gibt.

Abbildung 17 zeigt nun Schnitte dieser Größe, die zwei extreme Zustände illustrieren: Nach 70 Schritten strömt Material mit maximal etwa 4 km s^{-1} auf den Kamm ein, was auch nach den Bildern im Geschwindigkeitsraum zu erwarten war. Ebenfalls erwartungsgemäß hat sich diese Bewegung nach gut 100 Schritten umgekehrt, mit einer großen Amplitude strömen die Wolken aus der ehemaligen Verdichtung nach außen, um das Echo mehr oder

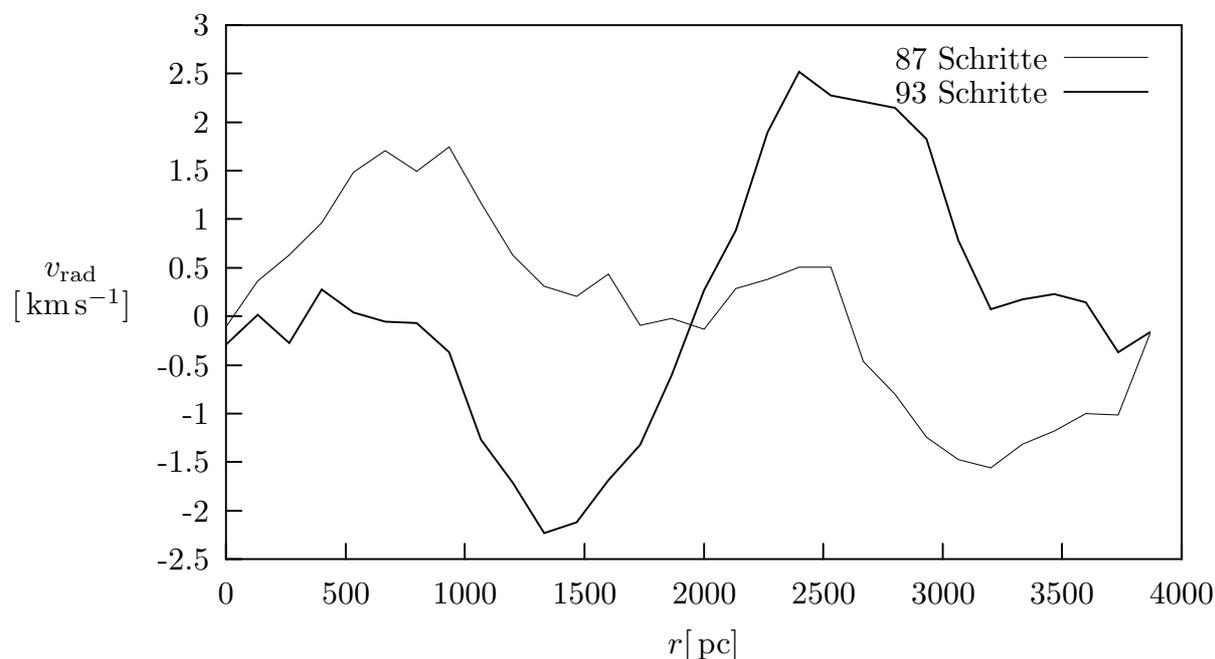


Abb. 18: Zwei weitere Schnitte der Radialgeschwindigkeit wie in Abb. 17. Hier ist der Übergang vom Ein- zum Ausströmen im Profil zu sehen.

weniger dort zu bilden, wo die Kurve wieder die Null schneidet – das Dichtemaximum des voll ausgeprägte Echos liegt scherungsbedingt bei etwas weniger als den hier abzulesenden rund 3.5 kpc. Vor allem die erste Kurve ist auffallend „rund“ und zeichnet sehr getreu den Verlauf des Potentials nach, auch, was die Wellenlänge angeht, die in der Störung bei $t = 210$ pc s/km etwa 5.8 kpc beträgt. Von einem Schock im Sinne einer nichtlinearen Antwort kann wenigstens in dieser Phase der Entwicklung nicht annähernd die Rede sein.

Daß die zweite Amplitude größer ist als die erste, erklärt sich vor allem aus einer Betrachtung von Abb. 19 oder anschaulicher Abb. 12: Im späteren Zustand bewegen sich die Wolken weitgehend senkrecht zum Kamm, im früheren gibt es eine starke tangentielle Komponente. Hier ist übrigens erneut zu sehen, daß die Oszillationsperiode der Wolken durch die Anwesenheit der Störung verändert wird, die beiden Schnitte liegen gerade eine halbe Periode auseinander, die Bewegung läuft aber durchaus nicht in genau entgegengesetzte Richtung.

Interessant ist aber auch der Übergang vom Ein- zum Ausströmen. Wie Abb. 12 und die Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz vom Gradienten der Störung schon nahelegen, wird dieser Übergang von innen nach außen fortschreiten. Dies führt zu den Doppelwellen in v_{\perp} , die in Abb. 18 dargestellt sind. Zu vergleichen ist dies mit den einfachen Profilen der Abbildungen 17 oder auch 16. Zu einer derartigen Doppelwelle – die hier verglichen mit durch periodische Wiederholung der Störung erzeugten Profilen eher schwach ausgeprägt ist – wird es relativ unabhängig von den Modellannahmen immer kommen, wenn eine Störung variabler Amplitude auf Teilchen in einer Epizykelbewegung wirkt.

Damit hätte man hier eine starke experimentelle Signatur für die Interpretation von Spiralarmlen als transitorisches Phänomen, denn stationäre Dichtewellen sollten wohl keine vergleichbaren Auflösungseffekte hervorbringen. Auch wenn die gegenwärtig über die

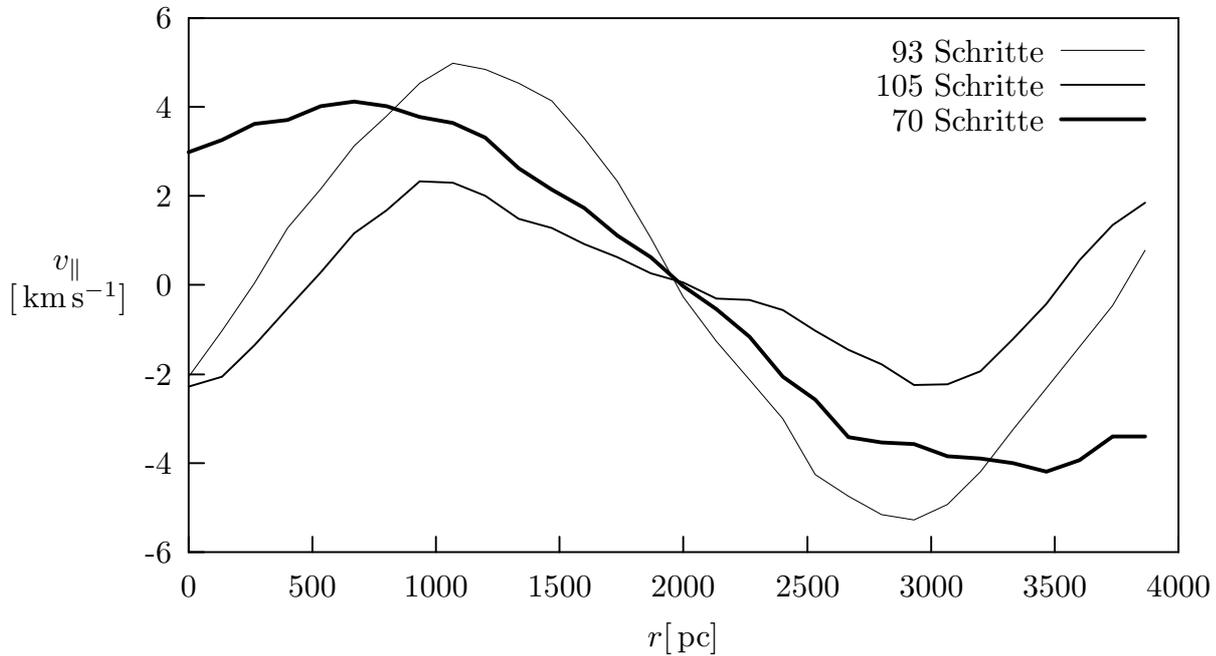


Abb. 19: Schnitte der Tangentialgeschwindigkeiten im Referenzmodell. Ansonsten vgl. Abb. 17

Kinematik der Galaxis vorliegenden Daten wohl noch nicht ausreichend sind, um diese Vorhersage zu prüfen, liegt der Effekt nicht jenseits jeder Meßbarkeit. Eine Doppelwelle von 5 km s^{-1} auf einer Größenskala von 2 kpc gegenüber einer einfachen Welle in der Dichte könnte aus der allgemeinen Streuung und den teils unsicheren Messungen abzulesen sein.

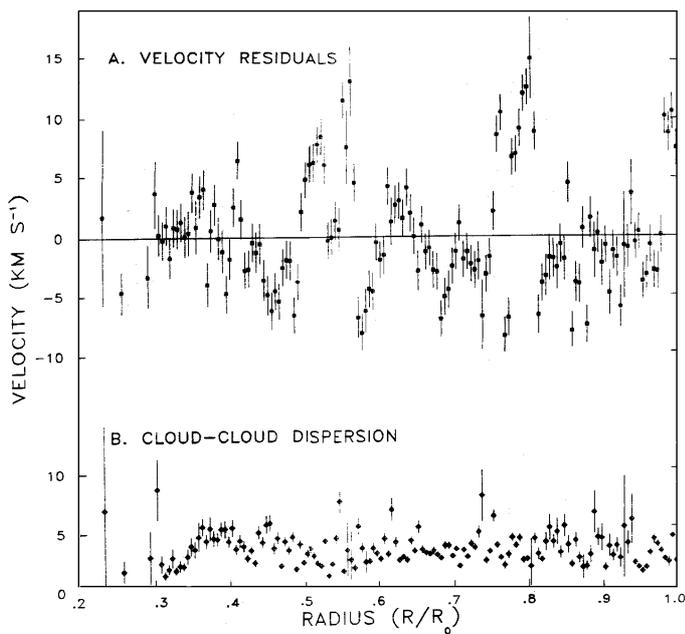


Abb. 20: Aus Clemens 1985. Diskussion siehe Text.

Als Beispiel vorhandener Beobachtungen seien hier exemplarisch Ergebnisse von Cle-

mens 1985 dargestellt. Clemens nutzte unter anderem Daten aus den Messungen von Scoville, Sanders und Solomon 1985, die im Bereich von $\ell = 5^\circ \dots 60^\circ$ die galaktische CO-Emission kartierten, um eine Rotationskurve der Galaxis zu erstellen. In Abbildung 20 ist nun ein Nebenprodukt dieser Arbeit dargestellt. Die *velocity residuals* entstehen als Differenzen der beobachteten Geschwindigkeiten an den Tangentialpunkten mit der Vorhersage aus einem Polynomfit und dürften im wesentlichen als Strömungsgeschwindigkeiten anzusehen sein. Qualitativ erkennt man durchaus Strukturen, die den hier vorgestellten ähneln. Die Daten bedürften aber einiger Reduktion, um wirklich die Überprüfung der Ergebnisse dieser Arbeit zu ermöglichen. Das erste Problem liegt darin, daß auf der Abszisse $\sin \ell$ statt linearer Entfernungen aufgetragen ist, so daß etwa die auffällige Struktur bei ungefähr $0.5 R_0$ eine Wellenlänge von mindestens 2 kpc haben wird, was ja durchaus mit den hier erzielten Ergebnissen vergleichbar ist. Erheblich schwerer wiegt jedoch, daß nur eine Geschwindigkeitskomponente bekannt ist und diese wegen der zu erwartenden stark inklinierten Arme auch noch von der Tangentialgeschwindigkeit dominiert wird, in der eine Unterscheidung zwischen transienter Störung und quasistationärer Dichtewelle praktisch nicht möglich ist. Dennoch könnten aus solchen Kurven, eventuell in Verbindung mit Dichteinformationen, wertvolle Hinweise auf die Natur der Strömungen gewonnen werden – dies kann allerdings nicht im Rahmen dieser Arbeit geschehen.

Eine weitere Signatur der *swing amplification* ist allgemein Symmetrie. Vergleicht man Abb. 17 mit dem u_\perp -Diagramm aus Abb. 16, stellt man grobe Übereinstimmung der Form fest (Dabei ist noch zu beachten, daß Roberts auf seiner Abszisse die Phase abträgt). Entscheidend ist allerdings, daß Roberts' Profile asymmetrisch gegen die Phase 180° – den „Crest“ der Dichtewelle also – sind, was den Umstand spiegelt, daß seine Dichtewelle wegen ihrer von der Winkelgeschwindigkeit der Sterne und des ISM im allgemeinen verschiedenen Patternspeed ganz klar ein „vorne“ und „hinten“ hat, was auch erklärt, daß die u_\perp -Profile die Null nicht schneiden. Die aus einer *swing amplification* resultierende Störung hingegen ruht in mitscherenden Koordinaten, so daß ohne weiteres keine Seite auszuzeichnen ist. Dementsprechend zeigen auch alle bei der einfachen Anregung untersuchten Profile im Rahmen der Poissonstatistik eine Symmetrie zum Kamm, hier also zur $r = 2000$ pc-Linie. Ein Vergleich solcher Vorhersagen mit Beobachtungen ist allerdings wohl eher schwierig, eben weil die Profile zudem bei angeglichenen Amplituden auch quantitativ nicht allzu verschieden sind, und das, obwohl Roberts etwa über 20 seiner Schritte mittelte, vermutlich um genug Teilchen für halbwegs glatte Kurven zu sammeln, während in die Graphen dieser Arbeit typischerweise einige tausend Teilchen eingehen. Beobachterisch sind solche Zahlen wohl vorerst nicht zu erreichen. Verschärft wird das Problem durch die Schwierigkeiten, die das Festlegen der Positionen von Potentialminima in realen Galaxien immer noch aufwirft.

Qualitativ identische Ergebnisse haben Roberts und diese Arbeit, was die Tangentialgeschwindigkeiten angeht: Im Prinzip strömt Materie am radial äußeren Rand der Störung in Richtung galaktisches Zentrum, am radial inneren in Richtung galaktischer Rand, wobei diese Bewegung im Modell erstaunlich stabil ist, bedenkt man die starken Veränderungen, die sich in den Radialgeschwindigkeiten zeigen. Tatsächlich bleibt das Profil über das Phase aufgetragen (wodurch die Veränderung in der Wellenlänge ausgeglichen würde) über die 20 Schritte zwischen 70 und 95, der Zeit, während der eigentlich von einem Spiralarm die Rede sein kann, weitgehend unverändert. Quantitativ sind Roberts' Profile höher als die, die das Referenzmodell liefert, das Verhältnis v_\perp/v_\parallel stimmt jedoch weitgehend überein.

Und wiederum findet Roberts eine Asymmetrie, das Profil ist auf der vorauslaufenden Seite sichtbar schärfer.

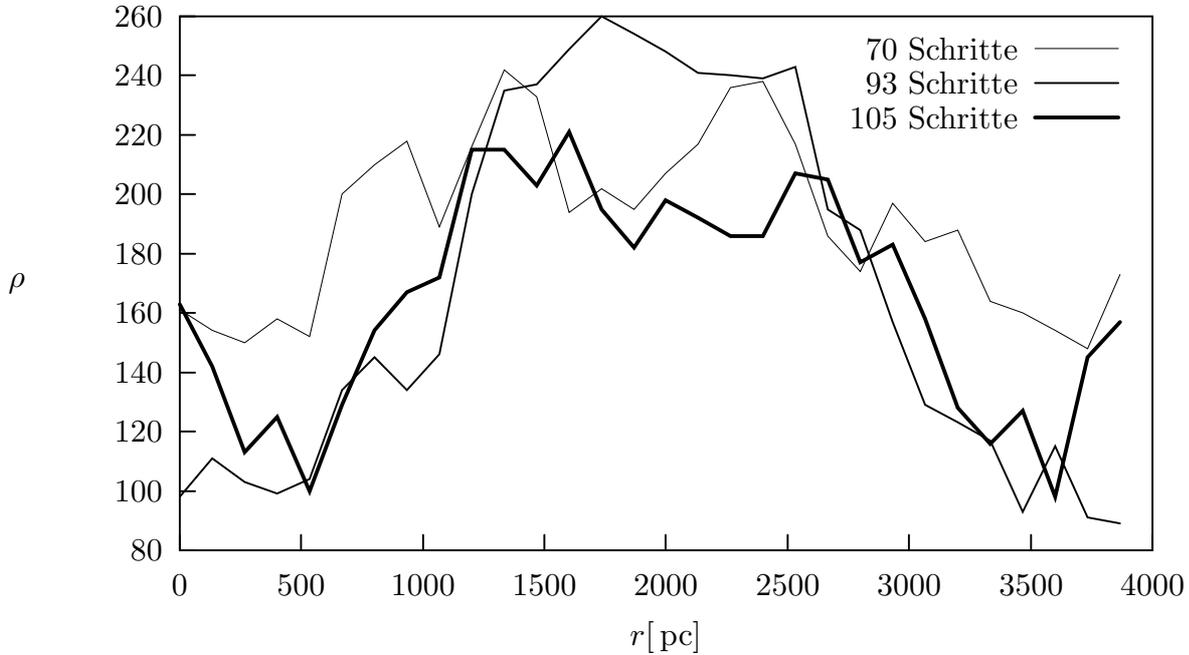


Abb. 21: Drei Dichteprofile, genommen analog Abb. 17, nur daß die Teilchen in den bins gezählt wurden.

In Abb. 21 sind Dichteprofile über den Streifen dargestellt. Zunächst ist der Dichtekontrast mit kaum 1 : 3 erstaunlich gering. Faßt man die Wolken wie anregende Sterne als Teilchen eines idealen Gases auf, wäre eine Amplitude zu erwarten, der etwa mit dem Verhältnis des Quadrats der Geschwindigkeitsdispersionen von alter Population zu den Wolken skaliert, denn für ein ideales Gas ist die Temperatur $T \propto \sigma^2$ und die Dichte $\rho \propto 1/V \propto 1/T$. Diese Argumentation würde hier auf eine relative Amplitude von etwa $0.1 \times (54/8)^2 \approx 5$ führen. Obwohl diese lineare Abschätzung offensichtlich nicht mehr gültig ist, bedarf der Unterschied zwischen der Erwartung praktisch völlig leerer Zwischenarmgebiete und einem doch sehr mäßigen Dichtekontrast einer Erklärung. Die naheliegende Vermutung, hier könne eine Art Viskosität der stoßenden Wolken am Werk sein, bestätigt sich nach den Untersuchungen am stoßfreien Modell jedoch nicht.

Tatsächlich ist die relativ geringe Amplitude ein Effekt der kurzen Dauer der Störung, denn das System kann zu keiner Zeit ein Gleichgewicht im Sinne der Thermodynamik (für das die Abschätzung oben gilt) erreichen. Dies wird schon deutlich, wenn man die Crossingzeit abschätzt, die sicher eine untere Grenze für die Zeitskala der Reaktion auf eine großräumige Störung ist. Setzt man als typische Länge des Problems die Wellenlänge im Potentialmaximum $\lambda_{\max} \approx 5 \text{ kpc}$ an – dies gibt zumindest die Größenordnung des Weges, den ein Teilchen zurücklegen muß, um seine Gleichgewichtsposition zu erreichen – und als typische Geschwindigkeit etwa 10 km s^{-1} , so ergibt sich als Crossingzeit $t_c \approx 500 \text{ pc s/km}$, was vom Experiment im wesentlichen bestätigt wird (Abbildung 22). Es zeigt sich auch, daß die Störung im Referenzmodell durchaus zu fast beliebigen Dichtekontrasten führen

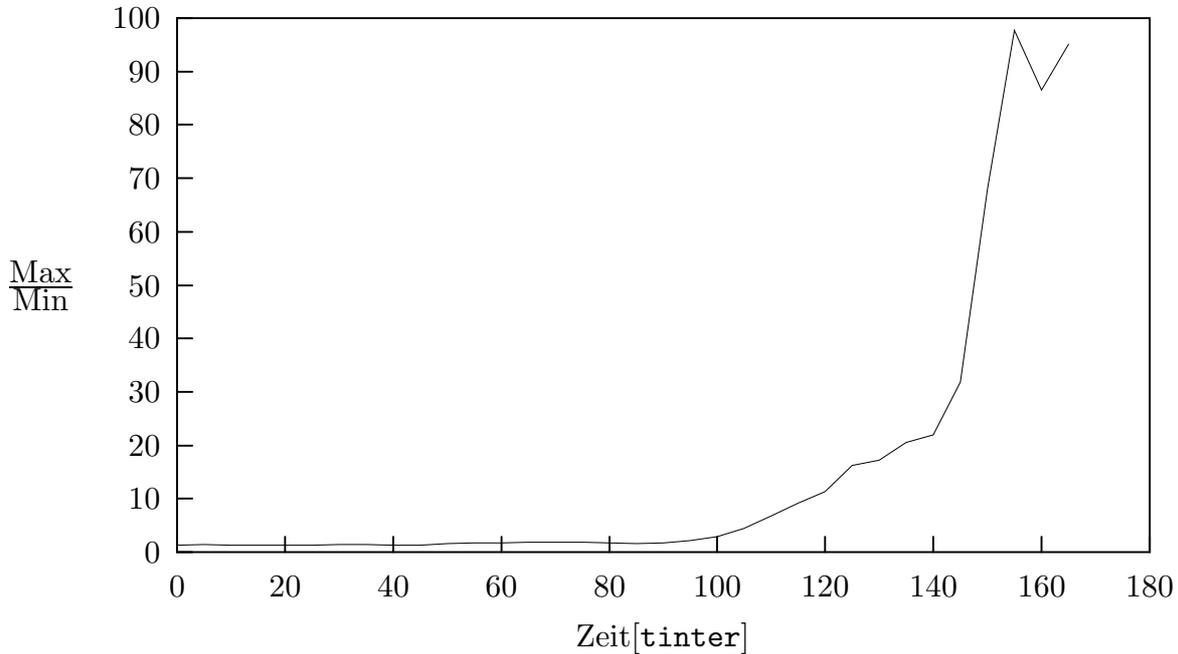


Abb. 22: Entwicklung des Dichtekontrasts, also des Verhältnisses von Minimal- zu Maximalwert der Dichte über einem Schnitt wie in Abbildung 6. Hier wurde das Referenzmodell mit einem Potential konstanter, etwa der Maximalamplitude des Referenzmodells entsprechender, Amplitude gerechnet.

könnte, wenn sie nicht abklingen würde, bevor noch die Antwort des simulierten ISM voll entwickelt ist. Das in Abbildung 22 skizzierte Verhalten erklärt sich also wie auch der relativ kleine Dichtekontrast der Abbildung 21 aus der langen Laufzeit der Wolken von ihren Anfangsposition zum Störungskamm.⁹

Daß der Dichtekontrast zumindest bei einem einmaligen Ereignis wenig von den Eigenschaften der Teilchen abhängt, wird sich auch im folgenden erweisen. Sehr wohl besteht hingegen eine Abhängigkeit von der Stärke der Potentialstörung, was in Abbildung 23 dargestellt ist. In den drei gezeigten Fällen sind die Amplituden etwa 0.3, 0.6 und 0.8. Da insbesondere die Kurve mit $f_{\text{in}} = 0.16$ mit ihren breiten Zwischenarmgebieten und der steilen Verdichtung sehr weit von der harmonischen Schwingung des Potentials abweicht, muß Amplitude hier als die Größe $(M - m)/(M + m)$ (darin sind M und m Maximum und Minimum) definiert werden. Es besteht offenbar über einen weiten Bereich eine annähernd lineare Abhängigkeit der Dichteamplitude von f_{in} , was hier wohl vor allem ein Effekt erhöhter Geschwindigkeiten und damit geringerer Crossingzeiten ist. Weit erstaunlicher ist, daß die Breite der „Plateaus“, die in allen drei dort dargestellten mehr oder weniger deutlich sichtbar sind, ziemlich unabhängig von f_{in} ist.

Grund für die Plateaus ist der geringe Gradient der Potentialstörung im Inneren des Spiralarms. Die Vorgänge sollten anhand von Abbildung 24 deutlich werden, in der die

⁹ Ein eigentliches Gleichgewicht hat sich auch nach 180 Schritten noch nicht ausgebildet, da die Wolken weiter um den Kamm oszillieren. Die Zeitskala des Abklingens dieser Oszillation ist die Relaxationzeit.

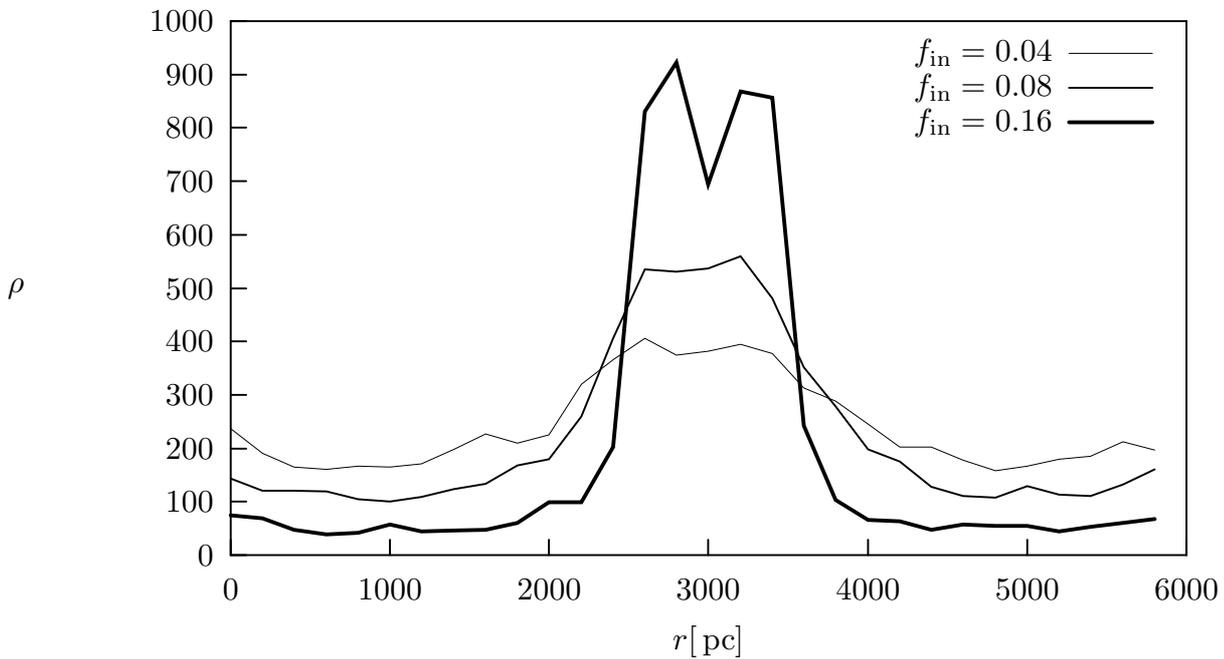


Abb. 23: Dichteprofile für drei verschiedene f_{in} nach 85 Schritten.

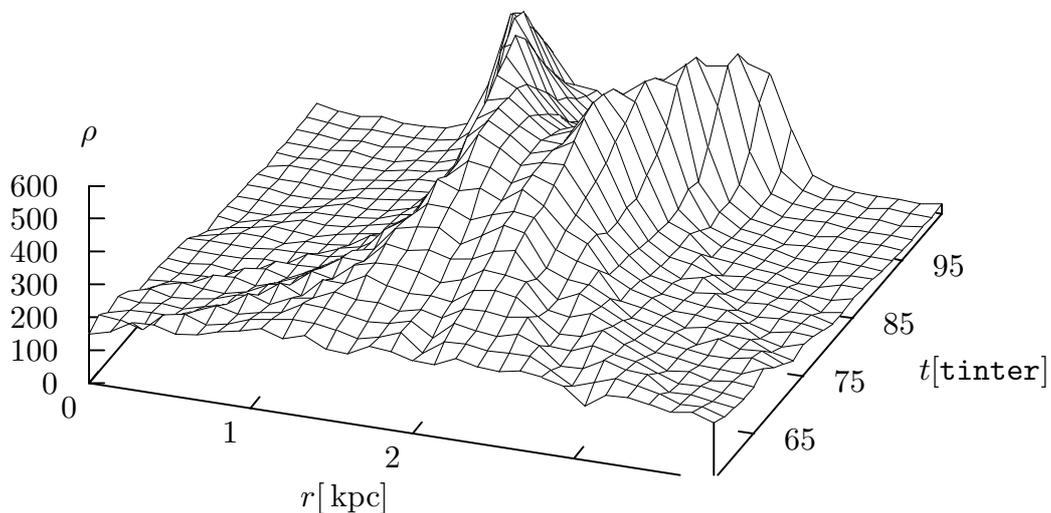


Abb. 24: Entwicklung der Dichte über der Zeit. Der Deutlichkeit halber wurde mit $f_{\text{in}} = 0.16$ gerechnet, der qualitative Verlauf entspricht jedoch dem im Referenzmodell.

Profile durch eine gegenüber dem Referenzmodell vierfach verstärkte Störung (wie sie in der Natur nie auftreten dürfte) besonders kontrastreich erscheinen; am qualitativen Verhalten ändert dies gegenüber den Referenzmodell wenig. Im zeitlich ersten Profil findet man eine milde Dichtestörung, der ein Poissonrauschen überlagert ist. Über die nächsten 20 Schritte

wächst sie und wird schmaler. Nach insgesamt rund 75 Schritten hat sich dann schon recht deutlich das bimodale Profil eingestellt, das auch auf den Plateaus von Abb. 21 zu erahnen ist, dort aber wegen der geringen Amplitude im Rauschen verschwindet. Es hat seine Ursache im Abweichen des Verlaufs der Radialgeschwindigkeit vom Sinus, wie es nach den Abbildungen 17 und 18 zu erwarten war. Ein Sinus im Strom (also im wesentlichen v_{\perp}) wird nach der Kontinuitätsgleichung $\dot{\rho}(r, t) \propto v'(r, t) \propto \cos(r)$, worin wie üblich der Punkt die zeitliche und der Strich die räumliche Ableitung bezeichnen und r die Koordinate entlang der Schnittachse ist, einen Kosinus im Dichtezuwachs bedingen. Ein flacherer Verlauf in v_{\perp} , wie er durch die Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz vom Störungsgradienten um den Kamm zu erwarten ist, führt zu einem schwächeren Anwachsen der Dichtestörung, während umgekehrt $\dot{\rho}$ dort größer wird, wo v_{\perp} steiler als Sinus wird, was nach Abb. 18 etwa dort der Fall ist, wo Ein- und Ausströmung sich treffen. Dies führt zu den Plateaus, deren praktisch nur von der Epizykelfrequenz und der Form der Störung abhängige Breite für eine sinusförmige Störung in der Umgebung der Sonne bei rund 1 kpc liegen sollte. Spätere Untersuchungen werden die Relevanz dieser Vorhersage allerdings einschränken.

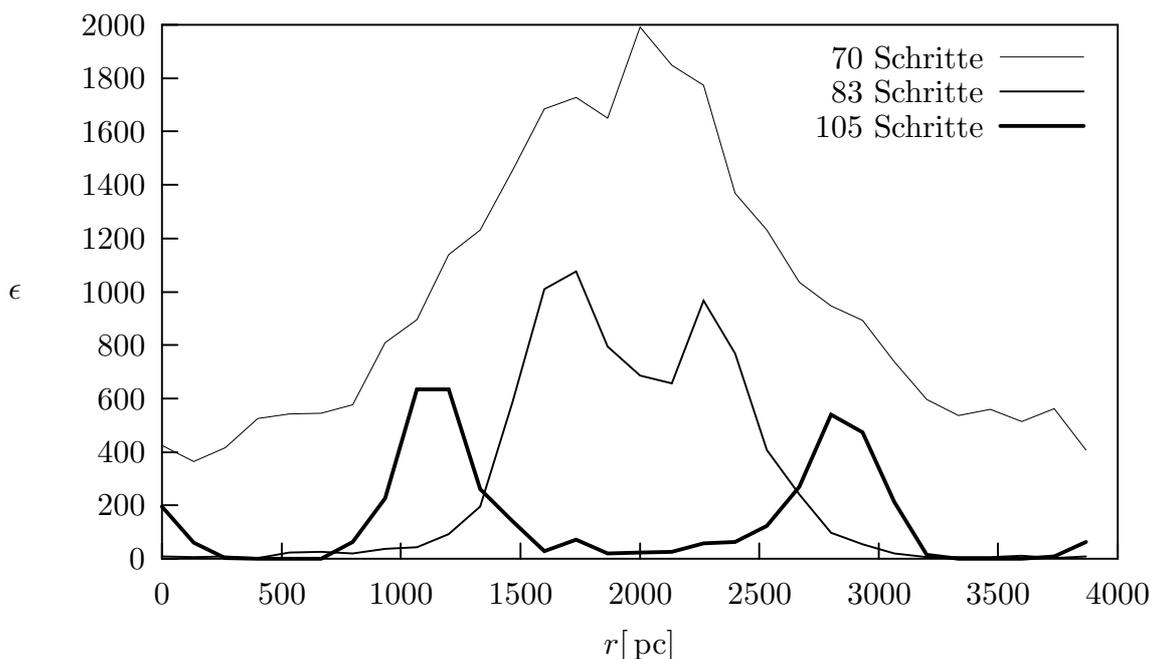


Abb. 25: Profile der durch die Stöße deponierten Energie in willkürlichen Einheiten, genommen analog zu den Dichteprofilen der Abb. 21.

Schließlich soll noch die jeweils durch die Stöße deponierte Energie pro Fläche ϵ betrachtet werden. Sicher ist nicht zu erwarten, daß diese Größe in der Physik von Spiralarmen tatsächlich beobachtbar ist – die von jungen Sternen freigesetzte Energie wird sicherlich die in dissipativen Stößen thermalisierte um ein Vielfaches übersteigen. Allerdings sollte die Intensität der dissipativen Prozesse durchaus Rückschlüsse auf die Rate der durch sie ausgelösten Sternentstehung erlauben, zudem im Hinblick auf die Ergebnisse von Sanders, Scoville und Solomon 1985, die feststellten, daß Riesenmolekülwolken in Spiralarmen typischerweise erheblich wärmer sind als solche im Feld. Dies könnte als

Folge der Stoßfronten in den Wolken interpretiert werden, die ihrerseits als Ursache der in den Spiralarmen konzentrierten Sternentstehung in Betracht zu ziehen sind. Die Schnitte selbst müssen mit etwas Skepsis betrachtet werden, da gerade der Energieumsatz in empfindlicher Weise auf den Anfangszustand vergleichsweise großer lokaler Geschwindigkeitsdispersion reagiert, was insbesondere die breiten Flügel und die absolute Höhe des Profils nach 70 Schritten betrifft.

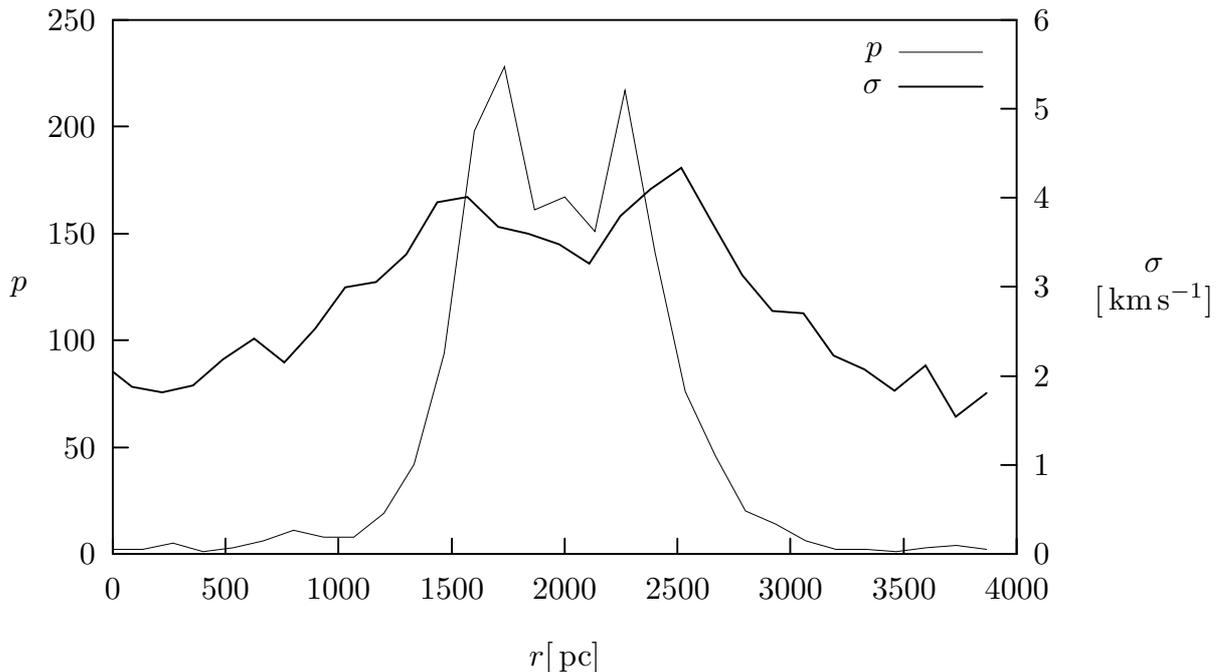


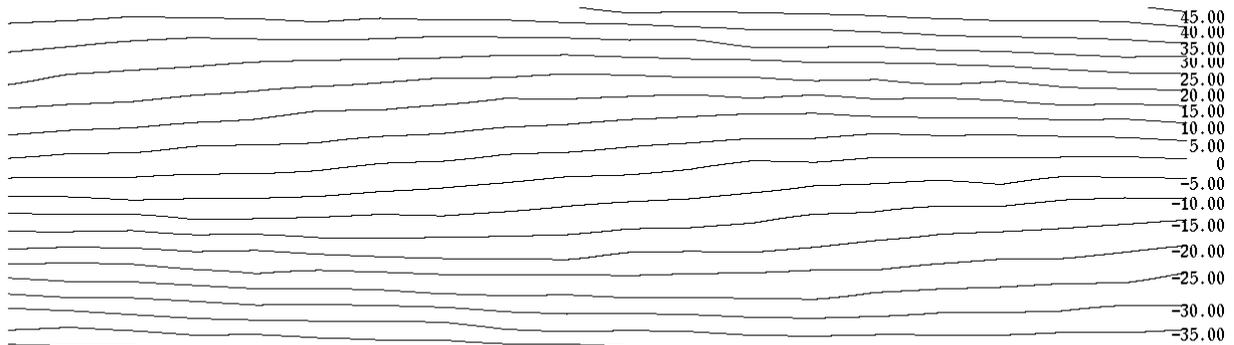
Abb. 26: Profile der Stoßrate p , hier aufgefasst als die Zahl der stoßenden Teilchen in einem wie in Abb. 17 gebildeten bin, und der lokalen Geschwindigkeitsdispersion σ , genommen nach 83 Schritten.

Quantitativ finden sich in der deponierten Energie sehr starke Kontraste, typischerweise etwa 1:10 von Arm- zu Zwischenarmgebiet. Die Form der Kurven entspricht recht weitgehend der Vorgabe der Dichte (Abb. 21), insbesondere findet sich nach 83 Schritten wiederum ein Plateau von etwa 1 kpc Breite, das hier sehr deutlich die beiden Randmaxima zeigt, die in der Dichte erst bei großen f_{in} in dieser Deutlichkeit auftreten. Bei 105 Schritten wird das Bild von prominenten Echos dominiert, die eventuell im Hinblick auf eine experimentelle Signatur der *swing amplification* interessant sind: Symmetrisch zum Kamm der Dichtewelle laufen zwei Zonen erhöhten Energie-Umsatzes nach *außen*. Das flache und absolut hohe Profil bei 70 Schritten ist zu wesentlichen Teilen Folge des Anfangszustands großer lokaler Geschwindigkeitsdispersion. Die Frage, wie weit auch die anderen beiden Kurven eher vom Anfangszustand als der Simulation beeinflusst sind, wird bei der Untersuchung der Langzeitentwicklung beantwortet werden können.

Die beiden wesentlich in den Energieumsatz eingehenden Größen, $\sigma(r)$ und die lokale Stoßrate p , sind in der Abbildung 26 dargestellt. Verglichen mit den Profilen von Roberts 1992 ist die σ -Kurve wieder deutlich symmetrischer und hier auch viel flacher. Während Roberts' Dispersion sich auf auf der Vorderseite des Arms mindestens vervierfacht, steigt

hier die Temperatur auf maximal das Doppelte des Werts außerhalb der Verdichtung. Clemens 1985 (Abb. 20) läßt hier keine klare Korrelation erkennen, was allerdings auch an seiner schlechten Statistik liegen mag. Wesentlich größer ist die Amplitude der Stoßrate, außerhalb der Verdichtung liegt sie bei allenfalls einem zwanzigstel ihres Maximalwerts. Nach dem Dichtekontrast in Abb. 21 wäre hier entsprechend einer etwa quadratischen Abhängigkeit zunächst mit einem Kontrast von etwa 1:10 zu rechnen. Offenbar spielt die Geschwindigkeitsdispersion ebenfalls eine wichtige Rolle. Sieht man sich die absoluten Maßstäbe der p -Kurve in Abb. 26 im Vergleich zu Abb. 21 an, wird deutlich, daß innerhalb der Verdichtung und besonders an ihrem Rand praktisch jedes Teilchen an einem Stoß beteiligt ist, ganz im Gegensatz zu den Verhältnissen weiter draußen. Ein halbes Kiloparsec vom Kamm entfernt stößt nur noch jedes vierte Teilchen, zwei Kiloparsec vom Kamm kaum noch jedes fünfzigste. Dieses Verhalten darf als modellgemäßes Äquivalent der Schockfront hydrodynamischer Rechnungen angesehen werden. Die großen Amplituden in Energieumsatz und Stoßdichte erklären die oft starke Konzentration der *spiral arm tracers* auf die Arme der Spiralgalaxien.

93



91

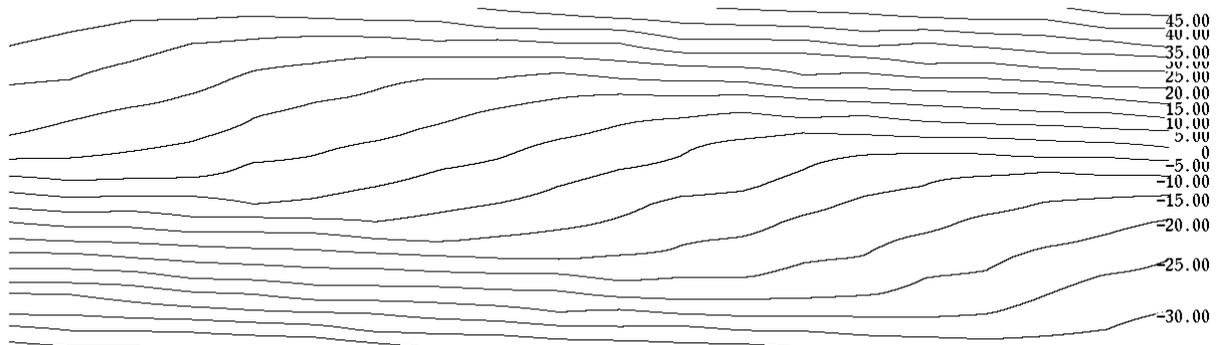


Abb. 27: Isokonturplots der Radialgeschwindigkeiten, wie sie ein Beobachter, der von rechts auf den Streifen blickt, messen würde. Tatsächlich entstehen solche Bilder nur, wenn der Beobachter nicht in der Scheibenebene steht, insofern wären die angegebenen Geschwindigkeiten noch im dem Sinus der Inklination zu multiplizieren. Das obere Bild gibt die Verhältnisse im Referenzmodell, unten ist zur Verdeutlichung noch einmal dasselbe für $f_{in} = 0.08$ dargestellt. Bilder dieser Art wurden auch aus 21 cm-Beobachtungen erstellt, worauf im Zusammenhang mit der Langzeitentwicklung eingegangen wird.

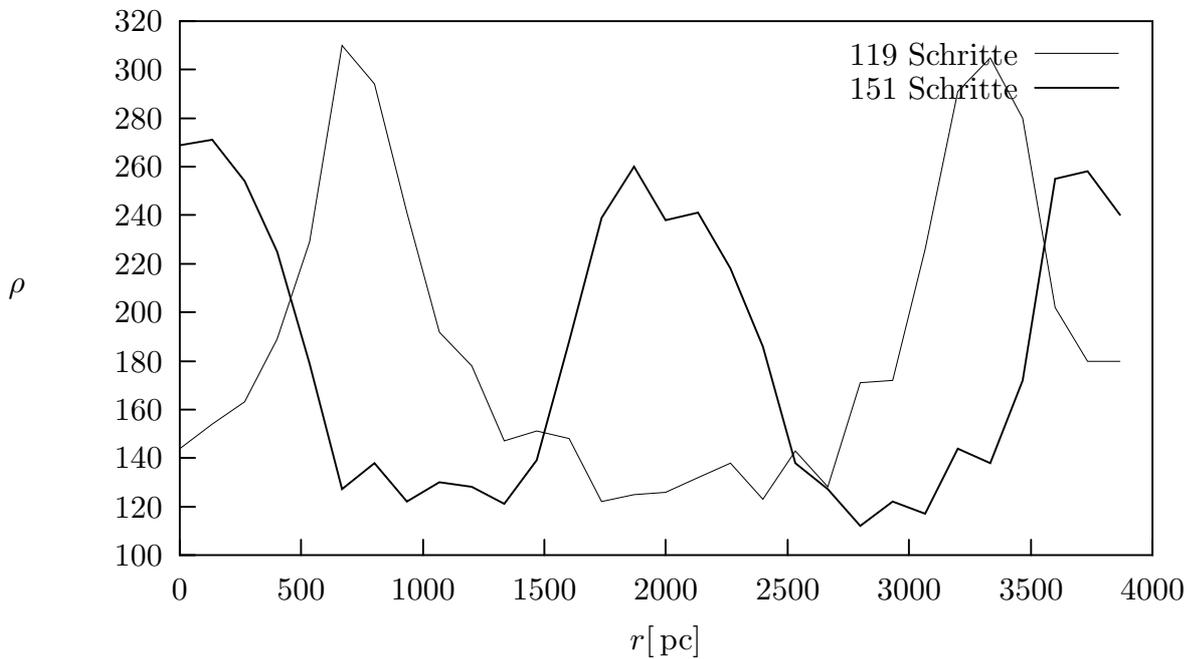


Abb. 28: Dichten beim ersten und zweiten Echo.

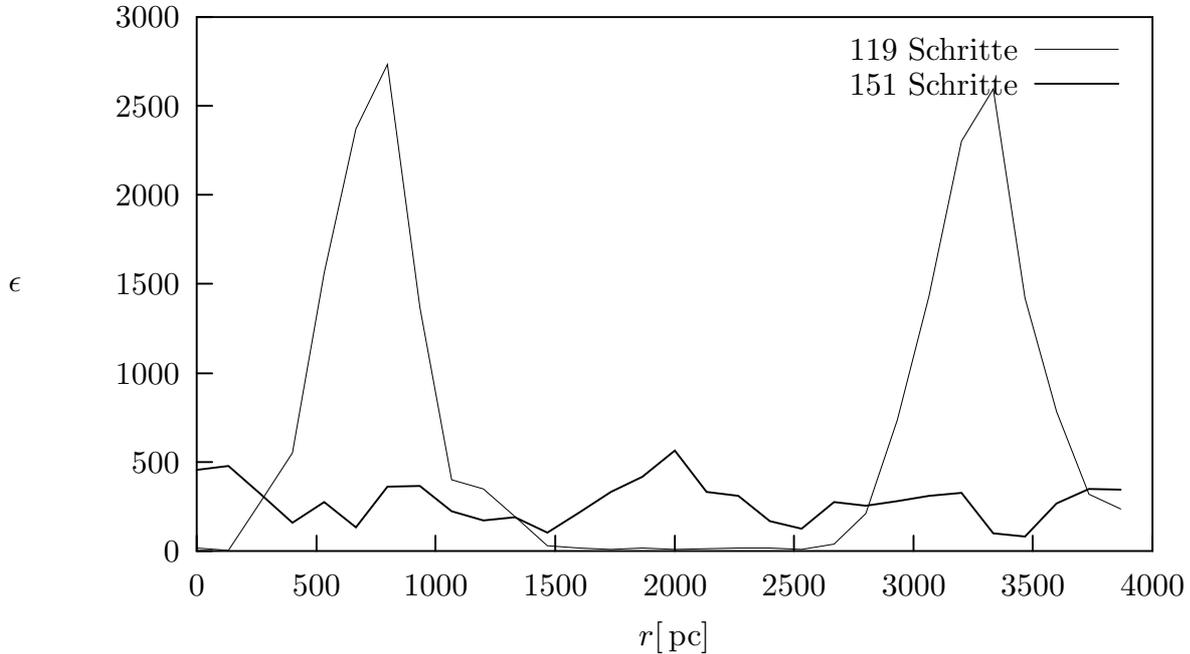


Abb. 29: Deponierte Energie beim ersten und zweiten Echo.

Die Untersuchung des Spiralarms schlieÙe ich mit einigen Anmerkungen zu den bisher als Echos bezeichneten Strukturen in den Spätphasen der Entwicklung, die den Ortsraum zeitweise recht erheblich prägen. Zunächst ist dazu anzumerken, daß sie in dieser Stärke vor allem deshalb auftauchen, weil die Epizykelfrequenzen über den ganzen Streifen streng gleich sind, sobald die Störung abgeklungen ist. Dies ist in realen Galaxien sicherlich nicht

der Fall, weshalb diese Erscheinungen mit einer gewissen Zurückhaltung beurteilt werden sollten. Andererseits wird für eine moderate radiale Ausdehnung der Strukturen und in einer ausreichend homogenen Scheibe die auftretende Phasenmischung nicht stark genug sein, um die Echos zu verhindern; insbesondere aus der späteren Untersuchung des Langzeitverhaltens des Systems ist die Erwartung zu formulieren, auch in realen Galaxien mit Echoerscheinungen konfrontiert zu sein.

Nun zu den Abbildungen 28 und 29. Auffallend zunächst die Schärfe der Strukturen. In der Dichte wird der ursprüngliche Dichtekontrast von etwa 1 : 3 wieder erreicht, die Halbwertsbreite ist hingegen mit gut 500 pc gegenüber rund 1500 pc bei 80 Schritten erheblich kleiner, was nicht nur aus der rein scherbedingten Kontraktion ($k(360 \text{ pc s/km})/k(80 \text{ pc s/km}) \approx 2$) zu erklären ist. Daß das zweite Echo bei 151 Schritten schon deutlich flacher und kontrastärmer ist, ist der erste wirklich deutliche Stoßeffect in der Entwicklung des Arms; noch eindrucksvoller wird das von den entsprechenden Profilen der deponierten Energie unterstrichen. Was die Strömungsverhältnisse angeht, so sind Echo und ursprüngliche Störung kaum zu unterscheiden.

3.4. Vergleich mit dem stoßfreien System

Dieser Abschnitt stellt eine der zentralen Fragen dieser Arbeit, nämlich inwieweit sich Wolkeneigenschaften im Verhalten des ganzen Systems äußern. Die Interpretation der Entwicklungen, die in den letzten beiden Kapiteln gegeben wurde, kommt ja recht weitgehend ohne Rückgriff auf Stöße aus, insbesondere wurde schon darauf hingewiesen, daß Schockfronten in der Bewegung der Wolken nicht zu sehen sind und zur Erklärung der Schockstrukturen in realen Galaxien auf die Eigenschaften der einzelnen Wolken in Verbindung mit erhöhten Stoßraten in den Verdichtungszone zurückgegriffen werden muß.

Zunächst sei noch einmal auf Abbildung 11 verwiesen. Dort ist der Unterschied zwischen Gas und Sternen sehr deutlich, dem Verhalten des Gases ist die allgemeine Kühlung überlagert. Daraus erklärt sich auch die größere Amplitude des Temperaturanstiegs in den Wolken gegenüber den Sternen, in denen sich die Störbeschleunigung weniger stark gegen die anfängliche Dispersion durchsetzen kann. Außerdem ist auch zu erkennen, daß die oben gegebene Erklärung für den relativ starke Kühlung nach dem Temperaturmaximum zutreffend war: Sofern die höhere Dichte im Spiralarm überhaupt eine Rolle spielt, ist in jedem Fall der rein stellardynamische Aspekt weitaus dominierend, denn er findet sich in gleicher Weise in den Sternen.

„In den Sternen“ heißt hier in einem „analog konstruierten stoßfreien Modell“, was die Frage aufwirft, wie eine analoge Konstruktion vorzunehmen ist: Soll die Geschwindigkeitsdispersion am Anfang, zum Zeitpunkt des Einsetzens der Dichtestörung (etwa im ersten Minimum der Temperatur im stoßenden Modell) oder im Maximum übereinstimmen? Ein Versuch zeigt, daß dies keine wesentliche Rolle spielt, Abb. 30 gibt drei Schnitte durch den stoßfreien Arm für die entsprechenden Dispersionen, und offenbar sind sie im Rahmen der Statistik nicht zu unterscheiden. Dies belegt erneut, daß die konkrete Modellierung nur wenig Einfluß auf das großräumige Verhalten hat, da zu keiner Zeit Gleichgewichtszustände auftreten, in denen Parameter wie Temperatur oder auch Druck eine Rolle spielen. Der Bequemlichkeit halber sind alle folgenden Schnitte mit $\text{temp} = 8 \text{ km s}^{-1}$ gerechnet.

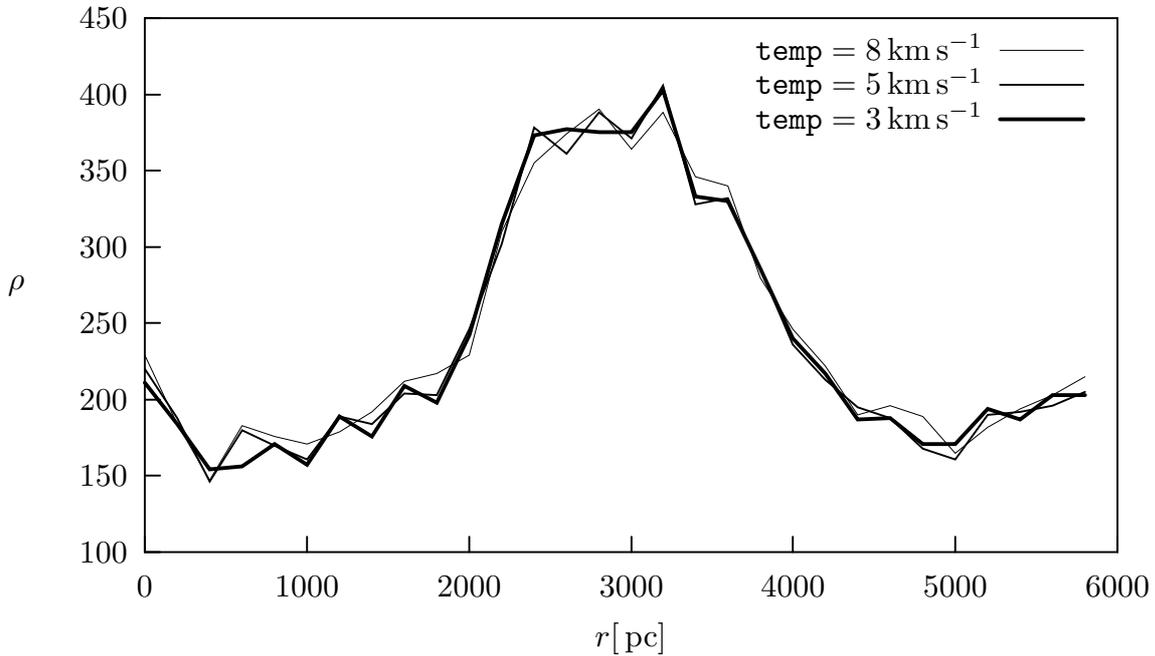


Abb. 30: Drei Sternsysteme, die mit unterschiedlicher Geschwindigkeitsdispersion anfangen und auch verschiedene Temperaturmaxima haben (nämlich etwa 10 , 8 und 7 km s^{-1} in absteigender Reihenfolge) haben praktisch identische Dichteprofile über ihren Spiralarm.

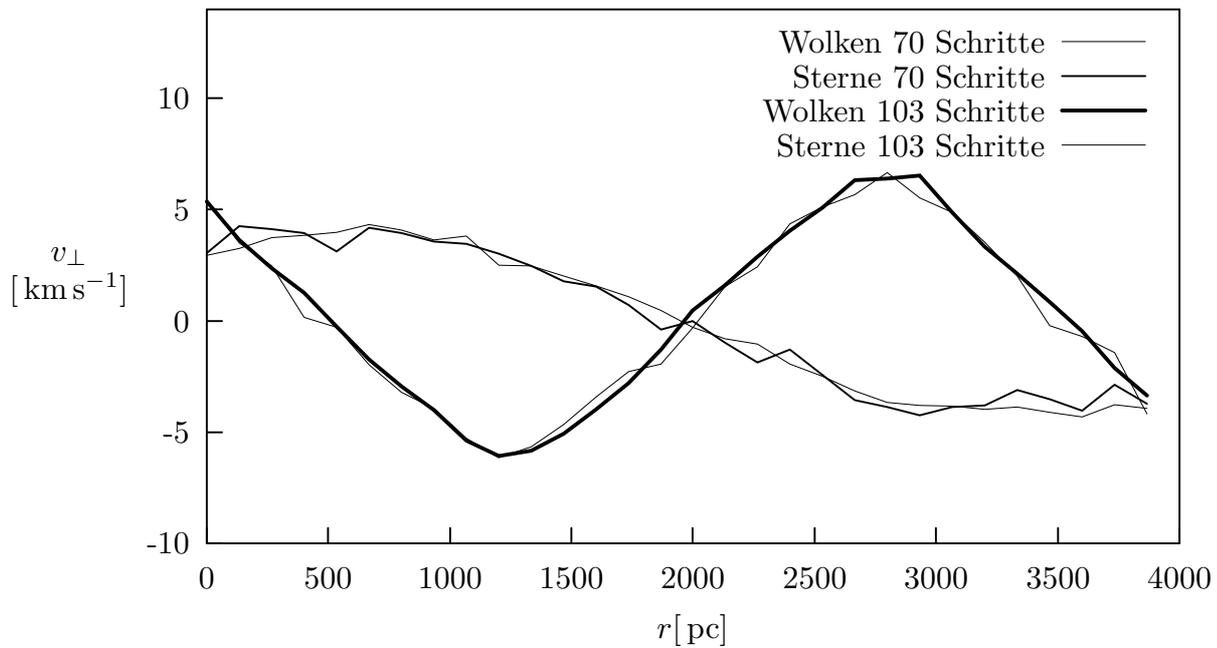


Abb. 31: Vergleich der Radialgeschwindigkeitsprofile von Wolken und Sternen im Referenzmodell.

Das Ergebnis eines solchen Vergleichs läßt Abbildung 31 schon erwarten: Wolken und Sterne entwickeln sich mit schon frappierender Parallelität, selbst nach über 100 Schritten

liegen die Radialgeschwindigkeitskurven fast perfekt übereinander, allenfalls, daß die Kurve in den Wolken etwas glatter ist. Was hier zu sehen ist, ist also ausschließlich die störungsinduzierte Bewegung. Die bereits drastisch gefallene Geschwindigkeitsdispersion des ISM spielt auf den betrachteten Größenskalen augenscheinlich keine Rolle. Die Vermutung übrigens, die Stöße seien deshalb nicht zu sehen, weil die einzelne Wolke nicht genügend oft wechselwirkte, trifft nicht zu. Zum einen hat jede Wolke nach 173 gerechneten Schritten im Mittel 32 Mal gestoßen (mit einem Maximum von 56 und einem Minimum von 12), zum anderen liefern Versuche, die die Stoßrate auf bis zu 0.5 pro Schritt steigern, keine qualitativ anderen Ergebnisse. Lediglich in den späten Abschnitten der Entwicklung (etwa nach Schritt 100) zeigt das Gas in diesen Modellen sichtbar schärfere Profile als die Sterne, was aber zwanglos als Effekt der unter diesen Umständen sehr geringen Temperatur und damit sehr kleiner Epizykel zu deuten ist.

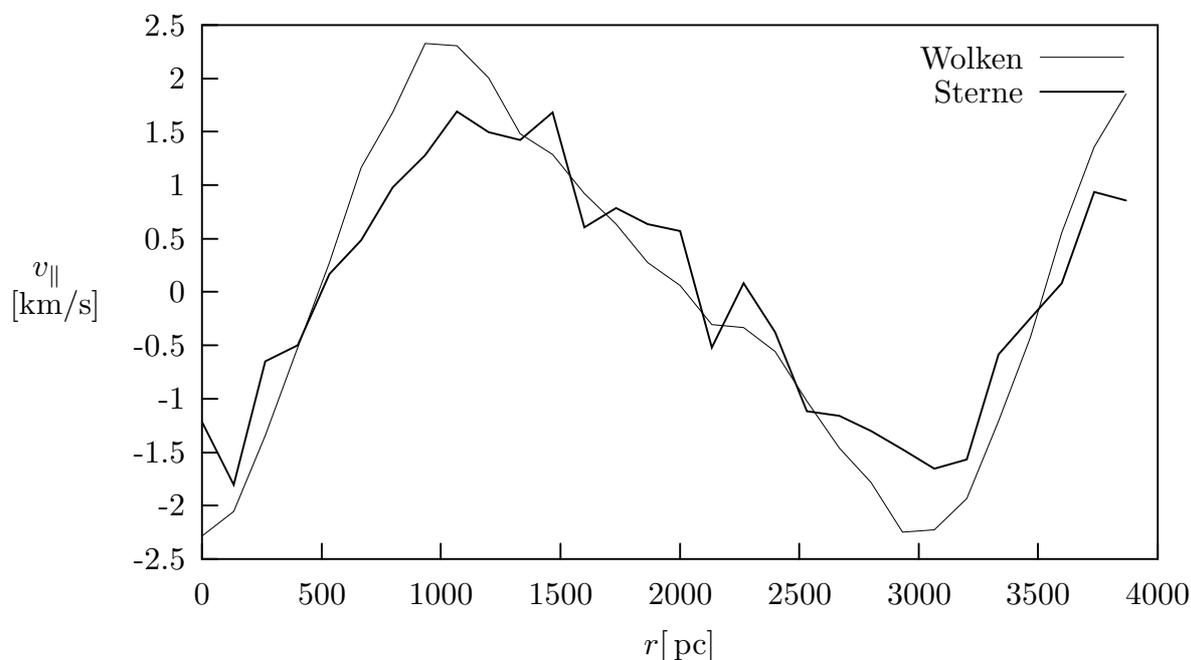


Abb. 32: Tangentialgeschwindigkeiten von Wolken und Sternen nach 103 Schritten

Wenn nun in der Radialgeschwindigkeit direkt der Effekt der Störbeschleunigung zu erkennen ist, wirkt die Störung in den Tangentialgeschwindigkeiten nur verzögert, da diese nur die Folge der auseinanderlaufenden Orientierung von Kamm und Geschwindigkeitsvektor sind. Diese Verzögerung ist der Grund für das gegenüber den Wolken flachere Profil der Sterne in Abb 32. Zunächst werden die Teilchen in einem kleinen Volumen unabhängig von ihrer Stoßfähigkeit auf gleiche Geschwindigkeiten beschleunigt, was zu der Übereinstimmung in v_{\perp} führt. Im Laufe der Zeit mischen sich die Teilchen in diesen Volumina allerdings gemäß ihrer Geschwindigkeitsdispersion und glätten so den durch die Störung entstandenen Gradienten. Dies wird in v_{\perp} nicht sichtbar, da die Glättung gegenüber der Dynamik der Kräfte unwichtig ist. In v_{\parallel} hingegen ist ausschließlich die verzögerte Wirkung der Störung zu sehen, so daß dort die Glättung wichtig wird. Auch in diesem Fall ist aber der Unterschied zwischen stoßfreiem und stoßendem System allein auf die kühlende

Wirkung der Stöße zurückzuführen, und dementsprechend gleichen sich die Profile mit abnehmendem Temperaturunterschied einander an.

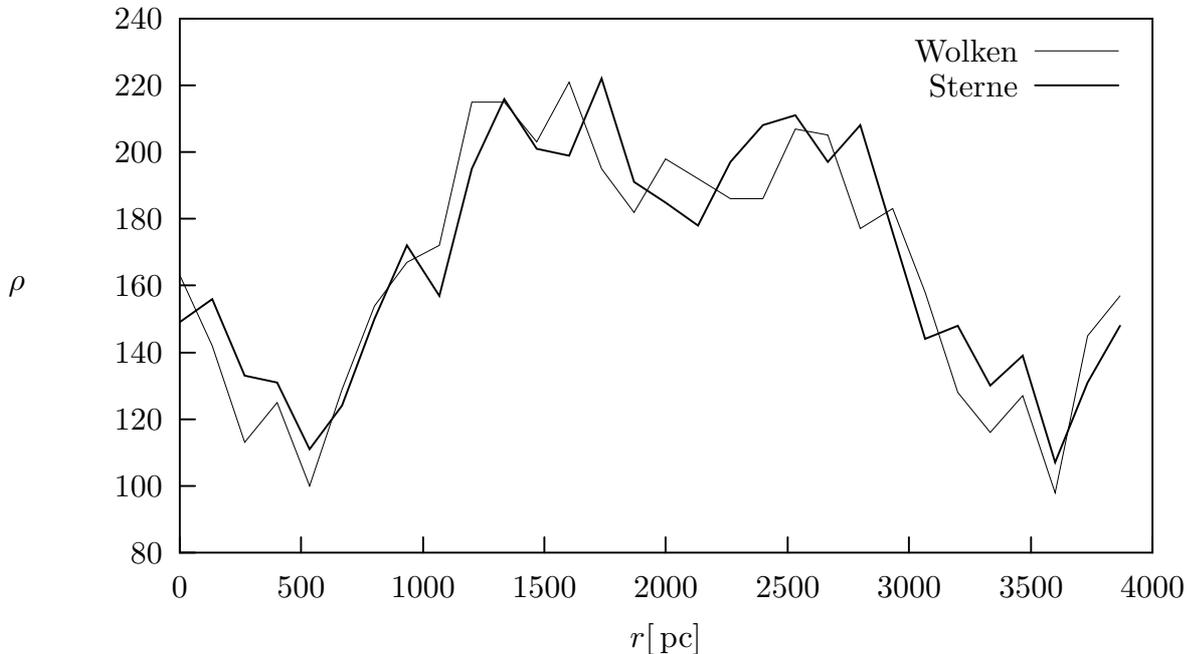


Abb. 33: Dichteprofile von Wolken und Sternen nach 103 Schritten

Der erstaunlichste – wenn auch nach den Ergebnissen der Untersuchung der Radialgeschwindigkeiten nicht mehr überraschende – Befund ist schließlich, daß die Dichteprofile nicht zu unterscheiden sind, selbst während der epizykelgesteuerten Expansion des Arms (Abb.33). Ein Fazit hieraus ist, daß die Stoßfähigkeit keinen wesentlichen Einfluß auf die *swing amplification*-gesteuerte Entwicklung großräumiger Strukturen im *shearing sheet* hat. Die Bedeutung der Stöße liegt in ihrem Einfluß auf den Temperaturverlauf, vor allem, wenn wiederholt Störungen durch den Streifen laufen. Zusätzlich erlaubt die Betrachtung der in den Stößen umgesetzten Energie eine modellgemäße Interpretation der Konzentration der *spiral arm tracers* auf die Spiralarme.

Abschließend soll anhand der einfacheren Verhältnisse im stoßfreien Fall der Grund für die Hantelform der Geschwindigkeitsverteilung, auf die im Zusammenhang mit Abb. 13 hingewiesen wurde, erklärt werden. Zur Erklärung dieses Phänomens ist es aufschlußreich, die Entwicklung eines anfänglich dispersions- ($\text{temp} = 0$) und stoßfreien Systems im Geschwindigkeitsraum zu untersuchen. In Abbildung 34 ist zunächst wieder die Expansion zu einem Balken zu sehen, nur hat dieser Balken wegen anfangs fehlenden Dispersion keine Ausdehnung, ist eben eine Linie. Wieder rotiert dieser Linie mit der Epizykelfrequenz, und es findet sich auch das Achsverhältnis wieder. Aber spätestens nach 64 Schritten hat das Gebilde klar die Form einer Acht angenommen. Die Hantel des Referenzmodells ist nichts anderes als ein durch Dispersion und Stöße verschmiertes Bild dieser Acht.

Die Erklärung dieser zunächst vielleicht etwas überraschenden Bilder steckt im wesentlichen in Abbildung 35. Dort ist der sinusförmige Verlauf der Beschleunigung über eine

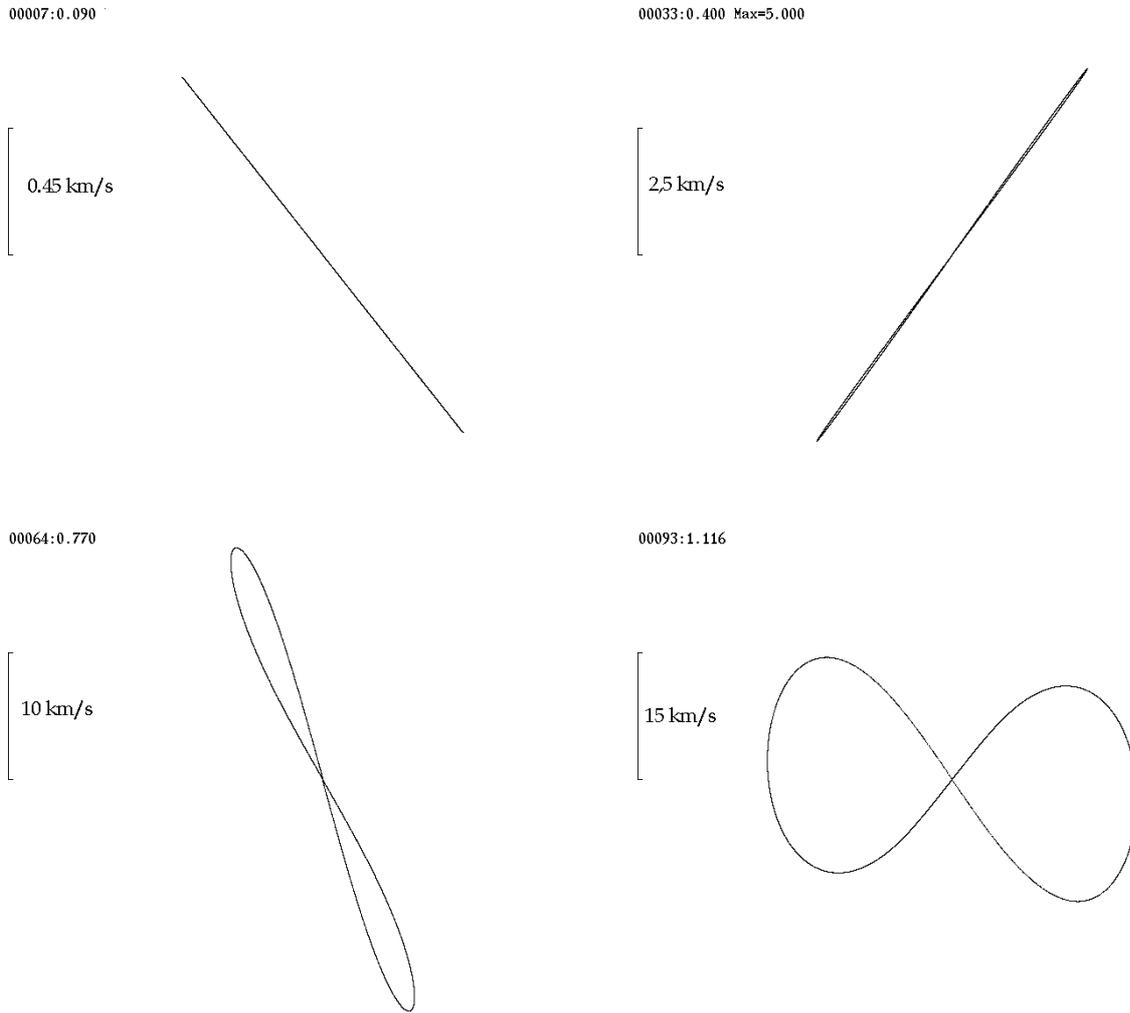


Abb. 34: Bilder des Geschwindigkeitsraums in einem stoßfreien Modell, das mit $t_{\text{emp}} = 0$ startet.

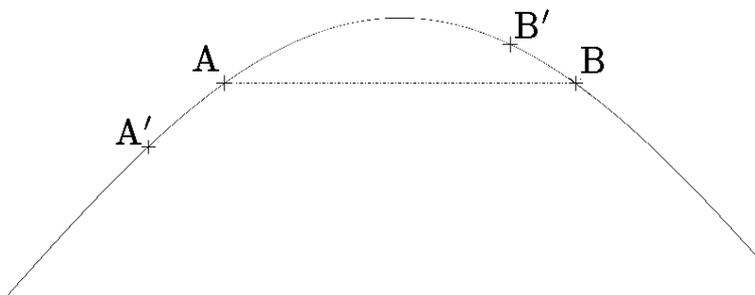


Abb. 35: Erklärung siehe Text

halbe Wellenlänge und je zwei Positionen von zwei Teilchen auf dieser Beschleunigungs-kurve zu zwei Zeitpunkten gezeigt. Es ist klar, daß die Teilchen A und B zunächst die gleiche Beschleunigung erfahren, also in einem Punkt im Geschwindigkeitsraum liegen werden. Damit wird jeder Punkt auf der Geraden im ersten Bild der Abbildung 34 sozusagen

von zwei Populationen geteilt, denen, die aus der linken, und denen, die aus der rechten Hälfte kommen. Sie unterscheiden sich durch ihre weitere Entwicklung: Eine Wolke bei A' wird schwächer beschleunigt als eine bei A, für B und B' ist es gerade umgekehrt. Damit haben die beiden Wolken verschiedene Oszillationsfrequenzen, die stärker beschleunigte Wolke B wird zurückbleiben, so daß sich die Linie teilt. Die Weite dieser Trennung wird minimal sein in der Umgebung des Nullpunktes, wo ja die Beschleunigungsfunktion praktisch linear und die Verschiebung deshalb unwichtig ist, wird dann mit der Krümmung der Beschleunigung (also hier wieder einem Sinus) zunehmen, bis sie bei den am stärksten beschleunigten Teilchen, die über das Beschleunigungsmaximum gewandert sind, wieder zusammenläuft. Die konkrete Form der Kurve weicht etwas ab, weil die Amplitude der Beschleunigung nicht konstant ist.

4. Erweiterung auf drei Dimensionen

Das Referenzmodell rechnet in einer strikten Scheibe unter Vernachlässigung der vertikalen Ausdehnung realer Scheibengalaxien. Rybicki 1972 wies nun auf den Umstand hin, daß in strikt zweidimensionalen, selbstgravitierenden Systemen die Relaxationszeit höchstens die Größenordnung der Crossingzeit hat. Rybicki wertet das als starkes Indiz, daß die simulierten Systeme keine von der dreidimensionalen Boltzmann-Gleichung bestimmte Physik nachbilden können. Ein einfacher Weg zu Rybickis Aussage geht über seine Definition der Relaxationszeit als der Zeit, nach der jedes Teilchen im Mittel einen „engen Stoß“ hatte, was mit der typischen Ausdehnung des Systems R , typischen Geschwindigkeiten v und dem maximalen Impaktparameter für einen engen Stoß b_0 auf

$$T_{\text{relax}} \approx R^2 / (2N b_0 v)$$

führt. Mit $b_0 \approx R/N$ (Rybicki gewinnt dies aus dem Virialsatz) folgt in der Tat $T_{\text{relax}}/T_{\text{crossing}} \approx 1/2$.

Rybickis Einwände gegen strikt zweidimensionale Rechnungen sollten diese Arbeit nicht wesentlich treffen. Einmal ist das System nicht selbstgravitierend, und die Stöße zudem mit einem starken „softening“ wegen des groben Gitters versehen, zum zweiten ist für Wolken – anders als in der stellaren Scheibe – die Relaxationszeit ohnehin schon kleiner als die Crossingzeit, und schließlich ist mit $R_{\text{coll}} = 50$ pc und einer Skalenhöhe in vergleichbarer Größenordnung das System in guter Näherung tatsächlich zweidimensional. Zu alledem kommt, daß, wie der Vergleich mit dem stoßfreien System zeigte, die Stöße ohnehin eine nur untergeordnete Rolle in der großräumigen Entwicklung des Referenzmodells spielen.

Etwas präziser entnimmt man aus (9)

$$T_{\text{relax}} \approx 2b^2 / (v R_{\text{coll}} N),$$

wenn b die typische Ausdehnung des Streifens ist und Rybickis Definition der Relaxationszeit verwendet wird; jeder Stoß im Rahmen eines *sticky particle*-Modells ist ein enger Stoß im Sinne Rybickis. Auch hier kann $T_{\text{crossing}} \approx b/v$ gewählt werden – als typische Größenskala des Systems bietet sich λ_{crit} an –, und es ergibt sich $T_{\text{relax}}/T_{\text{crossing}} \approx 2b/R_{\text{coll}}N$. Da alle drei eingehenden Parameter unabhängig voneinander gewählt werden können, ist auch $T_{\text{relax}}/T_{\text{crossing}}$ frei wählbar.

Die Beschränkung auf zwei Dimensionen sollte also nicht wegen zu kurzer Relaxationszeiten oder damit im Zusammenhang stehenden Abweichungen von der durch die dreidimensionale Boltzmann-Gleichung bestimmten Physik wesentliche Änderungen am Verlaufsverlauf mit sich bringen; diese Vorhersage wird sich auch bestätigen.

4.1. Erweiterung des Modells

Die Bewegungsgleichungen des *shearing sheet* (1) und die die periodischen Randbedingungen realisierenden Vorschriften zum Umsetzen ändern sich durch das Einbeziehen der in

dieser Näherung von der Bewegung in der Scheibenebene entkoppelten Bewegung senkrecht dazu nicht. Da die Auslenkungen praktisch aller Wolken klein bleiben, ist für die Bewegungsgleichung in z -Richtung ein linearer Kraftansatz wie in

$$\ddot{z} = -\alpha^2 z \quad (10)$$

ausreichend. Dabei tritt die Kraftkonstante α^2 (im Programm `gradf`) als neuer freier Parameter auf. Scheffler und Elsässer 1982 geben $\alpha = 3 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ (S. 517). Daran orientiert sich das Referenzmodell und setzt $\text{gradf} = 0.009 (\text{ km/pc s})^2$, entsprechend einer Periode der (harmonischen) z -Schwingung von gut zwanzig Schritten. Gleichung (10) wird gemeinsam mit (1) integriert, so daß auch die Wahl von `h1` überdacht werden muß. Die im Vergleich zur Epizykelfrequenz deutlich größere Frequenz der z -Schwingung legt eine Verkleinerung von `h1` auf 1 pc s/km nahe, obgleich die Integrationsfehler, bemessen durch die Veränderung der Skalenhöhe im stoßfreien Fall, auch mit `h1` = 1.5 pc s/km erst nach einigen 10000 pc s/km größer als 10% werden.

Die Modellierung der Stöße muß an zwei Stellen angepaßt werden. Erstens muß jetzt eine Stoßebene – wie sie wegen der unterstellten Zentralität der Stöße existiert – definiert werden, da sonst \vec{r}_\perp nicht (bis auf Vorzeichen) eindeutig bestimmt ist. Das geschieht hier durch die beiden Geschwindigkeitsvektoren der stoßenden Teilchen¹⁰, so daß

$$\vec{r}_\perp = [\vec{r} \times ([\vec{v}_1 \times \vec{v}_2] / |[\vec{v}_1 \times \vec{v}_2]|)]$$

ist. Zweitens ist das Stoßkriterium anzupassen. Dazu werden hier die R_{coll} -Quadrate zu Würfeln extrudiert, in denen dann die Stoßpaare entsprechend der zweidimensionalen Vorschrift zugeordnet werden. Der unterste Würfel liegt symmetrisch zur galaktischen Ebene.

Es liegen keine Arbeiten vor, die die *swing amplification* im dreidimensionalen Fall behandeln. Im Rahmen der in diesem Abschnitt angestrebten Untersuchung der Grenzen der zweidimensionalen Modellierung der Scheibe ist aber eine einfache Fortsetzung der Potentialstörung durch $\Phi(x, y, z) = \Phi(x, y, 0)$ zunächst ausreichend, zumal die zu erwartende Skalenhöhe der Störung – in der Größenordnung der Skalenhöhe der Sternscheibe – wesentlich größer als die der Wolken ist und Rückkopplungen der Wolken auf sich selbst nicht betrachtet werden.

Schließlich muß der Anfangszustand angepaßt werden. Im Ortsraum wurde eine Exponentialverteilung mit einer Skalenhöhe von `scheight` = 50 pc gewählt, was sich an der von Scoville, Sanders und Solomon 1985 angegebenen Skalenhöhe der CO-Emission in Galaxis von 60 pc orientiert. Realisiert wird diese Wahl durch eine zufällige Bestimmung von exponentialverteilter Amplitude und gleichverteilter Phase, wobei die Skalenhöhe im Ortsraum noch mit dem Mittelwert von $|\sin x|$ multipliziert werden muß, um die Skalenhöhe der Amplituden zu erhalten. Man beachte, daß anstelle der Phase eigentlich die Bogenlänge zu den Punkten auf der Bahnkurve gleichverteilt sein sollte, um eine über der Zeit konstante Skalenhöhe zu haben. Wird die Phase gleichverteilt, geht – wie in Abbildung 36 zu sehen – die Skalenhöhe zu Beginn zurück, weil die Maxima des Sinus dann von den relativ weniger dicht liegenden Teilchen, die auf den aufsteigenden Ast des Sinus präpariert

¹⁰ Im entarteten Fall kollinearer Geschwindigkeiten wird die Ebene zufällig bestimmt.

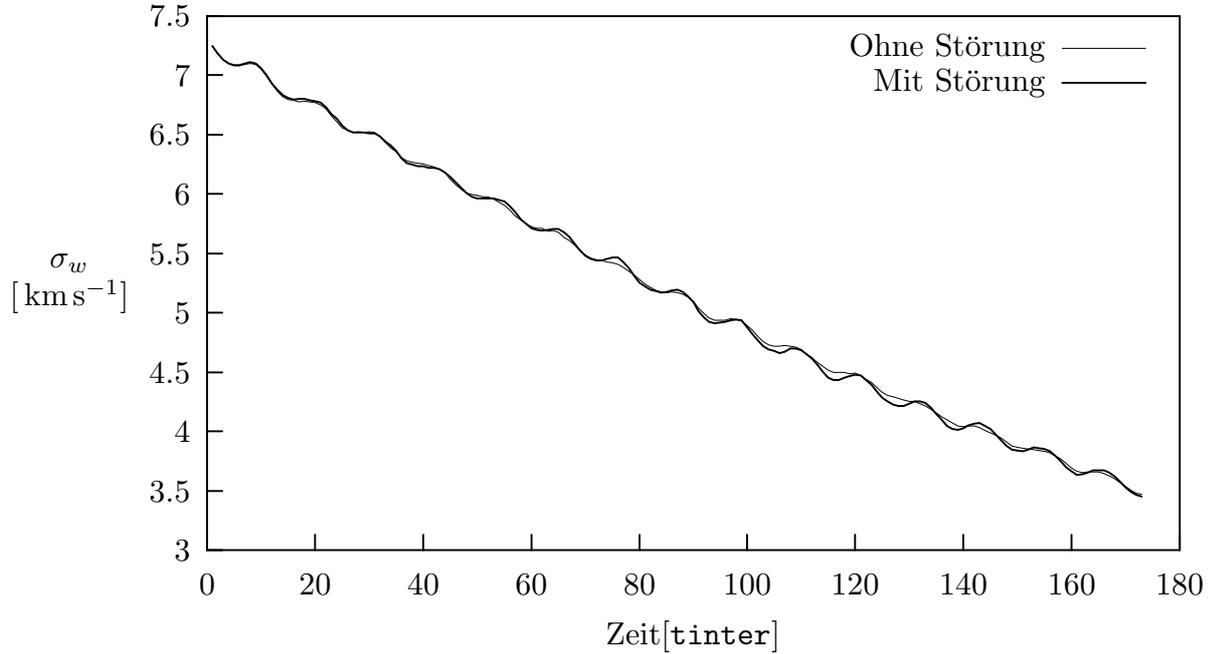


Abb. 36: Geschwindigkeitsdispersion in z -Richtung. Zu den überlagerten Schwingungen kleiner Amplitude siehe Text.

wurden, besetzt werden; nach einer Viertelperiode steigt die Skalenhöhe aus dem analogen Grund wieder, was insgesamt die Schwingung in Abb. 36 ergibt. Da dies allerdings für die Entwicklung der Skalenhöhe unwichtig ist, wurde darauf verzichtet, nach der analytisch schwer zugänglichen Bogenlänge des Sinus $\int (1 + \cos^2 t)^{1/2} dt = E(x, 1)$ mit dem elliptischen Integral zweiter Gattung $E(x, 1)$ (vgl. Ryshik und Gradstein 1957) zu verteilen.

Wo im folgenden von der Skalenhöhe die Rede ist, ist der Mittelwert von $|z|$ über alle Sterne gemeint; für tatsächlich nach $\lambda \exp \lambda z$ verteilte Größen fallen dieser Mittelwert und die Skalenhöhe $1/\lambda$ zusammen. Dieser Anfangszustand ist nicht selbstkonsistent, denn das Potential einer solchen Massenverteilung ist kein Oszillatorpotential; hier wird wieder unterstellt, das Potential werde von Sternen erzeugt, deren Verteilung erheblich von der der Wolken abweicht.

4.2. Ergebnisse

Die wesentlichsten Unterschiede zwischen dem zwei- und dreidimensionalen System zeigen sich – wie schon zuvor beim Vergleich von stoßfreiem und stoßendem System – in den Temperaturkurven. Am ungestörten System (Abb. 37 und Abb. 36) wird deutlich, daß das dreidimensionale System deutlich langsamer abkühlt als die strikte Scheibe. Dies ist einerseits ein Effekt der etwa um einen Faktor zwei reduzierten Stoßrate; nach 173 Schritten hat jede Wolke in zwei Dimensionen im Mittel 29.2 Stöße hinter sich, was sich mit einem Mittel von 15.7 Stößen in drei Dimensionen vergleicht. Dabei gibt es in drei Dimensionen durchaus Teilchen, die in dieser Zeit gar nicht gestoßen haben, während in der Ebene jede Wolke mindestens zehn Stöße hinter sich hat. Jedoch bleiben die Temperaturkurven auch verschieden, wenn die mittleren Stoßraten gleich sind, wobei einzuräumen ist, daß

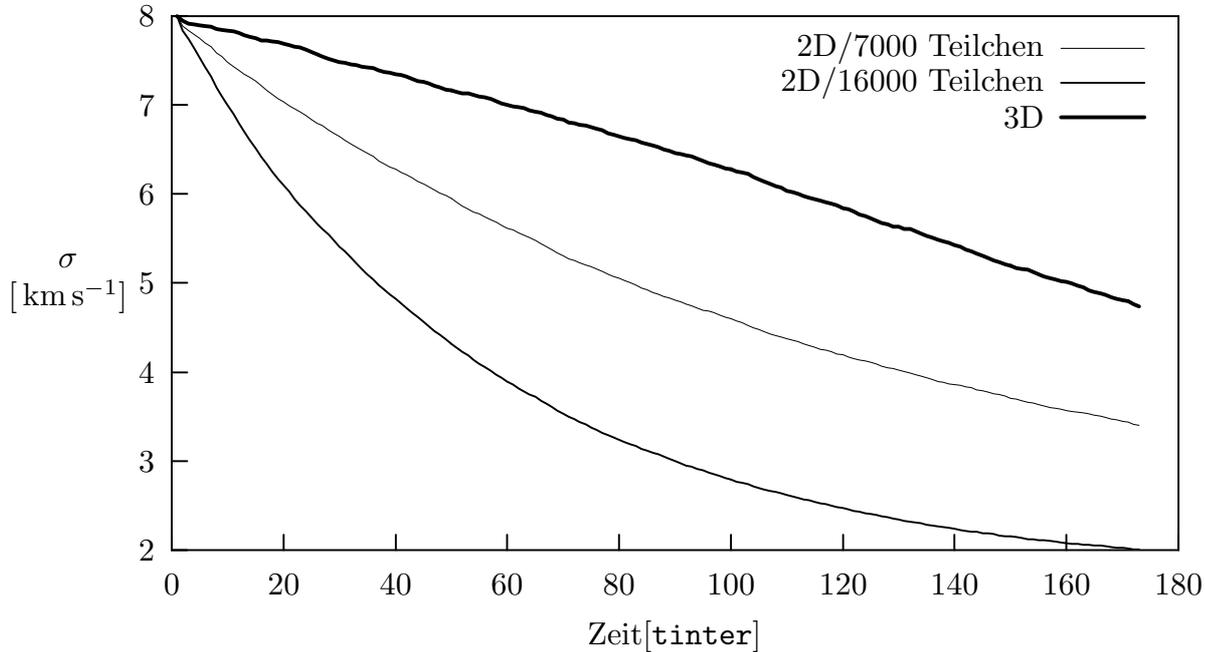


Abb. 37: Geschwindigkeitsdispersionen für störungsfreie Modelle in zwei und drei Dimensionen. Das zweidimensionale Modell mit 7000 Teilchen hat etwa mit dem dreidimensionalen vergleichbare Stoßraten. Um Vergleichbarkeit herzustellen, ist auch im dreidimensionalen Fall das in (8) definierte σ gezeichnet, die dritte Komponente der Geschwindigkeit bleibt unberücksichtigt.

die Streuung der Stoßraten in zwei Dimensionen kleiner ist als in drei (Minimal 3 und maximal 36 Stöße nach 173 Schritten gegen 0 und 43).

Wichtiger als die Streuung der Stoßraten ist aber die Wechselwirkung der drei Freiheitsgrade. Der Anfangszustand ist kein Gleichgewichtszustand des relaxierten Wolkengases, da mit einer vertikalen Geschwindigkeitsdispersion $\sigma_w \approx 8 \text{ km s}^{-1}$ und $\sigma_u \approx 5.6 \text{ km s}^{-1}$ schon das Äquipartitionsprinzip verletzt ist.¹¹ Aus diesem Grund fließt Energie aus der vertikalen Geschwindigkeitsdispersion in die Bewegung in der Scheibe. Das allmähliche Versiegen dieser Heizung im Rahmen einer Angleichung der Temperaturen und die damit verbundene Verflachung des Systems, die die Stoßrate wachsen läßt, bewirken die Krümmung der Temperaturkurve nach unten.

In Abbildung 38 ist zu erkennen, daß sich die Unterschiede in den Temperaturkurven der gestörten Systeme zumindest qualitativ auf die der zugrundeliegenden ungestörten zurückführen lassen. In der strikten Scheibe liegt die Temperatur niedriger, die Amplitude der Temperaturstörung ist dort also größer. Auffällig ist aber, daß wiederum die Temperatur nach dem Abklingen der Störung erheblich schneller fällt als bei entsprechender Geschwindigkeitsdispersion ohne Störung. Die Erklärung für dieses Verhalten findet sich wohl zum Teil in der Abbildung 36. In σ_w nämlich hinterläßt die Störung praktisch keine

¹¹ Dabei ist daran zu denken, daß eine exaktere Modellierung durchaus eine Verletzung des Äquipartitionsprinzips mit sich bringen kann. In der Galaxis etwa ist die Äquipartition über Wolken verschiedener Massen ganz offenbar verletzt.

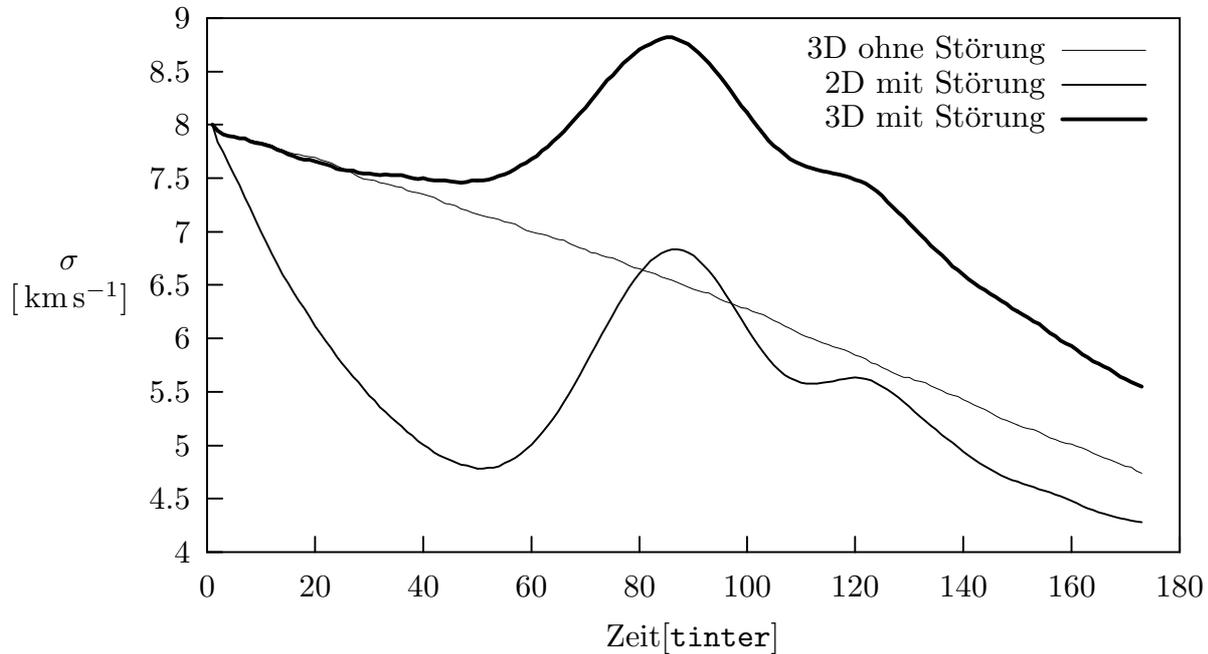


Abb. 38: Geschwindigkeitsdispersionen für das Referenzmodell und den dreidimensionalen Fall mit und ohne Störung.

Spuren – auf die großräumige Kopplung der Bewegungen in Scheibenebene und senkrecht dazu werde bei der Untersuchung des Langzeitverhaltens eingehen. Zusammen mit der dann schon relativ kleinen Skalenhöhe mag dieses zumindest teilweise Wegfallen der Heizung gegenüber dem ungestörten Vergleichszustand die entsprechend schnellere Abkühlung erklären.

Die vertikalen Dichteprofile der Abbildung 39 geben weiter Aufschluß über die Rolle der vertikalen Bewegungen und den Verlauf der Relaxation. Nach dem ersten Schritt findet man im wesentlichen noch die präparierte Exponentialverteilung. Nach 50 Schritten sind demgegenüber massiv Wolken in die unterste Schicht (unterhalb einer Skalenhöhe) eingewandert, so daß das Gebiet oberhalb von etwa 50 pc wesentlich ausgedünnt wurde. Umgekehrt ist das scharfe und so wohl auch unrealistische Maximum bei Null gekappt, was insgesamt eine erhebliche Abweichung vom Exponentialprofil ergibt. Die Skalenhöhe der Wolken liegt zu diesem Zeitpunkt etwa 10 pc unter der Skalenhöhe der Anfangsverteilung.

Diese Entwicklung läßt sich durch Betrachtung der verschiedenen Ankopplungen der „heißen“, in z schnellen und damit große Höhen erreichenden, und „kühlen“, in z langsamen und im wesentlichen in der Scheibenebene laufenden, Teilchen an das insgesamt kühlere Bad der horizontalen Bewegung erklären. Die kühle Population wird durch die häufigen Stöße in der relativ dicht belegten Ebene geheizt, was zur Kappung des Spitze führt; hinzu tritt, daß innerhalb der untersten 25 pc ohnehin alle Teilchen miteinander stoßen können, was die Verteilung zusätzlich glättet. Andererseits haben, bedingt durch die harmonische Schwingung um die galaktische Ebene, auch Wolken aus der im Mittel in großen Höhen befindlichen heißen Population die dicht belegte Scheibenebene etwa vier Mal passiert; ein wesentlicher Teil dieser sehr schnellen Wolken wird also schon mindestens ein Mal gestoßen haben, was im Mittel zu einem Verlust von knapp einem Fünftel der Ausgangsamplitude

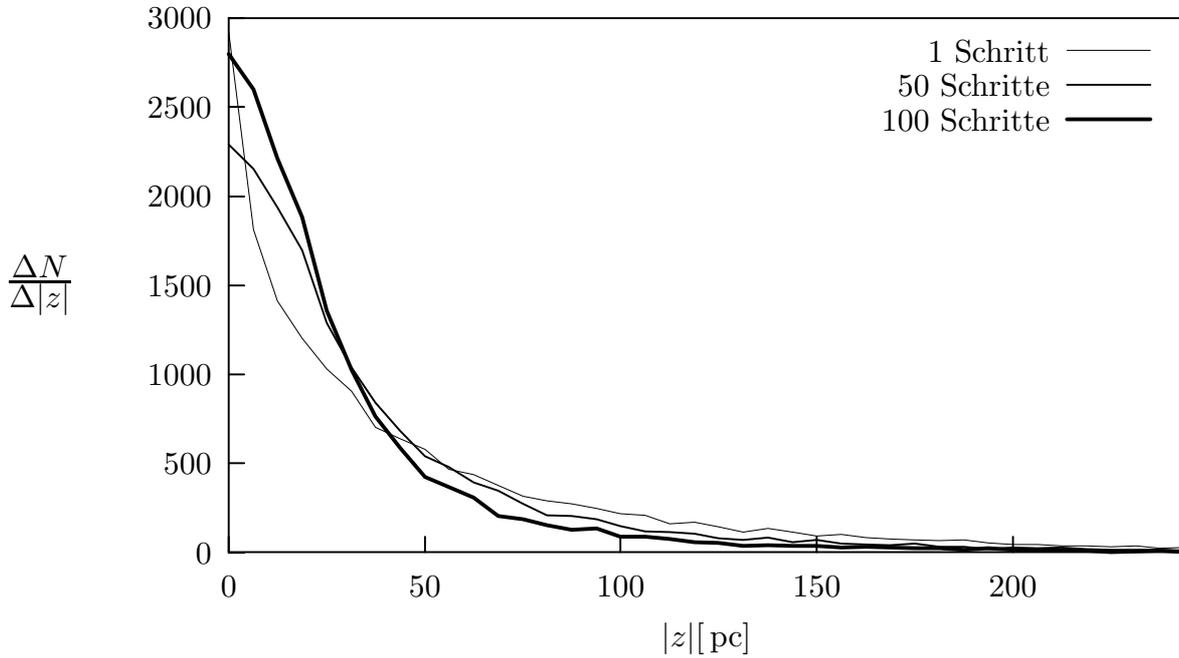


Abb. 39: z -Verteilungsfunktionen zu drei verschiedenen Zeiten. Dargestellt ist die Teilchenzahl in je 6.25 pc hohen Schichten parallel zur Ebene.

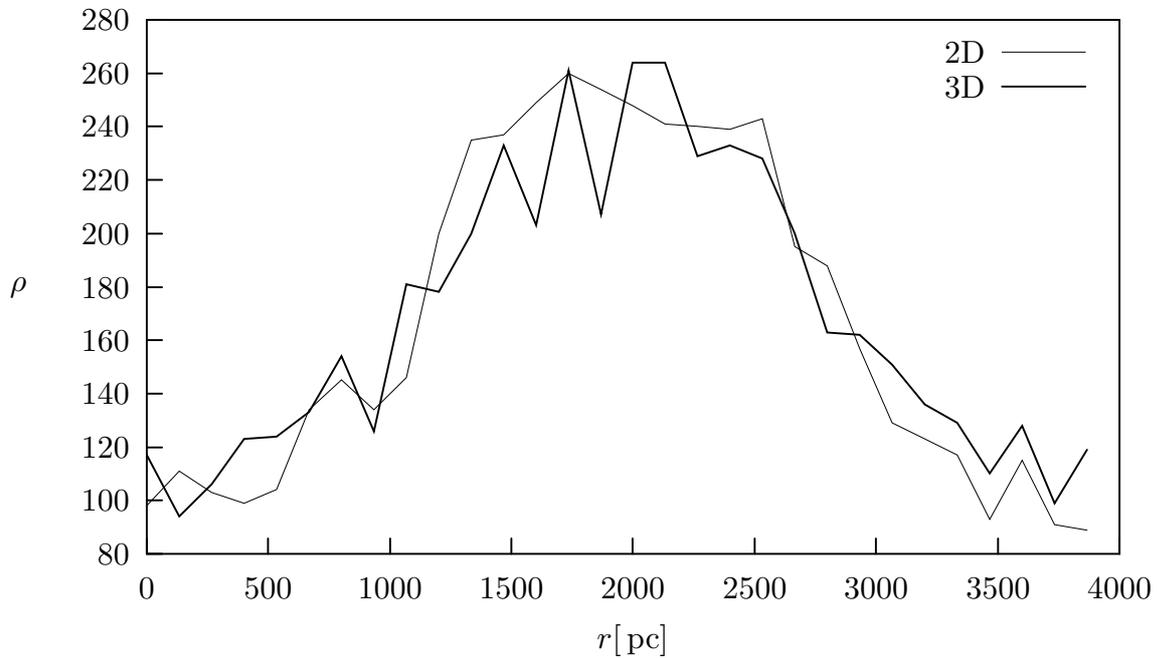


Abb. 40: Ein Dichteschnitt nach 95 Schritten (vgl. Abb. 21).

führt, da die Stöße meistens in der Nähe der Scheibenebene, also des Maximums von v_z , mit Mitgliedern der viel häufigeren kühlen Population stattfinden werden. Dabei werden mittlere Höhen schneller ausgedünnt, da sich die dort befindlichen Teilchen deutlich länger in dicht besetzten Regionen aufhalten.

Nach 100 Schritten, also unmittelbar nach dem Abklingen der wesentlichen Teile der Störung, ist die Skalenhöhe weitgehend linear auf 32 pc gefallen, ohne daß die Störung wesentliche Spuren hinterlassen hätte. Fortgesetzt hat sich die Ausdünnung der heißen Population, während die in der Ebene gefallene Temperatur wieder ein schärferes Maximum bei $z = 0$ zuläßt. Eine Exponentialverteilung hat sich jedoch nicht wieder eingestellt. Vorgreifend auf die Ausführungen zur Langzeitentwicklung sei hier angemerkt, daß dies immer noch kein Gleichgewichtszustand ist und daß sich auch in der gestörten Scheibe nach einigen hundert Schritten in sehr guter Näherung eine Exponentialverteilung einstellt.

Im Abschnitt 3.4. wurde bereits angesprochen, daß das Aussehen des Spiralarms wenig empfindlich auf Temperatur und Stoßrate („Druck“) im aus den Wolken gebildeten Gas reagiert. Dies bestätigt sich auch beim Blick auf den Dichteschnitt in Abbildung 40. Die Hinzunahme der z -Koordinate äußert sich im wesentlichen in einem weniger glatten Verlauf der Kurve, der sich aus der geringeren Stoßrate und der entsprechend schwächeren Glättung erklärt. Entsprechendes gilt für das Verhalten von Stoßrate und Energieumsatz (die natürlich insgesamt niedriger liegen). Radial- und Tangentialgeschwindigkeiten sind ebenfalls praktisch nicht beeinflusst. Schnitte der Skalenhöhe über die Verdichtung schließlich zeigen weder Einschnürungen aufgrund der durch die höhere Stoßrate stärkeren z -Kühlung noch Aufweitungen durch die über den Arm variierende Geschwindigkeitsdispersion. Hierauf wird aber im Zusammenhang mit der Langzeitentwicklung noch einzugehen sein.

Als Fazit bleibt, daß die Erweiterung des Modells das Relaxationsverhalten signifikant und nicht nur über die Stoßrate verändert, während das Erscheinungsbild des Spiralarms und die großräumige Entwicklung weitgehend unbeeinflusst bleiben.

5. Langfristige Entwicklung

Die bisherigen Untersuchungen beschäftigten sich fast ausschließlich mit Erscheinungen im Streifen auf einer relativ kurzen Zeitskala von rund hundert Millionen Jahren. Nicht immer war einfach zu sehen, wie weit die Entwicklung durch die Anfangsbedingungen bestimmt wird, also eventuell nicht den „typischen“ Fall darstellt. Das Ziel dieses Abschnittes ist es, zu beurteilen, wie weit die Verdichtung des Referenzmodells tatsächlich den Prototyp für einen Spiralarm in einer Scheibe mit *swing amplification* liefert. Weiter soll untersucht werden, wie sich die Scheibe auf einer Zeitskala von Gigajahren darstellt, vor allem, ob sie tatsächlich auf Dauer Spiralstruktur zeigt. Zur Umsetzung dieses Programms wird man eine Scheibe modellieren müssen, durch die ständig Störungen laufen.

Wie also kann ein solcher *swirling hotch-potch*, wie er schon seit Goldreich und Lynden-Bell 1965 immer wieder als Charakteristikum *swing amplification*-dominierter Galaxien angeführt wurde, im vorliegenden Modell aussehen? Zunächst ist dazu zu bemerken, daß das Spektrum der Anregungen weder nach Wellenzahl noch nach Amplitude bekannt ist und daß auch die Wahl eines mittlereren Abstandes zweier Störungen durch Beobachtungen derzeit nicht direkt möglich ist. In dieser Situation wird man sich auf die Konstruktion eines „hinreichend typischen“ Modells beschränken müssen, an dem zumindest qualitativ die Eigenschaften einer wiederholt gestörten Scheibe zu erkennen sind.

5.1. Erweiterung des Modells

Da gerade Phänomene der Relaxation und Kühlung im Zusammenhang mit wiederholten Störungen interessant sind, wurde als Ausgangspunkt für die Rechnungen dieses Kapitels die dreidimensionale Scheibe (Abschnitt 4.1.) verwendet. Zu überlegen bleibt, was ein „hinreichend typisches“ Spektrum für die Störungen und ihren Abstand ist. Was den Abstand betrifft, schreibt das Modell eine strenge Periodizität vor, der zeitliche Abstand zweier Störungen muß ein ganzzahliges Vielfaches von

$$\tau = \frac{1}{2A_0} \frac{b_y}{b_x}$$

sein. Der anschauliche Grund dieser Forderung ist, daß – wie im Abschnitt 2.3. ausgeführt – ein Wellenkamm nur auf der Verbindungslinie zwischen zwei Streifenzentren liegen darf. Damit muß der Abstand zweier Störungen der Zeit entsprechen, die die Streifen brauchen, um sich gegeneinander um $b_y/2$ zu verschieben.

Ohne Rückgriff auf die Anschauung gewinnt man τ wiederum aus der Betrachtung von Gleichung (7) bzw. deren Verallgemeinerung

$$\Phi(x, y, t) = \frac{A_0 k_y}{\pi} \sum_j \exp\left(ik_{\text{crit}}(k_x^{\text{eff}}(t - j\nu\tau)x + k'_y y)\right) \Phi(k_x^{\text{eff}}(t - j\nu\tau)).$$

Darin ist $\nu \in \mathbf{N}$ die Zahl der Perioden, die zwischen zwei Anregungen vergehen; im folgenden ist durchweg $\nu = 1$. Zu fordern ist nun, daß die ganze Summe stetig gegen das

Umsetzen in x -Richtung ist. Für nichttriviale Φ ist das nur zu gewährleisten, wenn die Argumente der Exponentialfunktion paarweise um ganzzahlige Vielfache von $2\pi i$ verschieden sind. Einsetzen führt auf

$$\begin{aligned}\frac{2\pi}{k_{\text{crit}}} &= -k_x^{\text{eff}}(t - \tau)b_x + 2A_0k'_y b_x t + b_x k_x^{\text{in}} \\ &= 2A_0k_y b_x \tau,\end{aligned}$$

was gerade das oben angegebene τ liefert.

Diese strenge Periodizität gibt die Verhältnisse in realen Galaxien sicherlich nur eingeschränkt wieder, selbst wenn Resonanzeffekte nicht von vorneherein auszuschließen sind. Rückkopplungen, wie sie als Ursache für Resonanzen in Frage kommen, sind aber mit der linearen Untersuchung, die die Grundlage dieser Arbeit ist, nicht faßbar. Zumindest ein qualitatives Bild des Verhaltens der Scheibe mit Störungen der hier untersuchten Art sollte sich demnach ergeben, wenn die Periode nicht gerade natürliche Perioden der Scheibe trifft, wobei im Streifen dafür eigentlich nur die Epizykelfrequenz in Frage kommt. Resonanzen mit der Frequenz der vertikalen Oszillation sollten in diesem Zusammenhang eher unerheblich sein. Die Experimente wurden mit (a) $b_x = 2000$ pc, (b) $b_x = 3000$ pc und (c) $b_x = 4000$ pc bei gleichbleibender Teilchendichte durchgeführt, also Störungsperioden von $\tau = 333, 222$ und 166 pc s/km. Im Vergleich dazu ist die freie Epizykelperiode $2\pi/\kappa = 199$ pc s/km.

Es stellt sich weiter die Frage nach dem Spektrum der Störungen in k_x^{in} und f_{in} . Waren diese Parameter schon im Referenzmodell weitgehend willkürlich und im Hinblick auf typisches Verhalten (das betrifft die Ausnutzung des Verstärkungsbereichs der *swing amplification* bzw. die Größenordnung der resultierenden Dichtestörung) gewählt, so ist die Festlegung eines Spektrums sicher noch mehr von Heuristik geprägt. Was k_x^{in} betrifft, legt schon die mathematische Einfachheit nahe, für alle Störungen $k_x^{\text{in}} = -1.5$ zu verwenden; mit k_x^{in} wären auch die offsets für die Potentiale verteilt, und es ist nicht zu sehen, was durch eine Verteilung zu gewinnen wäre. Ein gespreiztes Spektrum von f_{in} würde keine derartigen Komplikationen mit sich bringen. Da aber wiederum kein qualitativ anderes Verhalten zu erwarten ist, wurde auch hier $f_{\text{in}} = 0.04$ für alle Störungen belassen.

Eine weitere Anpassung des Referenzmodells ist wie schon bei der Erweiterung auf drei Dimensionen in der Schrittweite des Integrators **h1** vorzunehmen, in diesem Fall vor allem, weil jetzt über weit größere Zeitspannen integriert wird. Um ein Bild von der Qualität der Integration zu bekommen, wurden Dichteprofile mit drei verschiedenen **h1** genommen. Die Abbildung 41 zeigt, daß das qualitative Erscheinungsbild für alle Schrittweiten relativ gut übereinstimmt. Umgekehrt demonstriert sie auch ein gewisses Dilemma des Modells, was die Wahl der Schrittweite angeht; es ist offenbar nicht so, daß die Kurven mit abnehmender Schrittweite monoton konvergieren. Der Grund dafür liegt in der Behandlung von Begegnungen; zwar ist der Algorithmus, nach dem die Stöße abgewickelt werden, für nicht allzu entartete Fälle (etwa kleine $|\vec{r}'|$) numerisch gut konditioniert, jedoch wird sich in seltenen Fällen die Zuordnung der Stoßpartner ändern, dann nämlich, wenn die Wolke durch Integrationsfehler die Gitterzelle wechselt. In der Folge werden praktisch *alle* Stoßpaare anders zugeordnet, was einfach den im Grunde stochastischen Ansatz der Stoßvorschrift reflektiert. Es ist klar, daß unter diesen Umständen nur noch eine Übereinstimmung im

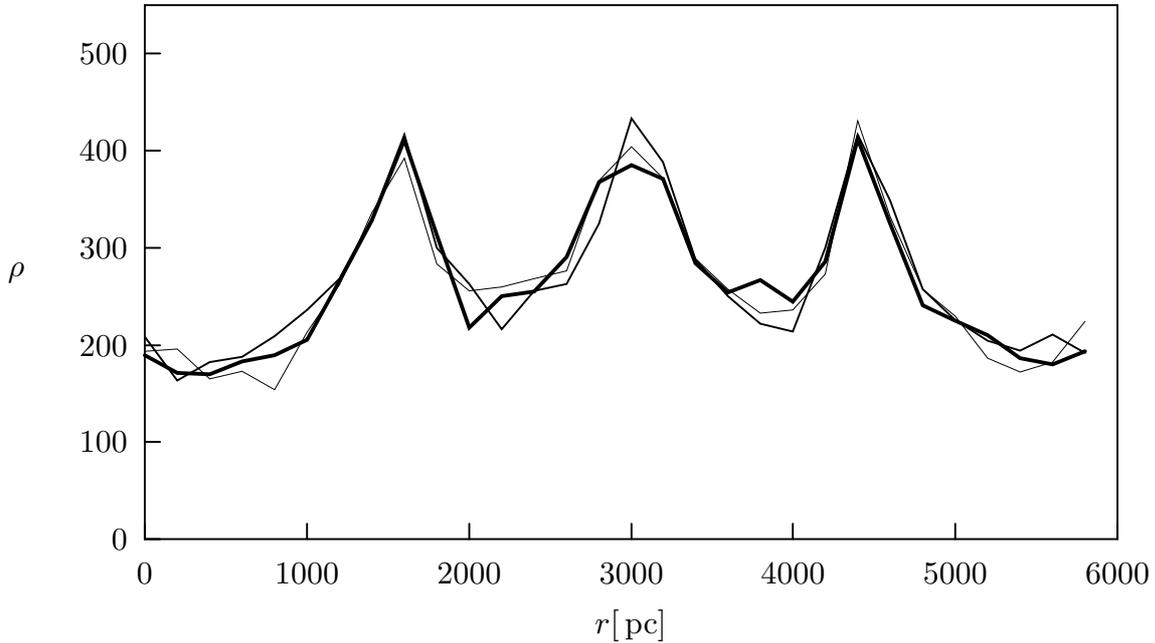


Abb. 41: Ein Test auf die numerische Qualität. Nach 300 Schritten wurde für drei Werte von h_1 je ein Dichteprofil genommen.

Rahmen der Poissonstatistik zu erwarten ist. Für eine Beurteilung des Verhaltens des Systems ist dies dennoch hinreichend, da ja die Zuordnung der Stoßpartner ohnehin keinerlei physikalischen Gehalt hat. Das stoßfreie ungestörte System hält seine Temperatur über den Integrationszeitraum mit einer Abweichung von weniger als 10^{-6} .

5.2. Ergebnisse

Ein Grund, an den Resultaten des Referenzmodells zu zweifeln, war der unbefriedigende Verlauf der Geschwindigkeitsdispersionen, vor allem während späterer Phasen. Abbildung 42 zeigt, daß die wiederholten Störungen schnell zu einer Art Gleichgewicht führen, dem aber die Störung in durchaus wesentlicher Weise überlagert sein kann. Die hohe Spitze in (b) nach etwa 250 Schritten ist wohl ein Resonanzeffekt und noch späte Folge des Anfangszustandes. Sie findet sich ähnlich in allen drei untersuchten Modellen bei der dritten Störung. Der weitere Verlauf der (b)-Temperatur demonstriert, daß solche – auch in realen Galaxien mögliche – Phänomene ohne wesentliche Konsequenzen bleiben. Die durchweg sehr große Amplitude im Fall (a) ist kommt ebenfalls durch eine Resonanz zustande. Die peaks haben einen Abstand von $2\tau_{(a)}$, was mit 670 Schritten gerade drei (durch die Störung verlängerten) Epizykelperioden entspricht.

Dieser unerwünschte Fall tritt bei den beiden anderen Perioden nicht auf. Der Verlauf der Kurve für $b_x = 3$ kpc zeigt im wesentlichen ein Gleichgewicht um knapp 7 km s^{-1} , auf das eine quasiperiodische Schwingung im Bereich von 1 km s^{-1} aufgeprägt ist. Der Abstand der großen Maxima in der Schwingung liegt erwartungsgemäß bei etwa 220 pc s/km , die Temperatur schwingt mit der Anregung. Mit $b_x = 4$ kpc verschiebt sich das Gleichgewicht um etwa 0.5 km s^{-1} nach oben, während die Amplitude der Schwingungen um das Gleich-

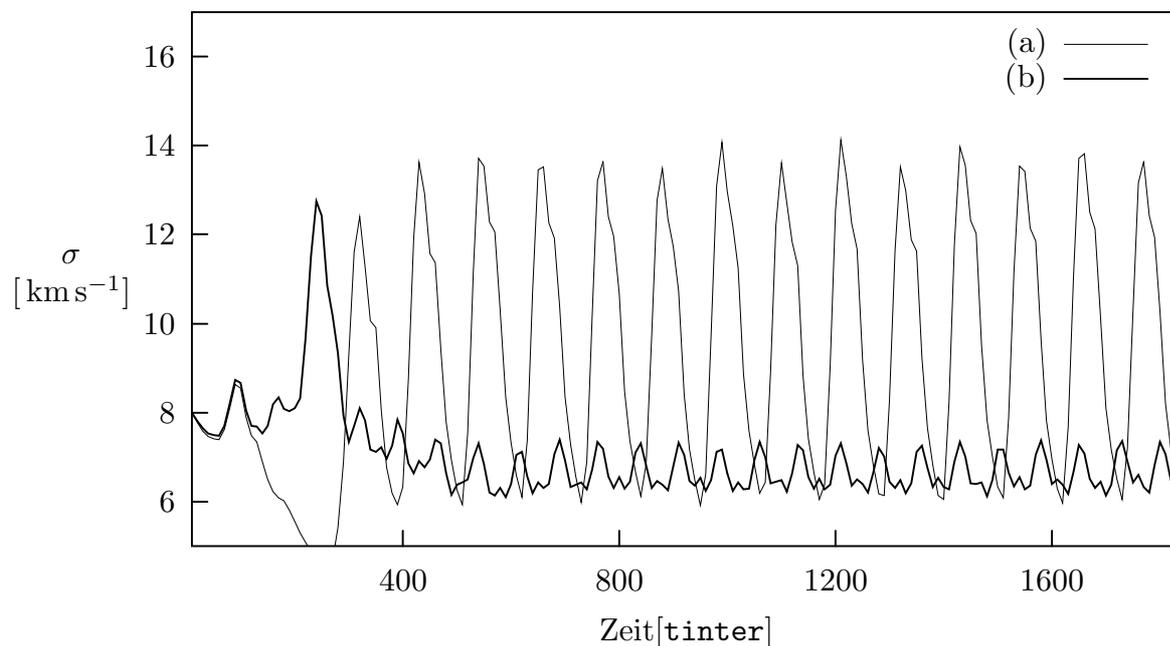


Abb. 42: Temperatur im periodischen Modell. Die Modelle (a) und (b) entsprechen $b_x = 2000$ bzw. 3000 pc.

gewicht in etwa gleich bleibt. Das langfristige Temperaturverhalten des Systems bewegt sich also mit periodisch wiederholten Störungen durchaus in einem Bereich, der von der Beobachtung gedeckt wird und ist, abgesehen von Resonanzen, auch stabil.

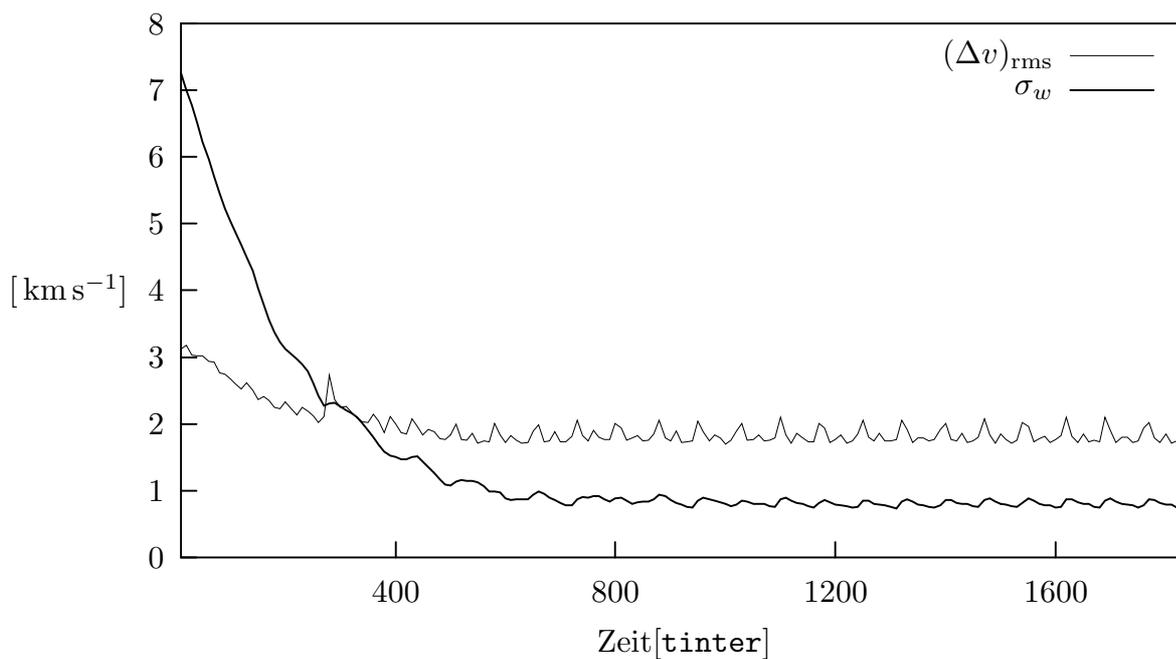


Abb. 43: Verläufe der mittleren Stoßgeschwindigkeit Δv_{rms} und der vertikalen Geschwindigkeitsdispersion σ_w für $b_x = 3$ kpc.

Nicht gelöst wird hingegen das Problem der zu geringen Skalenhöhe $\langle |z| \rangle$ bzw. vertikalen Geschwindigkeitsdispersion σ_w . Das Gleichgewicht liegt für σ_w auch bei wiederholten Störungen bei nur 0.7 km s^{-1} . Einen Hinweis auf den Grund für dieses Verhalten gibt die in Abbildung 43 dargestellte Kurve der mittleren Stoßgeschwindigkeit. Im Mittel ist die Geschwindigkeitsdifferenz zweier Stoßpartner im Gleichgewicht etwa 2 km s^{-1} . Nun wird mangels anderer Heizung der Vertikalen σ_w im wesentlichen gleich der z -Komponente dieser Geschwindigkeitsdifferenz sein. Selbst wenn die Stöße also rein vertikal wären, wäre aus dieser Quelle nur für eine Skalenhöhe von rund 20 pc zu sorgen.

Man kann versuchen, den mittleren Stoßwinkel als Arkustangens des Quotienten von mittlerem vertikalen und horizontalen Abstand zweier Stoßpartner abzuschätzen. In der Vertikale wird dieser mittlere Abstand etwa das doppelte der Skalenhöhe betragen, in der Ebene wird man mit R_{coll} rechnen können. Die vertikale Geschwindigkeitsdispersion wird dann $(1 - f)\Delta v_{\text{rms}} \arctan(2\langle |z| \rangle / R_{\text{coll}})$. Diese Betrachtung¹² führt mit $\langle |z| \rangle \approx 7 \text{ pc}$ auf $\sigma_w \approx 0.5 \text{ km s}^{-1}$.

Aus diesen Umständen muß man wohl schließen, daß in der Skalenhöhe der Wolken hier nicht berücksichtigte Physik eine wesentliche Rolle spielt. Zu denken ist an die Geometrie der individuellen Wolken – immerhin liegt die erwartete Skalenhöhe nicht erheblich über der Ausdehnung einer großen Molekülwolke –, Einflüsse von Magnetfeldern und natürlich die dynamische Heizung aus gravitativer Wechselwirkung, mit der etwa Fukunaga und Tosa 1986 durchaus befriedigende Skalenhöhen erzeugen. Die Auswirkungen der schon nach relativ kurzer Zeit unrealistisch kleinen Skalenhöhe sind nicht sehr wesentlich: Die Gleichgewichtstemperaturen liegen vermutlich etwas zu niedrig und die Stoßraten zu hoch. Die Ergebnisse im Abschnitt 4.2. legen nahe, daß mit dramatischen Veränderungen auch nicht zu rechnen wäre, wenn man künstlich für eine größere Skalenhöhe sorgte.

Bedingt durch die längere – und wegen der strikten Periodizität auch willkürlichere – Entwicklung ist es nicht sinnvoll, den Vorgängen im Streifen ähnlich genau zu folgen, wie das im Referenzmodell geschehen ist. Das dort Gesagte bleibt in seinen Grundaussagen richtig, wenn auch die Bilder bedingt durch die komplizierteren Anfangsbedingungen eine weit größere Vielfalt an Strukturen zeigen. In Abbildung 44 wurden einige Zustände ausgewählt, die einen groben Überblick über die Erscheinungen geben sollen.

So sind im ersten Bild kaum Verdichtungen zu erkennen. Die Wolken haben kurz zuvor das erste Echo der nun schon stark geneigten, insgesamt zweiten, Störung geformt und würden kurz nach diesem Bild das zweite Echo bilden, wiederum am verscherten Potentialminimum. Allerdings gewinnt die zweite im Bild angedeutete Störung unterdessen an Intensität und zwingt die Wolken in eine Art Mittelstellung, wie sie in dem nach 224 Schritten gewonnenen zweiten Bild zu erkennen ist. Auffällig ist die Schärfe des Arms. Zu beachten auch die Wolkenbänke, die als Überreste vermutlich der ersten Störung des ganzen Modells dem eigentlichen Spiralarm vorgelagert sind.

¹² Daß diese Argumentation die wirklichen Verhältnisse nicht gut wiedergibt, wird deutlich, wenn man über $\langle |z| \rangle \alpha \approx \sigma_w$ und Selbstkonsistenz eine Gleichung wie

$$\sigma_w \approx \Delta v_{\text{rms}}(1 - f) \sin \arctan(2\langle v_z \rangle / R_{\text{coll}} \alpha)$$

herleitet – sie hier nur die triviale Lösung $\sigma_w = 0$

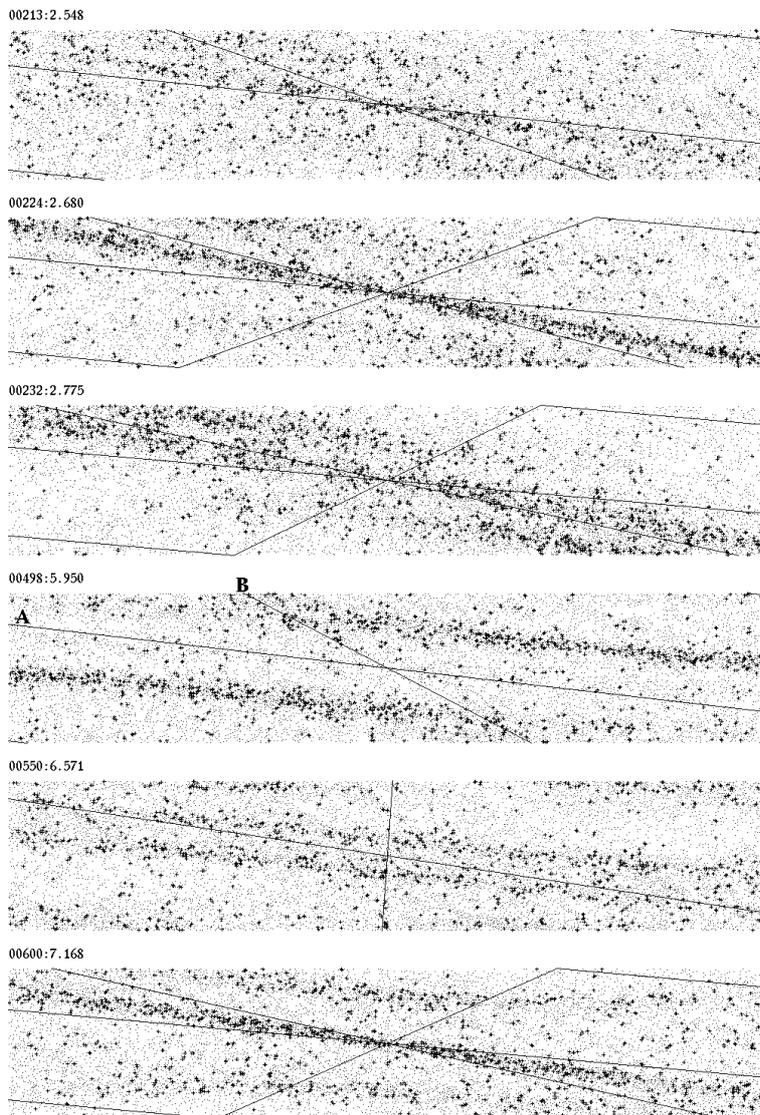


Abb. 44: Einige Bilder des Ortsraumes im periodischen Modell analog Abb. 9 für $b_x = 3$ kpc. Man beachte, daß jetzt mehrere unabhängige Potentialkämme sichtbar sind.

Das dritte Bild, ungefähr zehn Schritte später, gibt eine Vorstellung, daß selbst in einem so stark vereinfachten Modell *flocculent* anmutende Strukturen entstehen. Das Bild nach 498 Schritten zeigt hingegen wieder scharf definierte Verdichtungen großer Amplitude. Die Phasenlage und die Parallelität der Verdichtungen zum Potentialkamm (A), identifizieren sie als Echos der durch Potentialstörung (A). An diesem Bild ist vor allem interessant, wie der Potentialkamm (B) die Verdichtungen auflöst und die Echos unterbricht, was vor allem in der unteren Bildhälfte sehr deutlich wird. Dieses Bild ist auch zu vergleichen werden mit dem Zustand nach 213 Schritten, das nach Lage der Potentialkämme einem durchaus vergleichbarem Zustand der Anregung entspricht. Auch wenn das erste Bild durchaus noch wesentlich vom Anfangszustand beeinflusst ist, sollte deutlich werden, daß die Entwicklung des Gases nicht der strengen Periodizität der Anregung folgt, vor allem, weil die Phase zwischen Störung und Epizykelbewegung für jede Anregung anders ist.

Qualitativ jedoch sind die Strukturen zumindest nahe den Maximalamplituden der Störungen vergleichbar, wie etwa ein Vergleich der Bilder nach 224 Schritten und 600 Schritten nahelegt. Die Intensität der Nebenmaxima in der Dichte, sozusagen den Resten der Echos der vorhergehenden Störung, variiert zwar, das Bild einer ausgeprägten Verdichtung zwischen dem zur jeweiligen Zeit dominierenden und dem vorhergehenden Potentialkamm bleibt jedoch bestehen.

00457:5.461

00550:6.571

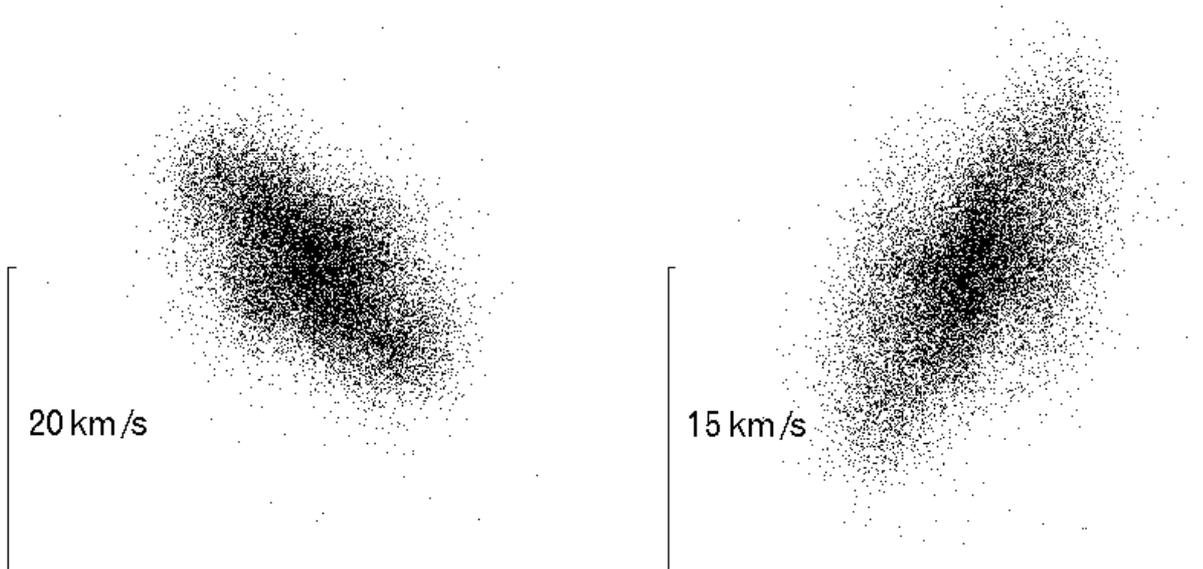


Abb. 45: Bilder des Geschwindigkeitsraums im periodischen Modell, genommen analog Abb. 13. Jeweils etwa zehn Punkte lagen außerhalb des gezeigten Gebiets und sind hier nicht dargestellt.

Das Bild des Geschwindigkeitsraums (Abbildung 45) stützt den Befund, zu einem gegebenen Zeitpunkt seien im wesentlichen nur die zwei unmittelbar vorhergehenden Störungen bestimmend. Für diese Situation ist die Kreuzform charakteristisch, deren langer Balken von der jüngsten Störung herrührt und deren kleinerer Balken der Rest der durch die vorhergehende Störung bewirkten Expansion des Gebildes im Geschwindigkeitsraum ist.

Abbildung 46 stellt die Verhältnisse über etwa 400 Myr, also fast zwei t -Perioden, in der Entwicklung von Dichteschnitten dar. Die beiden Spitzen auf der $r = 2$ kpc-Linie geben im wesentlichen die Periode. Man erkennt, daß die maximale Ausprägung der Dichtestörung der untypische Fall ist und der Streifen über etwa die Hälfte der Zeit von eher moderaten Dichtekontrasten in der Umgebung von 1 : 2 geprägt ist. Starke Dichtekontraste werden eher von Echos als von der eigentlichen Störung geliefert.

Der zeitliche Verlauf der Schnitte beginnt hier im Abklingen eines Echos, das im ersten Schritt noch einen Dichtekontrast von etwa 1 : 4 aufweist. Gleichzeitig wächst die Störung über 30 Schritte bis zu der scharfen Spitze, die mit einem Kontrast von mehr als 1 : 6 aus ihrer Umgebung herausragt, aber auch nur sehr kurzlebig ist. Hier ist kein Dichteplateau zu sehen (vgl. Abb. 21), was offenbar auf die nun schon vor der Störung im

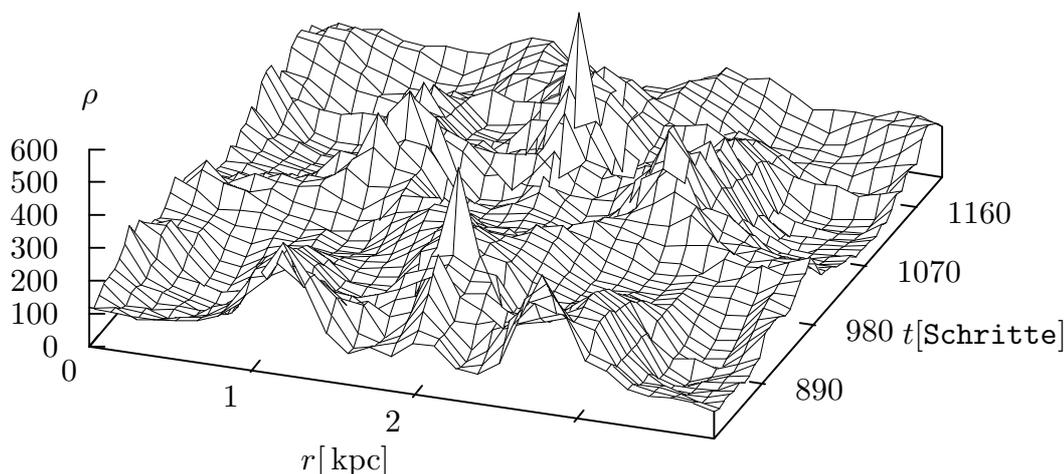


Abb. 46: Dichteschnitte senkrecht zur zum jeweiligen Zeitpunkt dominierenden Störung im Modell mit $b_x = 3 \text{ kpc}$. Der zeitliche Abstand zweier Schnitte ist $3t_{\text{inter}}$, der erste Schnitt wurde nach 801 Schritten genommen. Beim sechsten Schnitt ist die Umstellung auf einen neuen Störungskamm als Diskontinuität zu sehen.

Streifen vorhandenen Störungen zurückzuführen ist. Die Ergebnisse mit den beiden anderen Anregungsfrequenzen legen die Vermutung nahe, daß vorhandene Strömungen ziemlich unabhängig von ihrer konkreten die Ausbildung von Plateaus behindern. Von dieser primären Verdichtung aus laufen wellenförmig Dichtestörungen relativ geringer Amplitude nach außen. Diese Dichtestörungen laufen mit etwa 20 km s^{-1} erheblich schneller als etwa Radialgeschwindigkeitsprofile der Teilchen erwarten lassen, sind also vermutlich nicht materiell, sondern entstehen ähnlich wie das Echo selbst als eine Art positive Interferenz der einzelnen Bahnen. Man beachte auch die von außen hereinlaufenden Pendanten dieser Wellen. Rechts beginnt der Kamm eines solchen Pendanten bei etwa $t = 180 \text{ pc s/km}$, links ist die Bewegung besonders gut zu beobachten. Nach dieser Phase relativ geringer Dichtekontraste bildet sich aus den beiden Wellen ein relativ breites und hohes Echo, das nur allmählich abklingt und wieder in einen neuen Zyklus führt.

Gerade die sehr prominenten Echos haben praktisch keine Entsprechung in der alten Population – die Amplitude in μ bewegt sich nach (7) und Abb. 5 unter einem Prozent. Demgegenüber ist die Amplitude in μ bei der primären Dichtestörung immerhin rund 0.15. Die von Block et al. 1994 veröffentlichten Aufnahmen im infraroten K' -Band, die gerade die Verteilung der alten Scheibenpopulation, des zumindest gravitativen *backbone* der Galaxien, zeigen im Vergleich mit optischen Aufnahmen ganz ähnliches Verhalten, und zwar innerhalb ein und derselben Galaxie; nicht jeder sichtbare Arm hat auch ein klar sichtbares stellares Gegenstück. Dabei ist einschränkend anzumerken, daß die Schwelle, unterhalb Block et al. keine Dichtekontraste mehr sehen konnten, vermutlich recht nah bei den $1 : 1.3$ liegen mag, die hier als starker Kontrast in der alten Population gelten; die

wirklich auffälligen Strukturen in den K' -Aufnahmen dort entsprechen Amplituden von 0.6. Auf solche Strukturen sollte der hier diskutierte Mechanismus nur sehr zurückhaltend angewandt werden.

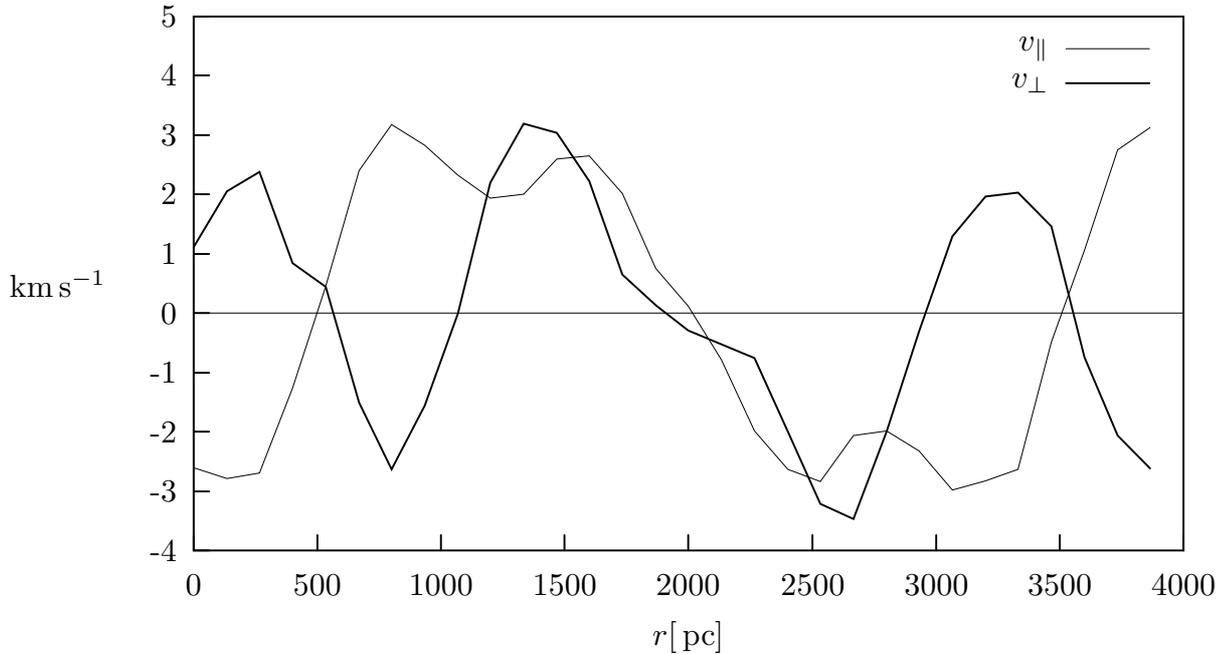


Abb. 47: Radial- und Tangentialgeschwindigkeiten entlang eines Schnitts senkrecht zur stärksten Störung nach 830 Schritten.

Die Struktur der Verdichtungen entspricht qualitativ dem, was im Abschnitt 3.2. dargestellt wurde. Die quantitativen Unterschiede soll die Abbildung 47 illustrieren. Verglichen mit den Abbildungen 19 und 18 sind die Amplituden größer und der Verlauf vor allem in v_{\parallel} erheblich steiler. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß der relative Verlauf von v_{\perp} und v_{\parallel} als Signatur eines *swing amplified* Spiralarmes zumindest für unsere Galaxis dienen könnte. Der Nulldurchgang in v_{\parallel} nach – in der hier gewählten Orientierung – unten gibt den Störungskamm; v_{\perp} sollte in stationären Dichtewellen dort durchweg steigen, wohingegen der transiente Spiralarm Auflösungserscheinungen wie etwa in Abbildung 47 mit einem fallenden Profile in v_{\perp} zeigt.

Im Abschnitt 3.2. wurden die Profile in der von den Stößen deponierten Energie ϵ zur Beurteilung der Konzentration von *spiral arm tracers* auf die Verdichtung herangezogen. Je eine ϵ -Kurve für eine Echophase (nach 805 Schritten, vgl. Abbildung 46) und die Maximalausprägung einer primären Störung – diese startete mit einem Offset von 740 Schritten, das Profil entspricht also einem Profil nach 85 Schritten im Referenzmodell – finden sich in Abbildung 48. Die Kontraste sind etwas schwächer als bei der einfachen Störung (Abb. 25), bewegen sich aber immer noch im Bereich 1 : 10. Auch absolut erreicht die Leistungsdichte etwa die Hälfte des beim Referenzmodell gefundenen. Die in diesem Zusammenhang aufgeworfene Frage, ob die Profile des Referenzmodells noch den Anfangszustand spiegeln, läßt sich demnach bejahen. Qualitativ allerdings liefert das Referenzmodell durchaus zutreffende Ergebnisse.

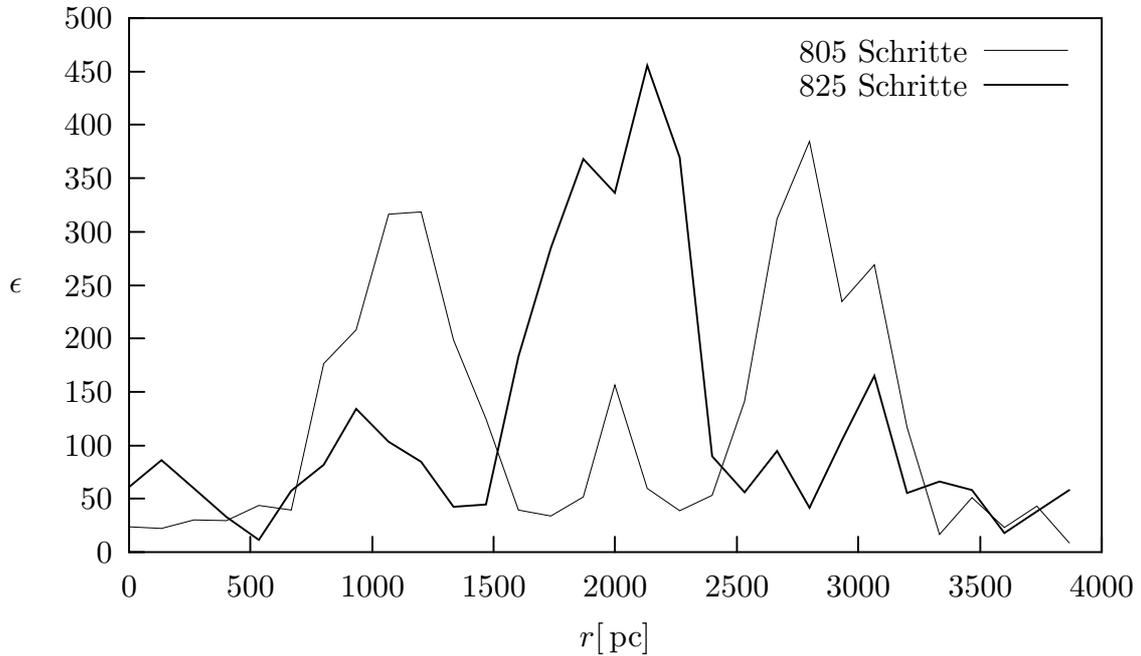


Abb. 48: Schnitte über die deponierte Energie ϵ analog Abb. 25.

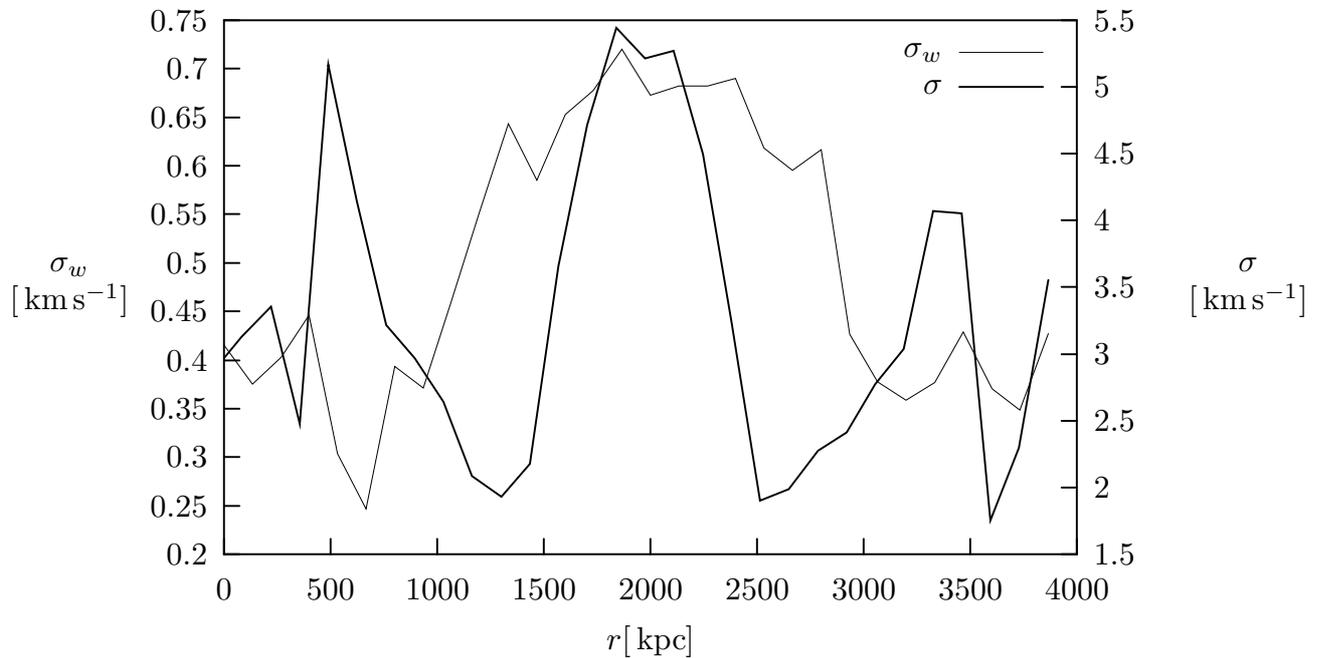
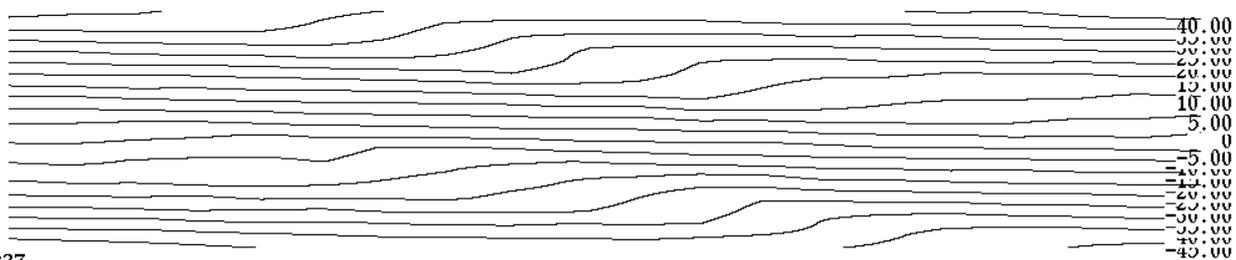


Abb. 49: Schnitte über σ_w und σ analog Abb. 47.

Ein hier neu auftretendes Phänomen ist eine Variation der Skalenhöhe über den Spiralarm, wie sie in Abbildung 49 zu erkennen ist – was hier für die vertikale Geschwindigkeitsdispersion dargestellt ist, findet sich ebenso auch in der Skalenhöhe. Der parallel eingezeichnete Verlauf der lokalen Geschwindigkeitsdispersion in der Ebene gibt eine Erklärungsmöglichkeit, zudem die Amplituden auch in beiden Fällen im Bereich von 0.5

liegen. Die Differenzen der beiden Kurven sind zwanglos aus der relativ schwachen Kopp-
 lung zu erklären, die vermittelnden Stöße dämpfen die Dynamik der Potentialstörung für
 die Vertikale; im Durchschnitt stoßen die Teilchen etwa alle sechs Schritte, und selbst wenn
 man zugesteht, daß diese Rate in den Verdichtungs-zonen deutlich höher ist, bleibt $\sigma_w(\vec{r})$
 viel schwächer an die Potentialstörung gekoppelt als σ . Wie weit dieses Resultat ernstzu-
 nehmen ist, kann hier nicht beurteilt werden. Immerhin fanden sich bei Skalenhöhen, wie sie
 in Galaxien beobachtet werden, keine Anzeichen für ein solches Verhalten, und natürlich
 wird sich spätestens hier die Frage stellen, wie gut die hier verwendete Fortsetzung der
 Potentialstörung in den Raum wirklich ist.

803



837

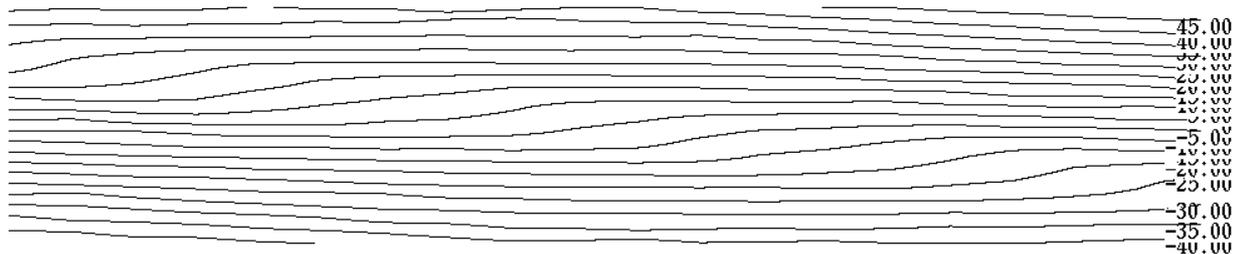


Abb. 50: Vgl. Abb. 27.

Schließlich soll noch einmal auf die „Einzüge“ in den Isokonturlinien der Radialge-
 schwindigkeiten eingegangen werden, wie sie bereits in Abbildung 27 für die einfache
 Störung dargestellt waren. Ihr Grund sind die Strömungen im ISM. Durch die Poten-
 tialstörung werden Wolken hinter einem Spiralarm auf den Beobachter zu beschleunigt,
 Wolken davor verzögert, was gemeinsam mit der Strömung parallel zur Störung bei ge-
 eigneter Geometrie in der Radialgeschwindigkeit sichtbar wird. Wie aufgrund der generell
 schärferen Strukturen schon zu erwarten war, sind die Verschiebungen in der Radialge-
 schwindigkeit bei periodisch wiederholten Störungen erheblich prominenter.

In der Tat beobachtet man diese Strukturen insbesondere auf der 21 cm-Linie des
 neutralen Wasserstoffs (Abb. 52). Beim Vergleich der beiden Abbildungen ist die unter-
 schiedliche Geometrie zu berücksichtigen. Insbesondere hat eine ungestörte Isokonturlinie
 in der Schiebe wegen der differentiellen Rotation U-Form (vgl. Rots et al 1990), während sie
 im *shearing sheet* natürlich gerade ist. Mehr als die Feststellung qualitativer Übereinstim-
 mung – die immerhin den Schluß erlaubt, daß Strömung stattfindet und also Spiralarme ein
 in diesem Sinn materielles Phänomen sind – ist ohnehin nicht zu erzielen. Die Verhältnisse
 in M51 wie auch in möglicherweise geringerem Umfang M81 sind mit großer Wahr-
 scheinlichkeit wesentlich geprägt von einer nicht weit zurückliegenden gravitativen Störung, was

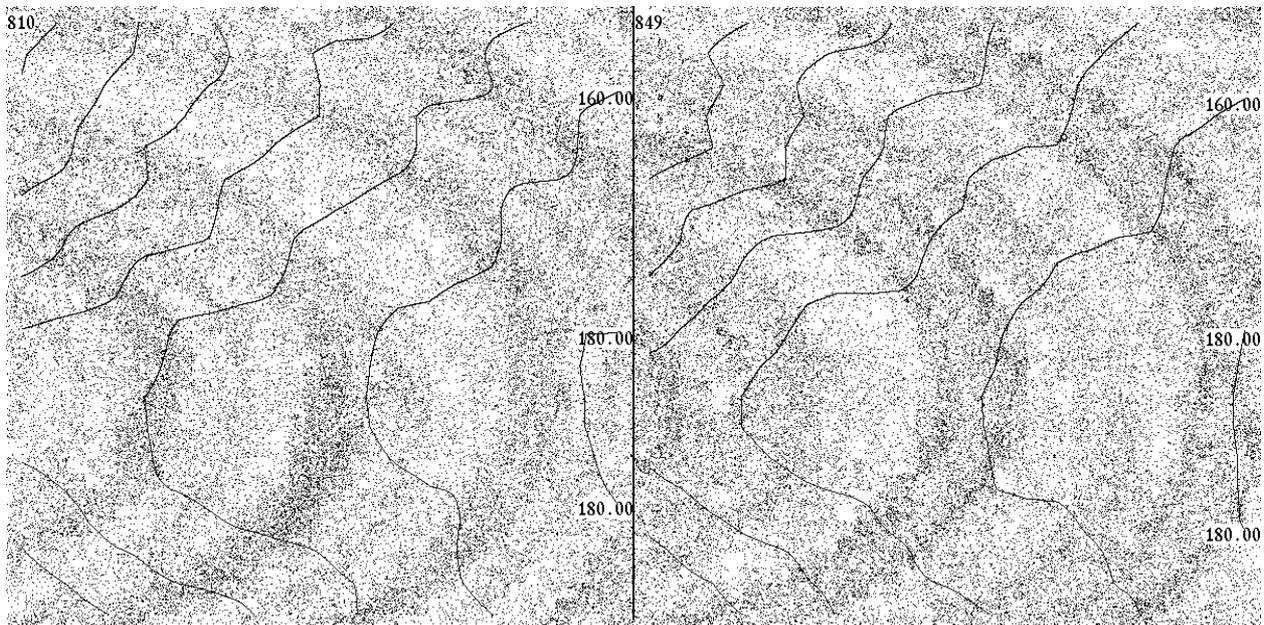
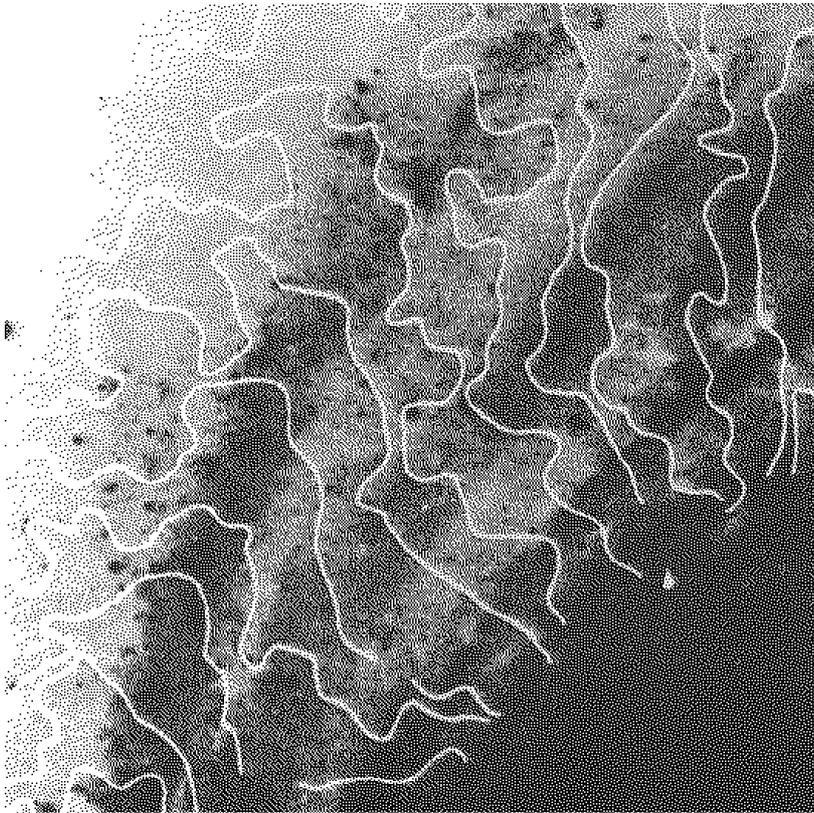


Abb. 51: Erklärung siehe Text.

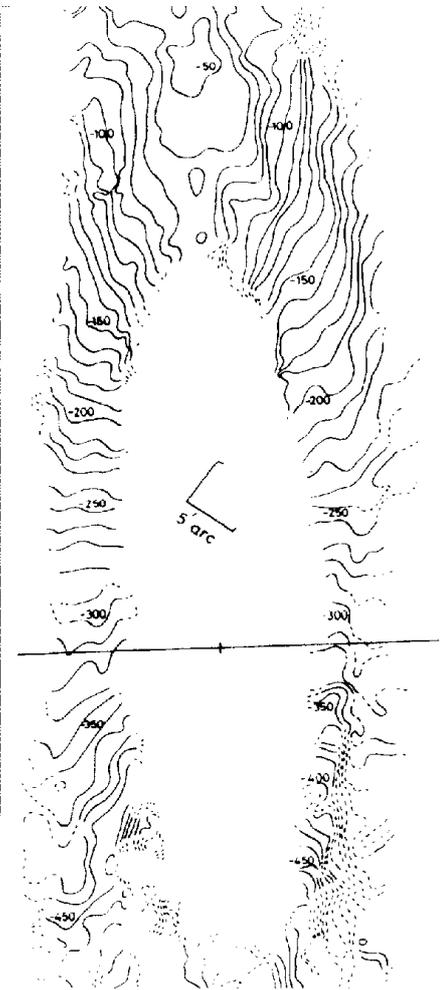
sich unter anderem an ihren massiv gestörten Begleitern ablesen läßt – die dargestellten Arme sind also mit Sicherheit untypisch für die freie Entwicklung, zumindest, was ihre Amplitude angeht. Und auch M31 dürfte ein wesentlich anderes Verhalten zeigen als die Milchstraße, so daß von einer quantitativen Simulation nicht die Rede sein kann.

Dennoch soll eine Vorstellung gegeben werden, wie ein Beobachter die doch recht abstrakten Bilder der Abbildung 50 sehen könnte. Dazu muß vom Streifen zur vollen Scheibe übergegangen werden, was im wesentlichen durch Umkehrung der der Koordinatentransformation (3) geschieht, wobei r_0 jeweils für den radialen Abstand des Punktes in der Scheibe passend gewählt werden muß. Dann wird das Pekuliargeschwindigkeitsfeld zu einer leicht ansteigenden Rotationskurve addiert und das resultierende Geschwindigkeitsfeld projiziert. In Abbildung 51 ist zusätzlich die Dichte der Wolken als Pseudo-Grauwert eingezeichnet (die Punkte entsprechen keinesfalls Wolken!). Der gezeigte Ausschnitt überdeckt radial 6 kpc, der Beobachter sieht auf eine 30° inklinierte Scheibe.

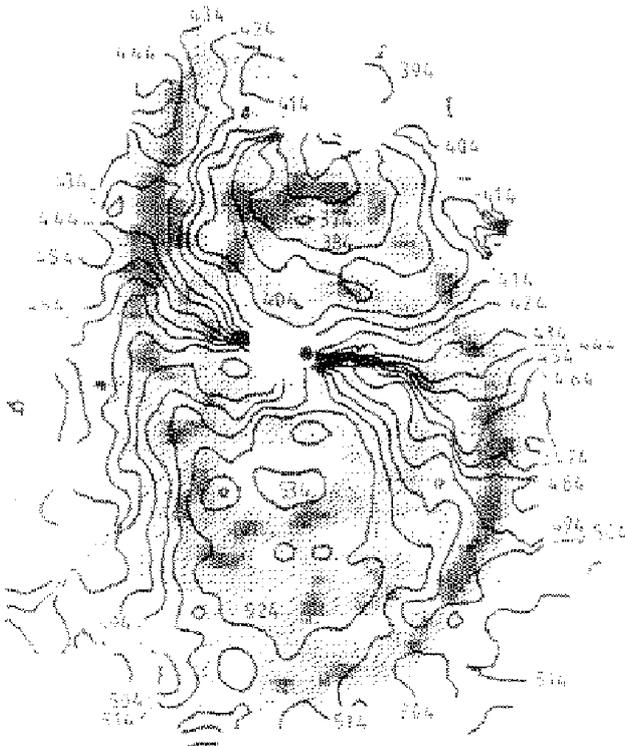
Links ist das Ende einer Echophase bei Wachstum der nächsten primären Störung dargestellt, charakterisiert durch W-förmige Strukturen in der Radialgeschwindigkeit (rechts oben). In Wirklichkeit wäre nicht mit der dort gezeigten Symmetrie des W zu rechnen, der Arm weiter innen gibt eher eine Vorstellung von den Verzeichnungen. Man beachte auch, wie sich Dichte und Radialgeschwindigkeit zueinander verhalten. Rechts hingegen löst sich die primäre Verdichtung gerade auf. Man beachte die Knicke an den Verdichtungsrandern rechts oben, zwischen denen die Linien weitgehend gerade verlaufen, so daß die ganze Struktur eher die Form eines gespiegelten Z. Quasistationäre Dichtewellen sollten in dieser Situation eher ein gespiegeltes S liefern. Nochmals sei aber darauf hingewiesen, daß eine sehr künstliche Rotationskurve mit stark idealisierten Verhältnissen wesentlich in das Erscheinungsbild der Scheibe eingehen. Als Prototypen von Strukturen, die bei *swing amplification* in den Radialgeschwindigkeiten auftreten, sind die W- und Z-Formen in diesen Bildern jedoch durchaus tauglich. Abzuwarten bleibt, ob sie in entsprechend hoch



M81 (Rots 1975)



↑ *M31*
(Emerson 1975)



← *M51 (Tilanius&Allen 1991)*

Abb. 52: Beobachtungen von HI-Radialgeschwindigkeiten. Die Quellen der Bilder sind Rots 1975 für M81, Emerson 1975 für M31 und Tilanius und Allen 1991 für M51. Der Abstand zweier Konturlinien ist bei Rots 20 km s^{-1} , sonst 10 km s^{-1} .

aufgelösten Beobachtungen zu sehen sind.

6. Abschließende Bemerkungen

Das zentrale Ergebnis der Arbeit ist, daß schon sehr moderate Dichtestörungen in Scheibengalaxien zu prominenten Strukturen im interstellaren Medium und damit der extremen Population I führen können. Die Amplitude der anfänglichen Dichtestörung liegt im Referenzmodell – das die Sonnenumgebung als „typisch“ auffaßt – bei etwa einem Prozent der ungestörten Dichte der Scheibenpopulation. Nun führt *swing amplification* zu einer Verstärkung der Störung um einen Faktor 15. Die dadurch induzierte Potentialstörung bewirkt wesentliche Strömungen im als *sticky spheres* modellierten interstellaren Medium (Abb. 12) und führt in ihm zu Dichtekontrasten von bis zu etwa 1 : 5 (Abb. 46). Diese wiederum übersetzen sich über erhöhte Stoßrate und Geschwindigkeitsdispersion in der Verdichtung zu sehr starken Kontrasten in der in den Stößen umgesetzten Energie (Abbildungen 25 und 48), die letztlich als mindestens vergleichbare Kontraste in der Sternentstehungsrate und damit den *spiral arm tracers* beobachtet werden – der letzte Schritt allerdings ist im Modell nicht nachvollziehbar.

Dabei spielt die konkrete Modellierung des ISM eine untergeordnete Rolle für die Strömungs- und Dichteverhältnisse in ihm, selbst ein völlig stoßfreies System entwickelt sich zumindest unter einer einmaligen Störung völlig analog zu einem stoßenden (Abb. 33). Auch ein Mitführen einer dritten Komponente in Geschwindigkeit und Ort beeinflusst die Ergebnisse nur unwesentlich. Ausschlaggebend für diesen Befund ist die relativ kurze Zeitskala der Störung, die deutlich unter der Crossingzeit des Systems geringer Geschwindigkeitsdispersion liegt. Dies verhindert das Erreichen eines Gleichgewichts, das hier auch durch deutlich stärkere Dichtekontraste gekennzeichnet wäre (Abb. 22).

Ebenfalls Folge der schnellen Entwicklung sind Plateaus in der Dichte (Abb. 24 und 23) mit einer Breite von etwa 1 kpc, wie sie sich beim Referenzmodell zeigen. Diese Plateaus sind allerdings bei periodisch wiederholten Störungen weniger ausgeprägt. Es bleiben über wesentliche Phasen der Entwicklung Trogstrukturen mit Maxima von Dichte und Energieumsatz am Rand der Verdichtung. Zudem zeigen sich Echos der direkten Störung als sehr dominierender Faktor. Wie weit dieses Ergebnis in realen Galaxien durch die dort vom Ort abhängige Epizykelfrequenz eingeschränkt wird, bleibt noch zu untersuchen. Reales Gegenstück dieser Echos könnten „gasförmige Zwischenarme“ sein, also Arme, die keine Entsprechung in der Massenverteilung haben.

Die Strömungsverhältnisse entsprechen etwa dem, was eine Dichtewelle erwarten läßt; parallel zum Störungskamm bildet sich eine sehr stabile Strömung aus, die an seiner Außenseite nach innen, an der Innenseite nach außen gerichtet ist (Abb. 19); dies ist eine Folge der Coriolisterme in den Bewegungsgleichungen, die die Geschwindigkeitsvektoren nach links drehen. Die Strömungen senkrecht zum Kamm zeigen in den frühen Phasen ein klares Einströmen, das sich von Kamm beginnend nach außen umkehrt. Grund dafür ist die Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz der Wolken vom Potentialgradienten. Es resultiert eine Doppelwelle in den zum Kamm radialen Geschwindigkeiten, die als starke Signatur transientser Spiralarme gelten kann (Abb. 47). Vergleichbar mit Beobachtungen von HI-Radialgeschwindigkeiten in externen Galaxien ist das Bild der „Einzüge“, die sich in Isokonturplots der Radialgeschwindigkeiten ergeben (Abb. 50 und 52); quantitativ deuten bestehende Beobachtungen allerdings auf Strömungen größerer Amplitude hin. Da diese

Beobachtungen jedoch typischerweise an wechselwirkenden Galaxien vorgenommen wurden (M81, M51) und wenigstens in unserer Galaxis die Strömungsgeschwindigkeiten eher bei 10 km s^{-1} zu liegen scheinen (Abb. 20), kann erwartet werden, daß die Verhältnisse in ungestörteren Galaxien eher den hier vorgestellten entsprechen.

Wenn die Struktur der Verdichtungen bei der einfachen Störung nicht wesentlich von den Eigenschaften des Mediums im *shearing sheet* abhängt, so ergeben sich naturgemäß wesentliche Unterschiede zwischen dissipativem und nichtdissipativem Medium im Verlauf der Geschwindigkeitsdispersion über der Zeit. Mit den hier gewählten Parametern liegt die Relaxationszeit des dissipativen Mediums in der Größenordnung von 500 Millionen Jahren (Abb. 7), bei endlicher Skalenhöhe eher gegen 1 Gyr (Abb. 38). Auf diesen Zeitskalen kühlt das System auf $\sigma \approx 1 \text{ km s}^{-1}$, die durch Viskosität und Scherbewegung bestimmte Gleichgewichtstemperatur. Die Wiederholung der Störung ermöglicht jedoch Gleichgewichtstemperaturen im Bereich von $\sigma_u = 5 \text{ km s}^{-1}$ bei einer lokalen Geschwindigkeitsdispersion von $\sigma_u \approx 2 \text{ km s}^{-1}$. Auf zusätzliche Heizung durch gravitative Viskosität oder Supernovae kann demnach nicht ganz verzichtet werden, zudem insbesondere das Verhalten der Skalenhöhe unbefriedigend bleibt. Dieses Ergebnis ist, soweit keine Resonanzen zwischen Epizykel- und Anregungsfrequenz auftreten, unempfindlich gegen die konkrete Wahl der Anregungsfrequenz.

Insgesamt ist das Modell verträglich mit den Beobachtungen. Dies teilt es mit etlichen anderen Erklärungsansätzen. Von diesen ist es über die Verifikation oder Falsifikation einiger Vorhersagen insbesondere der Strömungsverhältnisse, die schon bald im Bereich des Beobachtbaren liegen sollten, unterscheidbar.

7. Literatur

- Bertin G., Lin C.C., Lowe S.A., Thurstans R.P.: ApJ **338** (1989), S. 78
- Block D.L., Bertin G, Stockton A, Grosbøl P, Moorwood A.F.M., Peletier R.F.: A&A **288** (1994), S. 365
- Brahic A.: A&A **54** (1977), S. 895
- Clemens D.P.: ApJ **295** (1985), S. 422
- Cowie L.L., McKee C.F., Ostriker J.P.: ApJ **247** (1981), S. 908
- Emerson D.T., in Weliachew L.: La Dynamique des Galaxies Spirales (Colloques internationaux du centre national de la recherche scientifique Nr. 241), Paris 1975, S. 243
- Feynman R.P., Leighton R.B., Sands M.: The Feynman Lectures on Physics, Reading 1963
- Field G.B., Goldsmith D.W., Habing H.J.: ApJ Letters **155** (1969), S. L149
- Fuchs B., in Sundelius B. (Hsg.): Dynamics of Disc Galaxies, Göteborg 1991, S. 359
- Fukunaga M., Tosa M.: Publ. Astron. Soc. Japan **38** (1986), S. 335
- Gammie C.F., Ostriker J.P., Jog C.J.: ApJ **378** (1991), S. 565
- Goldreich P. und Lynden-Bell D.: MNRAS **130** (1965), S. 125
- Goldreich P. und Tremaine S.: ApJ **222** (1978), S. 850
- Hill G.W.: Am. J. Math. **1** (1878), S. 5
- Jog C.J., Ostriker J.P.: ApJ **328** (1988), S. 404
- Julian W.H. und Toomre A.: ApJ **146** (1966), S. 810
- Kalnajs A.J.: ApJ **166** (1971), S. 275
- Kuno N. et al, in Combes F., Casoli F.:IAU-Symposion 146, S. 77
- Landau L.D. und Lifschitz E.M.: Hydrodynamik (Lehrbuch der Theoretischen Physik Band VI), Berlin 1966
- Lin C.C., Yuan C., Shu F.H.: ApJ **155** (1969), S. 721
- Lindblad B.: Stockholms Obs. Ann. **18**, No. 2 (1954)
- Mueller M.W., Arnett W.D.: ApJ **210** (1976), S. 670
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P.: Numerical Recipies in Fortran – The Art of Scientific Computation, Cambridge (UK) 1986
- Rix H., Rieke M.J.: ApJ **418** (1993), S. 125
- Roberts W.W., in Dermott S.F., Hunter J.H., Wilson R.E. (Hsg.): Astrophysical Disks, New York 1992, S. 93
- Rohlf K.: Lecture Notes on Density Wave Theory, Berlin, Heidelberg, New York 1977

Rots A.H.: A&A **45** (1975), S. 43

Rybicki G., in Lecar M. (Hsg.): Gravitational N -Body Problem (Proceedings of the tenth IAU-Colloquium), Dordrecht 1972, S. 22

Ryshik I.M., Gradstein I.S.: Summen-, Produkt- und Integraltafeln, Berlin 1957

Sanders D.B., Scoville N.Z., Solomon P.M.: ApJ **289** (1985), S. 373

Scheffler H., Elsässer H.: Bau und Physik der Galaxis, Mannheim 1982

Schwarz M.P.: ApJ **247** (1981), S. 77

Tilanius R.P.J., Allen R.J.: A&A **244** (1991), S. 8

Toomre A.: ApJ **139** (1964), S. 1218

Toomre A., in Contopoulos G. (Hsg.): Highlights of Astronomy No. 4, Dordrecht 1974, S. 457

Toomre, A.: Ann. Rev. Ast. Ap. **15** (1977), S. 437

Toomre A., in Wielen R. (Hsg.): Dynamics and Interactions of Galaxies, Berlin, Heidelberg, New York 1990, S. 292

Toomre A. und Kalnajs A., in Sundelius B. (Hsg.): Dynamics of Disc Galaxies, Göteborg 1991, S. 339

Wielen R., Dettbarn C., Fuchs B., Jahreiss H., Radons G., in Barbury B., Renzini A.: IAU-Symposium 149, Dordrecht 1992, S. 81

Inhalt

| | |
|---|----|
| Einleitung | 7 |
| Das Modell | 9 |
| Das shearing sheet und die periodischen Randbedingungen | 9 |
| Modellierung des Gases | 11 |
| Das Störpotential | 14 |
| Freie Parameter und Einheiten | 18 |
| Ergebnisse | 23 |
| Das ungestörte Referenzmodell | 23 |
| Entwicklung des Referenzmodells | 26 |
| Der Spiralarm | 34 |
| Vergleich mit dem stoßfreien System | 47 |
| Erweiterung auf drei Dimensionen | 53 |
| Erweiterung des Modells | 53 |
| Ergebnisse | 55 |
| Langfristige Entwicklung | 60 |
| Erweiterung des Modells | 60 |
| Ergebnisse | 62 |
| Abschließende Bemerkungen | 74 |
| Literatur | 76 |