

НЕАВТОМОДЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО КОЛЛАПСА ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

*А. Е. Дудоров, А. Г. Жилкин**

*Челябинский государственный университет
454021, Челябинск, Россия*

Поступила в редакцию 28 мая 2002 г.

Рассмотрена проблема развития неоднородности изотермического коллапса протозвездных облаков. Начальные и граничные условия соответствуют классической постановке задачи о сжатии однородного облака заданного объема. Показано, что на первом этапе коллапса образуется центрированная волна разрежения, распространяющаяся от внешней границы облака к его центру. Анализ позволяет выделить два возможных режима изотермического коллапса в зависимости от соотношения между временем фокусировки волны разрежения t_* и временем свободного сжатия облака t_{ff} . Для холодных облаков $t_* = t_{ff}$ и отражения волны разрежения не происходит. В этом случае с течением времени процесс сжатия облака переходит в автомодельный режим с характерным профилем плотности $\rho \sim r^{-2}$. В горячих облаках $t_* < t_{ff}$ и фокусировка может произойти до момента формирования непрозрачного ядра. В замагниченном облаке скорость волны разрежения вдоль и поперек магнитных силовых линий различна, поэтому ее передний фронт принимает вытянутую вдоль магнитных силовых линий форму. В зависимости от начальных условий на основе аналитических оценок исследуются различные возможные сценарии коллапса магнитных протозвездных облаков.

PACS: 95.30.Qd, 97.21.+a, 98.38.Dq

1. ВВЕДЕНИЕ

На начальных стадиях коллапса (сверхзвукового газодинамического сжатия под действием сил самогравитации) протозвездное облако прозрачно для собственного инфракрасного излучения. Поэтому температура облака с большой точностью остается постоянной в довольно широком интервале изменения плотности. Изучение изотермической стадии сжатия протозвездных облаков является важной задачей астрофизики, поскольку именно в это время происходит формирование характерных профилей плотности, скорости и других величин, которые определяют основные параметры протозвезд с аккреционными дисками.

Формирующаяся картина течения определяется двумя размерными параметрами — температурой облака T и гравитационной постоянной G . Если постановка задачи не содержит никаких других размерных констант, то течение имеет автомодельный характер [1]. Автомодельные решения задачи об изо-

термическом коллапсе рассматривались многими авторами [2–6]. С помощью теории возмущений эти автомодельные решения применялись для учета эффектов влияния медленного вращения [7] и слабого магнитного поля [8].

Рассмотрим задачу коллапса изотермического протозвездного облака в классической постановке о сжатии первоначально однородного облака заданного объема (см. [2]). При таких начальных условиях дальнейшую эволюцию облака можно трактовать в рамках задачи о поршне (или более общей задачи Римана о распаде произвольного разрыва), где роль поршня играет собственная гравитация газа. В результате «распада разрыва» на границе облака формируется центрированная волна разрежения, распространяющаяся к его центру [9]. Таким образом, фронт волны разрежения разбивает всю массу коллапсирующего газа на две части. Во внутренней области плотность однородна и поэтому вещество сжимается свободным образом (отсутствует градиент давления). Во внешней области за передним фронтом волны разрежения формируется неод-

*E-mail: zhag@csu.ru

нородный профиль плотности.

Для сферически-симметричных изотермических облаков закон движения переднего фронта волны разрежения и критерий, разделяющий два типа течений, найдены в работе [10]. Обобщение этого решения на случай вращающихся изотермических облаков получено в [11], где показано, что во вращающихся облаках поверхность переднего фронта волны разрежения приобретает сплюснутую вдоль оси вращения форму. Это связано с тем, что из-за центробежной силы скорость газа в плоскости экватора становится меньше скорости вдоль оси вращения. Скорость распространения слабого разрыва по газу при этом остается равной изотермической скорости звука c_T , как и в невращающемся облаке.

В данной работе рассмотрена эволюция волны разрежения в коллапсирующих магнитных невращающихся протозвездных облаках. В следующем разделе эта задача рассмотрена для сферически-симметричного изотермического облака без магнитного поля. В третьем разделе рассмотрена эволюция волны разрежения и различные типы течений в случае коллапса изотермического замагниченного протозвездного облака. В Заключении представлены основные результаты работы.

2. СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНЫЙ КОЛЛАПС

Рассмотрим гравитационное сжатие сферически-симметричного изотермического облака заданного объема. Допустим, что в начальный момент времени вещество облака равномерно распределено по шару радиуса R_0 . Давление в облаке связано с плотностью уравнением состояния идеального газа при постоянной температуре:

$$P = c_T^2 \rho, \quad c_T^2 = \frac{\mathcal{R}T}{\mu} = \text{const}, \quad (1)$$

где c_T — изотермическая скорость звука, \mathcal{R} — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярный вес. Начальную постановку задачи можно трактовать в рамках известной в газовой динамике задачи о поршне (см., например, [12]), в которой роль своеобразного «поршня» играет собственная гравитация газа.

Первый этап сжатия характеризуется возникновением центрированной волны разрежения и ее движением от границы облака к центру. Граница R между внутренней областью и областью волны разрежения движется по газу со скоростью звука c_T . С

учетом движения газа уравнение для координаты R слабого разрыва можно записать в следующем виде:

$$\frac{dR}{dt} = v - c_T, \quad (2)$$

где $v = v(R, t)$ — скорость движения газа на фронте волны разрежения.

Поскольку волна разрежения непосредственно примыкает к области свободно коллапсирующего газа, скорость v можно определить из решения задачи о свободном коллапсе (сжатии облака под действием сил самогравитации без учета действия градиента давления и других сил). Перейдем к безразмерным переменным:

$$\rho(r, t) = \rho_0 \sigma(\tau), \quad v(r, t) = \frac{r}{t_0} h(\tau), \quad t = t_0 \tau, \quad (3)$$

где ρ_0 — начальная плотность в облаке,

$$t_0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi G \rho_0}} \quad (4)$$

— характерный временной масштаб. Течение газа во внутренней области определяется следующими соотношениями (см., например, [1]):

$$\sigma = \frac{1}{(1 - \eta)^3}, \quad h = -\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\sqrt{\eta}}{(1 - \eta)^{3/2}}, \quad (5)$$

где параметр η изменяется от 0 до 1. Значение $\eta = 1$ соответствует времени свободного сжатия,

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_0}}. \quad (6)$$

Безразмерное время τ связано с параметром η соотношением

$$\sqrt{\frac{2}{3}} \tau = \arcsin \sqrt{\eta} + \sqrt{\eta(1 - \eta)}. \quad (7)$$

В безразмерных переменных уравнение (2) преобразуется к следующему виду:

$$\frac{dr}{d\tau} = rh - \alpha, \quad (8)$$

где $r = R/R_0$, а безразмерный параметр

$$\alpha = \frac{c_T t_0}{R_0} \quad (9)$$

является отношением скорости звука c_T к характерной скорости течения газа R_0/t_0 . Отметим, что $\alpha = M_0^{-1}$, где M_0 — интегральный аналог числа Маха. При этом

$$\alpha = \sqrt{\frac{\varepsilon t}{5}}, \quad (10)$$

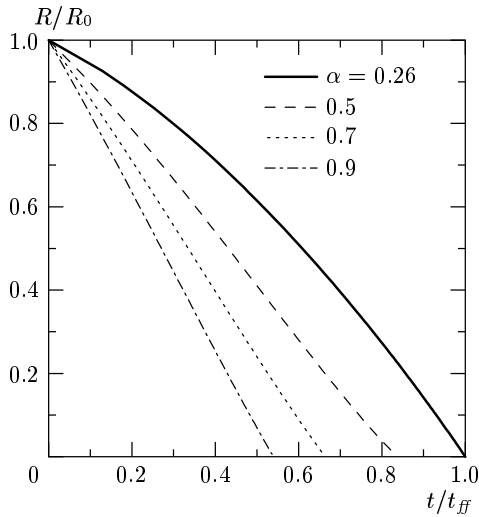


Рис. 1. Зависимости координаты переднего фронта волны разрежения от времени для различных значений параметра α

где

$$\varepsilon_t = \frac{\Pi}{E_g}, \quad (11)$$

— начальное отношение скалярного интеграла давления

$$\Pi = \int_V P dV$$

к модулю гравитационной энергии E_g облака. Используя (7), уравнение (8) можно переписать в виде

$$\frac{dr}{d\eta} + \frac{r}{1-\eta} = -\alpha \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{1-\eta}{\eta}}. \quad (12)$$

Интегрируя это уравнение, находим

$$r(\eta) = (1-\eta) \left(1 - \alpha \sqrt{6} \arcsin \sqrt{\eta} \right). \quad (13)$$

Полученные решения для различных значений параметра α представлены на рис. 1.

Нетрудно определить критическое значение α_* , разделяющее два типа решения (см. [10]). Поскольку на рассматриваемом интервале изменения η максимальное значение функции $\arcsin \sqrt{\eta}$ равно $\pi/2$, можно получить

$$\alpha_* = \frac{2}{\pi \sqrt{6}} \approx 0.26. \quad (14)$$

Критическому параметру α_* соответствует значение

$$\varepsilon_t^* = \frac{10}{3\pi^2} \approx 0.34.$$

При малых значениях $\alpha < \alpha_*$ (холодные облака) второй множитель в (13) на интервале $0 \leq \eta \leq 1$ всегда положителен. Поэтому корень уравнения $r(\eta) = 0$, определяющий момент фокусировки (момент времени, при котором радиус переднего фронта волны разрежения становится равным нулю), равен 1. Это означает, что для таких облаков фокусировка переднего фронта волны разрежения происходит в момент времени $t_* = t_{ff}$. В этом случае коллапс протозвездного облака с течением времени переходит в автономный режим, поскольку с увеличением центральной плотности начальная плотность в облаке перестает влиять на распределение величин в области волны разрежения, непосредственно примыкающей к ее переднему фронту. Происходит своеобразный эффект «забывания» начальных условий, и поэтому решение с течением времени будет определяться только двумя размерными константами — скоростью звука c_T и гравитационной постоянной G . Распределения плотности и скорости в этой области будут определяться известными автономными профилями (см., например, [4]) $\rho \propto r^{-2}$, $v \propto -r^{-1}$. Следует также отметить, что для рассматриваемых значений α до момента фокусировки t_* в центральной области успевает выделиться непрозрачное ядро и дальнейшая эволюция не может рассматриваться в рамках изотермического приближения. После выделения непрозрачного ядра (протозвезды) течение газа в оболочке, по-видимому, перейдет в аккреционный режим с характерными профилями плотности и скорости $\rho \propto r^{-3/2}$, $v \propto -r^{-1/2}$.

Для больших значений $\alpha > \alpha_*$ (горячие облака) волна разрежения фокусируется в центре за время, меньшее времени свободного сжатия облака t_{ff} . После отражения слабого скачка от центра в облаке формируется некоторый неоднородный профиль плотности. В результате на дальнейшее сжатие существенное влияние оказывает градиент давления. Этот случай может соответствовать квазистатическому сжатию горячих или поддерживаемых турбулентным давлением облаков. В случае $\alpha > \alpha_*$ из (13) находим следующее выражение для момента фокусировки волны разрежения:

$$t_* = \frac{2}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha \sqrt{6}} + \frac{1}{2} \sin \frac{2}{\alpha \sqrt{6}} \right) t_{ff}. \quad (15)$$

Полученная зависимость $t_*(\alpha)$ показана на рис. 2 (сплошная кривая). Отметим, что при больших зна-

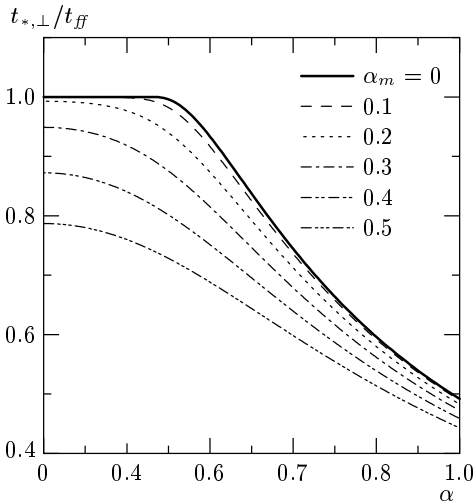


Рис. 2. Зависимости времени фокусировки $t_{*,\perp}$ волны разрежения в поперечном направлении от параметра α для различных значений параметра α_m

чениях α она достигает асимптотики

$$\frac{t_*}{t_{ff}} = \sqrt{\frac{8}{3}} \frac{1}{\pi\alpha} \approx \frac{0.52}{\alpha}. \quad (16)$$

3. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим невращающееся протозвездное облако, пронизанное однородным магнитным полем. На первом этапе сжатия в этом случае возникает центрированная быстрая МГД-волна разрежения, распространяющаяся к центру облака. При этом во внутренней области магнитное поле остается однородным (а значит, бессильным) и изменяется со временем по закону $B \propto \rho^{2/3}$. Граница R переднего фронта волны разрежения определяется из решения уравнения

$$\frac{dR}{dt} = v - u_f, \quad (17)$$

где

$$u_f = \left\{ \frac{c_T^2 + u_A^2}{2} + \frac{1}{2} [(c_T^2 + u_A^2)^2 - 4c_T^2 u_A^2 \cos^2 \theta]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (18)$$

— быстрая магнитозвуковая скорость, θ — угол между вектором магнитного поля \mathbf{B} и вектором нормали \mathbf{n} в данной точке поверхности фронта,

$$u_A = \frac{|B|}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (19)$$

— альфвеновская скорость.

Вдоль магнитных силовых линий угол θ равен 0 или π , поэтому в продольном направлении скорость движения границы волны разрежения по газу равна

$$u_{\parallel} = \max(c_T, u_A). \quad (20)$$

В поперечном направлении угол $\theta = \pm\pi/2$ и граница движется по газу со скоростью

$$u_{\perp} = \sqrt{c_T^2 + u_A^2}. \quad (21)$$

Следует отметить, что $u_{\parallel} < u_{\perp}$. Таким образом, в данный момент времени поверхность переднего фронта волны разрежения в магнитном облаке имеет вытянутую вдоль магнитных силовых линий форму, близкую к форме вытянутого эллипсоида вращения.

Рассмотрим движение фронта волны разрежения в поперечном направлении. Используя (21), уравнение (17) можно переписать в безразмерном виде:

$$\frac{dr_{\perp}}{d\tau} = r_{\perp} h - \sqrt{\alpha^2 + \alpha_m^2 \sigma^{1/3}}, \quad (22)$$

где безразмерный параметр α определяется соотношением (9), а параметр

$$\alpha_m = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}} \frac{t_0}{R_0} \quad (23)$$

является отношением характерных скоростей $B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ и R_0/t_0 . Отметим, что $\alpha_m = M_{A,0}^{-1}$, где $M_{A,0}$ — интегральный аналог альфвеновского числа Маха. При этом

$$\alpha_m = \sqrt{\frac{2}{5}} \varepsilon_m, \quad (24)$$

где ε_m — начальное отношение магнитной энергии облака к модулю гравитационной энергии.

Переходя от безразмерного времени τ к переменной η с помощью формулы (7), уравнение (22) можно преобразовать к виду

$$\frac{dr_{\perp}}{d\eta} + \frac{r_{\perp}}{1-\eta} = -\sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{1-\eta}{\eta}} \sqrt{\alpha^2 + \frac{\alpha_m^2}{1-\eta}}. \quad (25)$$

Интегрирование этого уравнения приводит к следующему выражению:

$$r_{\perp}(\eta) = (1-\eta) (1 - \alpha\varphi(\eta, \alpha_m/\alpha)), \quad (26)$$

где функция

$$\varphi(\eta, q) = \sqrt{6} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\eta}{q^2 + 1 - \eta}} + \sqrt{\frac{3}{2}} q \ln \left(\frac{1 + \sqrt{\eta}}{1 - \sqrt{\eta}} \frac{1 - \sqrt{\eta} + q^2 + q\sqrt{q^2 + 1 - \eta}}{1 + \sqrt{\eta} + q^2 + q\sqrt{q^2 + 1 - \eta}} \right). \quad (27)$$

Следует отметить, что для любого положительного значения q функция $\varphi(\eta, q)$ неограниченно растет при $\eta \rightarrow 1$. Поэтому время фокусировки волны разрежения в поперечном направлении $t_{*,\perp}$ всегда меньше t_{ff} . На рис. 2 показаны зависимости времени фокусировки $t_{*,\perp}$ волны разрежения в поперечном направлении от параметра α . Различные кривые на рисунке соответствуют различным значениям параметра α_m . Видно, что с ростом параметра α_m время фокусировки резко уменьшается.

В продольном направлении движение переднего фронта волны разрежения аналитически определить не удастся, поскольку на динамику течения газа, непосредственно примыкающего к области волны разрежения, оказывает влияние градиент давления. Однако для качественных оценок можно принять, что и в этом случае скорость газа в уравнении (17) определяется из решения задачи о свободном коллапсе. С учетом этого для продольного направления получаем следующее уравнение:

$$\frac{dr_{\parallel}}{d\eta} + \frac{r_{\parallel}}{1-\eta} = -\sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{1-\eta}{\eta}} w(\eta), \quad (28)$$

где

$$w(\eta) = \max\left(\alpha, \frac{\alpha_m}{\sqrt{1-\eta}}\right). \quad (29)$$

Если $\alpha_m \geq \alpha$ (сильное магнитное поле), то $w(\eta) = \alpha_m / \sqrt{1-\eta}$. Это означает, что в этом случае фронт волны разрежения в продольном направлении всегда движется с альфвеновской скоростью. Интегрируя (28), получаем

$$r_{\parallel}(\eta) = (1-\eta) \left(1 - \sqrt{\frac{3}{2}} \alpha_m \ln \frac{1+\sqrt{\eta}}{1-\sqrt{\eta}}\right). \quad (30)$$

Найденный закон движения не зависит от параметра α . Время фокусировки определяется выражением

$$t_{*,\parallel} = \frac{2}{\pi} \times \left(\operatorname{arcsinh} \operatorname{th} \frac{1}{\sqrt{6}\alpha_m} + \operatorname{th} \frac{1}{\sqrt{6}\alpha_m} / \operatorname{ch} \frac{1}{\sqrt{6}\alpha_m} \right) t_{ff}. \quad (31)$$

Рассмотрим случай $\alpha_m < \alpha$. Функция

$$w(\eta) = \begin{cases} \alpha, & \eta \leq \eta_1, \\ \frac{\alpha_m}{\sqrt{1-\eta}}, & \eta > \eta_1, \end{cases} \quad (32)$$

где $\eta_1 = 1 - \alpha_m^2 / \alpha^2$. Интегрируя (28), получаем

$$r_{\parallel}(\eta) = (1-\eta) \left(1 - \sqrt{6}\alpha \operatorname{arcsin} \sqrt{\eta}\right), \quad \eta \leq \eta_1, \quad (33)$$

$$r_{\parallel}(\eta) = (1-\eta) \left[1 - \sqrt{6}\alpha \operatorname{arcsin} \sqrt{\eta_1} - \sqrt{\frac{3}{2}} \alpha_m \ln \left(\frac{1+\sqrt{\eta}}{1+\sqrt{\eta_1}} \frac{1-\sqrt{\eta_1}}{1-\sqrt{\eta}}\right)\right], \quad \eta > \eta_1. \quad (34)$$

Значение η_1 соответствует моменту времени

$$t_1 = \frac{2}{\pi} \left(\operatorname{arcsin} \sqrt{1 - \frac{\alpha_m^2}{\alpha^2}} + \frac{\alpha_m}{\alpha} \sqrt{1 - \frac{\alpha_m^2}{\alpha^2}} \right) t_{ff}. \quad (35)$$

В этот момент времени альфвеновская скорость на фронте волны разрежения становится равной изотермической скорости звука.

Допустим, что фокусировка наступает до момента времени t_1 . В этом случае скорость фронта волны разрежения в продольном направлении всегда будет оставаться равной изотермической скорости звука c_T . Этот режим осуществляется при следующих условиях (слабое магнитное поле):

$$\alpha_m \leq \alpha \left| \cos \frac{1}{\sqrt{6}\alpha} \right|, \quad \alpha > \alpha_*. \quad (36)$$

В случае промежуточных значений напряженности магнитного поля,

$$\alpha < \alpha_m < \alpha \left| \cos \frac{1}{\sqrt{6}\alpha} \right|,$$

фокусировка наступает после момента t_1 . При этом фронт волны разрежения сначала движется со скоростью звука, а после момента t_1 — с альфвеновской скоростью.

Обсудим полученные решения. В случае очень слабых магнитных полей ($\alpha_m \rightarrow 0$) найденные выражения для $r(\eta)$ в продольном и поперечном направлениях переходят в решение для сферически-симметричного случая (13). Это соответствует кинематическому приближению, когда магнитное поле настолько слабое, что электромагнитная сила пренебрежимо мала по сравнению с силой гравитации и градиентом давления. В этом пределе магнитное поле играет роль пассивной примеси и его конфигурация может быть рассчитана независимо из уравнения индукции по заданному полю скоростей.

С ростом магнитного поля уменьшается время фокусировки t_* . Уже в случае не очень сильных магнитных полей ($\alpha_m \approx 0.1$) электромагнитная сила начинает оказывать влияние на динамику коллапса. Это может проявляться, например, в небольшом

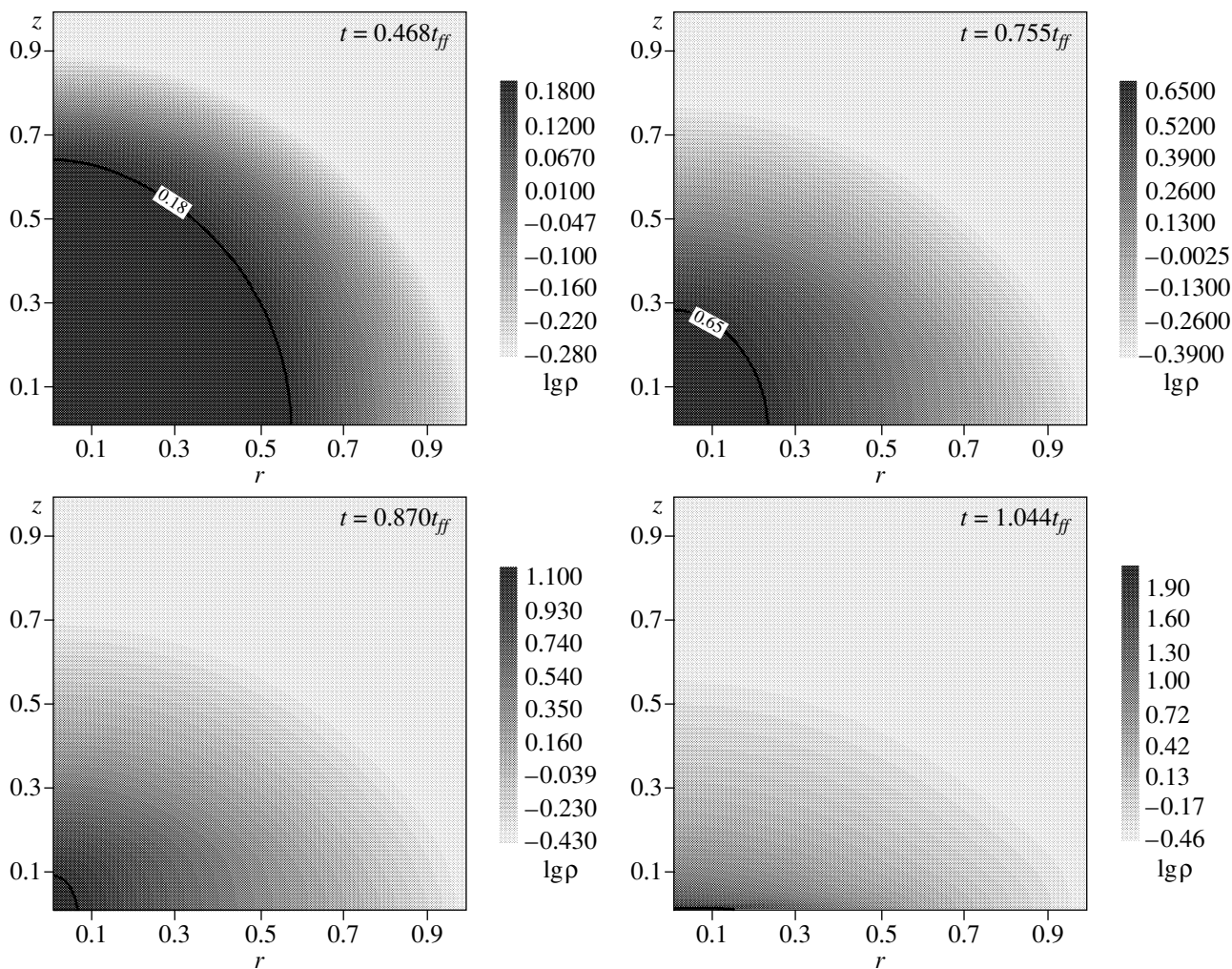


Рис. 3. Распределение логарифма плотности и эволюция МГД-волны разрежения в коллапсирующем замагниченном протозвездном облаке для различных моментов времени. Начальные параметры соответствуют значениям $\alpha = 0.245$, $\alpha_m = 0.283$

запаздывании момента фокусировки волны разрежения в продольном направлении по сравнению с моментом ее фокусировки в поперечном направлении. Само коллапсирующее облако (область волны разрежения) из-за действия электромагнитной силы принимает сплюснутую вдоль магнитных силовых линий форму. Следует особо подчеркнуть, что форма поверхности волны разрежения не совпадает с формой центральных уплотненных сгущений, образующихся на поздних стадиях сжатия облаков.

Для достаточно сильных магнитных полей на изотермической стадии сжатия протозвездных облаков должны генерироваться интенсивные МГД-волны, возникающие в результате отражения проходящей в центр быстрой магнитозвуковой волны разре-

жения. Впервые этот вывод был сделан Дудоровым и Сазоновым [13] по результатам численного моделирования МГД-коллапса в рамках полуторамерного приближения. Подобные эффекты наблюдались нами и в двумерных численных расчетах коллапса магнитных протозвездных облаков [14]. В некоторых случаях (большие α) разгрузка вещества в центральной области, по-видимому, может даже сопровождаться биполярным выбросом плазмы в направлении, параллельном первоначальному магнитному полю. Этот вывод непосредственно подтверждается с помощью двумерных численных расчетов.

На рис. 3 представлены результаты двумерного численного моделирования коллапса замагниченного протозвездного облака. Начальные параметры со-

ответствуют значениям $\alpha = 0.245$, $\alpha_m = 0.283$. Показаны распределения логарифма плотности в цилиндрических координатах r , z в облаке для четырех последовательных моментов времени: $0.468t_{ff}$, $0.755t_{ff}$, $0.870t_{ff}$ и $1.044t_{ff}$. Рисунки, соответствующие первым трем моментам времени, демонстрируют эволюцию МГД-волны разрежения на начальных стадиях сжатия, когда формируется ее характерная вытянутая вдоль магнитных силовых линий форма. Последний рисунок соответствует моменту времени после фокусировки волны разрежения. В результате фокусировки и отражения переднего фронта волны разрежения центральная часть облака приняла форму тонкого диска.

Для очень сильных магнитных полей время фокусировки настолько мало, что в момент отражения волны разрежения от центра вещество облака не набирает достаточной кинетической энергии для генерации МГД-волн, способных повлиять на динамику сжатия. В этом случае после отражения волны разрежения облако переходит в состояние квазистатического сжатия с относительно небольшим перепадом плотности от периферии к центру. В таком состоянии облако эволюционирует уже не в динамической, а в диффузионной шкале, которая определяется процессами затухания турбулентности, а также амбиполярной и омической диффузией магнитного поля.

Следует отметить существенное различие характера эволюции волны разрежения в немагнитных вращающихся и в магнитных невращающихся облаках. В первом случае (см. [11]) влияние центробежной силы приводит к замедлению скорости коллапсирующего газа в центральной области однородно сжимающегося газа в поперечном направлении по отношению к оси симметрии. При этом скорость распространения слабого разрыва по газу остается равной скорости звука c_T . В результате волна разрежения приобретает сплюснутую вдоль оси вращения форму. В случае магнитного невращающегося облака во внутренней области магнитное поле остается бессильным и поэтому электромагнитные силы не оказывают влияния на скорость газа (кинематика). Однако скорость распространения слабого разрыва по газу в магнитном облаке в направлениях вдоль и поперек магнитных силовых линий оказывается различной. В результате поверхность переднего фронта МГД-волны разрежения приобретает вытянутую (а не сплюснутую) вдоль магнитных силовых линий форму. В области самой волны разрежения из-за действия электромагнитной силы облако приобретает сплюснутую форму.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы заключаются в следующем.

Динамика сферически-симметричного коллапса изотермических протозвездных облаков в рамках классической постановки задачи о сжатии облака заданного объема характеризуется возникновением на внешней границе в начальный момент времени и дальнейшим распространением к центру центрированной волны разрежения. Передний фронт этой волны разбивает облако на две области. Во внутренней области вещество остается однородным и коллапсирует свободно. В области волны разрежения формируется неоднородный профиль плотности.

Момент времени фокусировки волны разрежения определяется безразмерным параметром α (9). В холодных облаках ($\alpha \leq \alpha_* \approx 0.26$) фокусировка волны разрежения происходит в момент времени $t_* = t_{ff}$. При этом в области волны разрежения, непосредственно примыкающей к фронту, формируются характерные автономные профили плотности $\rho \propto r^{-2}$ и скорости $v \propto -r^{-1}$. Сначала это достаточно узкая область, но с увеличением центральной плотности она расширяется. После выделения непрозрачного ядра (протозвезды) движение газа в его окрестности переходит в аккреционный режим с характерным профилем плотности $\rho \propto r^{-3/2}$.

В горячих облаках ($\alpha > \alpha_*$) фокусировка происходит до момента свободного сжатия ($t_* < t_{ff}$). После отражения слабого разрыва от центра в облаке формируется некоторый неоднородный профиль плотности и на дальнейшее сжатие существенное влияние будет оказывать градиент давления. Сжатие таких облаков будет происходить заметно медленнее, поэтому этот случай может соответствовать квазистатическому сжатию горячих или поддерживаемых турбулентным давлением облаков.

Влияние магнитного поля приводит к тому, что скорость слабого разрыва вдоль и поперек силовых линий магнитного поля оказывается различной. В результате поверхность переднего фронта волны разрежения принимает вытянутую вдоль магнитных силовых линий форму, весьма близкую к форме вытянутого эллипсоида вращения. Следует отметить, что этот вывод указывает на существенные различия характеров эволюции волн разрежения в магнитных невращающихся и вращающихся немагнитных коллапсирующих протозвездных облаках. В немагнитном вращающемся облаке поверхность фронта волны разрежения приобретает сплюснутую (а не вытянутую) вдоль оси вращения форму.

Динамика волны разрежения в магнитном облаке характеризуется двумя безразмерными параметрами α и α_m (23). Для отличных от нуля значений α_m фокусировка волны разрежения в поперечном направлении всегда происходит за время $t_{*,\perp} < t_{ff}$, хотя для очень слабых магнитных полей это различие может быть весьма мало. С ростом напряженности магнитного поля время фокусировки $t_{*,\perp}$ уменьшается.

Фокусировка волны разрежения в продольном направлении также происходит всегда за время $t_{*,\parallel} < t_{ff}$. Однако при этом $t_{*,\parallel} > t_{*,\perp}$. Характер движения фронта волны разрежения в продольном направлении существенным образом зависит от соотношения между α и α_m .

Если $\alpha_m \geq \alpha$ (сильное магнитное поле), слабый разрыв в продольном направлении движется с альфвеновской скоростью. С уменьшением начального магнитного поля до некоторого момента времени t_1 (35) на фронте волны разрежения изотермическая скорость звука c_T может превышать альфвеновскую скорость. В результате в продольном направлении фронт волны разрежения будет распространяться по газу сначала со скоростью c_T , а затем, начиная с момента t_1 , с альфвеновской скоростью. Этот сценарий осуществляется при выполнении условий (36). В горячих облаках ($\alpha > \alpha_*$) со слабым магнитным полем фронт волны разрежения в продольном направлении с самого начала и вплоть до момента фокусировки может распространяться по движущемуся газу со скоростью c_T . Во всех случаях фокусировка происходит до момента свободного сжатия t_{ff} .

Отметим, что все основные выводы, полученные в работе с помощью аналитических выкладок, хорошо согласуются с результатами численных расчетов коллапса протозвездных облаков в рамках полуквантового и двумерного приближений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 99-02-16938, 02-02-17642).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Седов, *Методы подобия и размерности в механике*, Наука, Москва (1981).
2. R. B. Larson, MNRAS **145**, 271 (1969).
3. M. V. Penston, MNRAS **144**, 425 (1969).
4. F. H. Shu, Astrophys. J. **214**, 488 (1977).
5. C. Hunter, Astrophys. J. **218**, 834 (1977).
6. A. Whitworth and D. Summers, MNRAS **214**, 1 (1985).
7. S. Tereby, F. H. Shu, and P. Cassen, Astrophys. J. **286**, 529 (1984).
8. D. Galli and F. H. Shu, Astrophys. J. **417**, 220 (1993).
9. Я. Б. Зельдович, Я. М. Каждан, *Астрофизика* **6**, 109 (1970).
10. K. Truelove, R. I. Klein, C. F. McKee, J. H. Holliman II, L. H. Howell, J. A. Greenough, and D. T. Woods, Astrophys. J. **495**, 821 (1998).
11. T. Tsuribe and S. Inutsuka, Astrophys. J. **526**, 307 (1999).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988).
13. А. Е. Дудоров, Ю. В. Сазонов, *Науч. информ. Астросовета АН СССР* **50**, 98 (1982).
14. А. Е. Дудоров, А. Г. Жилкин, О. А. Кузнецов, *Матем. моделирование* **11**, 109 (1999).