

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

ВОЗНИКНОВЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

А. Г. ДОРОШКЕВИЧ, С. Ф. ШАНДАРИН

Поступила 11 июля 1973

На основе одномерных численных расчетов рассматривается процесс возникновения и эволюции дискообразных сгущений вещества, возникающих на нелинейной стадии роста адиабатических возмущений. Исследуется влияние начального спектра возмущений, параметров космологической фридмановской модели, а также момента образования диска на параметры сжатого газа и на излучение энергии диском. Показано, что возникающая ударная волна не отрывается от диска и через нее проходит лишь сравнительно небольшая доля вещества. Не нагретое в ударной волне вещество остается холодным ($T \sim 10^4\text{K}$) и ионизируется ультрафиолетовым и мягким рентгеновским излучением сгущений-дисков. Показано, что расширение в плоскости диска существенно понижает плотность, температуру и, следовательно, излучение дисков, особенно в коротковолновом диапазоне. Таким образом, вывод о противоречии адиабатической теории образования галактик и наблюдений в мягком рентгеновском диапазоне, сделанный в [5], не подтверждается более точными расчетами.

Согласно нелинейной теории гравитационной неустойчивости [1] развитие малых возмущений плотности и скорости неизбежно приводит к возникновению плотных газовых сгущений-дисков, сжатых и разогретых до высоких температур в ударных волнах. Сгущения возникают в виде тонкого слоя плотного газа, но затем быстро распадаются на отдельные объекты — протогалактики [2, 3] и сферизуются. Часть сжатого вещества входит в состав протогалактик, часть рассеивается в окружающем пространстве, часть остается связанной с протогалактиками в скоплении галактик. Таким образом, сгущения-диски надо рассматривать как зарождающиеся скопления галактик.

Изучение процесса возникновения и эволюции сгущений-дисков было начато в [1—4]. Полученные в этих работах приближенные формулы дают представление о сущности процесса возникновения отдельного сгущения-диска, позволяют грубо оценить параметры вошедшего в сгущение газа и наметить возможные пути дальнейшей эволюции сгущения. Однако для изучения поздних стадий процесса возникновения сгущения, взаимодействия сгущений с окружающим межгалактическим газом и наблюдаемых проявлений сгущений-дисков сделанных в этих работах оценок абсолютно недостаточно.

Влияние начального спектра возмущения, хаббловского расширения, процесса сферизации сгущения и др. оказывается определяющим для многих вопросов теории происхождения галактик, и, в частности, излучение энергии сгущениями сильнее всего зависит от этих факторов. В работе [5] на основе оценок, сделанных в [1, 2, 4], обсуждается вопрос о взаимодействии сгущений с межгалактическим газом и сделан вывод о противоречии картины сгущений-дисков и наблюдений в мягком рентгене [6—10]. Этот вывод основан на недопустимой экстраполяции оценок [1, 2, 4], сделанных для центральных областей сгущения, на всё сгущение в целом и, как это показано ниже, не подтверждается проведенными более детальными расчетами.

В настоящей работе изложены некоторые результаты численных расчетов простейшей одномерной модели сгущений-дисков и основанные на этих результатах аналитические оценки. Основное внимание уделяется следующим вопросам:

- 1) движение фронта ударной волны и свойства сжатого газа на периферии сгущения;
- 2) влияние средней плотности Метагалактики, величины постоянной Хаббла и момента возникновения сгущений на параметры сжатого газа;
- 3) зависимость свойств сгущений от начального спектра возмущений;
- 4) процессы остывания газа и излучение сгущений.

Одномерная модель является далеко идущей идеализацией реальной картины, но все же изучение такой модели позволяет продвинуться в понимании многих важных вопросов. Вплоть до сферизации сгущения одномерные расчеты позволяют хорошо описать движение фронта ударной волны, движение фронта остывания, дают представление о зависимости от времени плотности и температуры газа в сжатом диске, об излучении диска и других величинах. Подробнее этот вопрос обсуждается ниже.

Вопросы сферизации и распада сгущения на отдельные объекты — протогалактики не могут быть решены в рамках проводившихся ра-

счетов. Вопросы взаимодействия сгущений с окружающим газом и между собой требуют дальнейших расчетов и будут рассмотрены в отдельной работе.

Возникновение и эволюция сгущений-дисков. Как известно, в приближенной нелинейной теории гравитационной неустойчивости [1] задача об одномерных возмущениях на фоне изотропного решения используется в качестве нулевого приближения. Эта задача правильно описывает сущность происходящих процессов и обеспечивает хорошую точность при описании начальной стадии наиболее рано возникающих сгущений [11].

В нелинейной теории гравитационной неустойчивости движение вещества описывается приближенной формулой

$$x_i = a(t)/a(t_r) q_i - b(t) s_i(q), \quad (1)$$

где $a(t)$ — масштабный множитель, описывающий фридмановское расширение, $b(t)$ — известная функция времени, описывающая развитие возмущений, q_i — лагранжевы координаты частицы, совпадающие с невозмущенными координатами частицы в момент $t = t_r$, $s_i(q)$ — потенциальный вектор смещения частицы из невозмущенного положения. В рассматриваемой одномерной задаче принято

$$s_1 = R_c \Phi(\eta); \quad s_2 = s_3 = 0, \quad (2)$$

где $\eta = q_1/R_c$, R_c — характерный размер задачи, определяемый затуханием возмущений в ходе рекомбинации [12, 13]

$$R_c = 6.3 (\Omega h^2)^{-1/2} (1+z)^{-1} \cdot 10^{24} \text{ см}, \quad (3)$$

$\Omega = \bar{\rho}_0/\rho_{cr}$ — безразмерная плотность сегодня, ρ_{cr} — критическое значение плотности сегодня, h — постоянная Хаббла в единицах 100 км/сек/мпс, z_c — красное смещение в момент возникновения диска-сгущения. Выбранное значение R_c соответствует массе

$$M_c = 4\pi/3 \bar{\rho} R_c^3 = 10^{13} (\Omega h^2)^{-1/2} M_\odot. \quad (4)$$

Вид функции $\Phi(\eta)$ определяется заданием спектра возмущений плотности $\varphi(k)$, связанного с корреляционной функцией $g(q)$ возмущений плотности $f = \delta\rho/\rho$ в момент $t = t_r$ соотношением

$$g(q) = \overline{f(\vec{q}^*) f(\vec{q}^* + \vec{q})} = (2\pi)^{-3/2} \int \varphi(k) e^{i\vec{k}\vec{q}} d^3k. \quad (5)$$

В наших расчетах выбиралось $\varphi(k) = \varphi_0 k^{n-2} e^{-kR_c}$ для значений $n = 0, 1, 2$. Как уже неоднократно отмечалось [3, 14, 17], наиболее вероятным в моделях Фридмана является значение $n = 1$. Соответствующий случай и был рассмотрен наиболее подробно. Вид функции $\Phi(\eta)$, нормированной условием $\Phi(\eta) \approx \eta$ при $\eta \ll 1$ для $n = 0, 1, 2$ приведен на рис. 1. В общей задаче смещение является случайной функцией координат. Выбранный нами вид зависимости $\Phi(\eta)$ соответствует среднему значению смещения при условии, что в точке $\eta = 0$ величина $\lambda_{11} = \partial s_1 / \partial q_1$ имеет максимум. Это условие совпадает с требованием возникновения сгущения с центром в точке $\eta = 0$. Условная дисперсия величины $\Phi(\eta)$, естественно, мала в окрестности точки $\eta = 0$ и вблизи точки $\eta = 0$ выбранный вид функции $\Phi(\eta)$ с хорошей точностью описывает реальное смещение частиц. Область применимости выбранной зависимости $\Phi(\eta)$ зависит от величины λ_{11} в точке $\eta = 0$, или, что то же самое, от момента (t_c или z_c) возникновения сгущения. Чем больше величина λ_{11} при $\eta = 0$ (или чем больше z_c), тем на больших расстояниях применимо выбранное приближение.

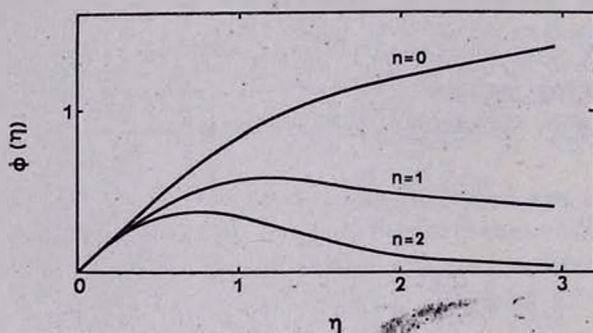


Рис. 1. Функция $\Phi(\eta)$, описывающая среднее смещение при условии, что в центре диска наибольшее главное значение тензора деформации максимально при различных показателях спектра возмущений плотности; $\Phi(\eta)$ — нечетна: $\Phi(\eta) = -\Phi(-\eta)$.

Численные расчеты показали, что внутри сгущения сжатое ударной волной вещество практически не движется в направлении оси x_1 . В этом направлении гравитация уравнивается давлением и распределение давления в веществе быстро подстраивается под изменение давления на фронте ударной волны. Отрыва ударной волны, обсуждавшегося в [2, 4], не происходит, и в принятом одномерном приближении сжатое вещество расположено в узком слое около плоскости $x = 0$. Характеристикой толщины слоя может служить отношение

средней плотности в слое $\bar{\rho}^*$ к средней плотности Метагалактики $\bar{\rho}$ в тот же момент времени. Это отношение $F = \bar{\rho}^*/\bar{\rho}$ изменяется в ходе эволюции сгущения-диска, но в области применимости одномерной модели всегда $F \gtrsim 10$. Оценки показывают, что распад на объекты-протогалактики и сферизация сгущения-диска происходят в течение времени $\Delta t \sim (3 \div 5) t_c$ (t_c — космологическое время возникновения сгущения). Поэтому и одномерное приближение для эволюции сгущения справедливо, видимо, лишь в течение этого времени.

Указанные особенности позволяют усовершенствовать приведенные в [1, 2, 4] приближенные формулы для аналитического описания процесса формирования сгущения и параметров газа в сгущении. Как и в [1, 2], пренебрежем толщиной сжатого диска и примем, что ударная волна расположена при $x = 0$, однако учтем хаббловское расширение в плоскости диска и медленное расширение по оси x , связанное с уменьшением давления на фронте ударной волны. Остывание сжатого вещества временно не рассматриваем. Кроме того, ограничимся простейшим законом $b(t) = a^2(t)/(a(t_c) a(t_c))$, где t_c — момент возникновения диска. Этот закон справедлив при $\Omega z \gg 1$ или при $\Omega = 1$ для любых z . Переход к случаю $\Omega z \lesssim 1$ лишь усложняет вид функции $b(t)$, и влияние $\Omega < 1$ можно оценить по приведенным ниже результатам расчетов.

При сделанных упрощающих предположениях для определения лагранжевой координаты фронта волны получаем условие:

$$x_{sh} = R_c a(t)/a(t_c) [\eta_{sh} - a(t)/a(t_c) \Phi(\eta_{sh})], \quad (6)$$

$$a(t_c)/a(t) = (1+z)/(1+z_c) = \Phi(\eta_{sh})/\eta_{sh} = 0.$$

Таким образом, в этом случае движение фронта ударной волны по веществу полностью определяется смещением $\Phi(\eta)$. Для скорости, плотности и давления в момент пересечения частицей фронта ударной волны получаем, соответственно:

$$u_{sh} = -u_c \sqrt{\eta_{sh} \Phi(\eta_{sh})}, \quad (7)$$

$$\rho_{sh} = 4\rho_c \Phi^3(\eta_{sh}) \cdot \eta_{sh}^{-3/2}(\eta_{sh}), \quad (8)$$

$$p_{sh} = 4/3 \rho_{sh} u_{sh}^2 = p_c \Phi^4(\eta_{sh}) \eta_{sh}^{-2/2}(\eta_{sh}), \quad (9)$$

где $u_c = 2R_c/3t_c = 2.1 \cdot 10^{-7} \sqrt{1+z_c}$ см/сек; $p_c = 4\rho_c u_c^2/3 = 1.2 \cdot 10^{-14} \Omega h^2 (1+z_c)^4$ бар; $\rho_c = 2 \cdot 10^{-29} \Omega h^3 (1+z_c)^3$ г/см³; $\Phi(\eta) = [1 - d \ln \Phi / d \ln \eta]^{-1}$.

Внутри диска вещество эволюционирует адиабатически, и для распределения давления, плотности и температуры получаем ($\gamma \ll \gamma_{sh}$):

$$\begin{aligned} p &= 2\pi G \rho_c^2 R_c^2 (1+z)^4 (1+z_c)^{-4} (\gamma_{sh}^2 - \gamma^2) + p_{sh} = \\ &= p_c (1+z)^4 (1+z_c)^{-4} \Psi(\gamma, \gamma_{sh}); \end{aligned} \quad (10)$$

$$\rho = 4\rho_c (1+z)^{12/5} (1+z_c)^{-12/5} \phi^{3/5}(\gamma) \gamma^{-9/5} \Psi^{2/5}(\gamma) \Psi^{3/5}(\gamma, \gamma_{sh}); \quad (11)$$

$$T_\theta = T_c (1+z_c)^{-8/5} (1+z)^{8/5} \phi^{-3/5}(\gamma) \gamma^{9/5} \psi^{-2/5}(\gamma) \Psi^{2/5}(\gamma, \gamma_{sh}); \quad (12)$$

где $\Psi(\gamma, \gamma_{sh}) = \gamma_{sh}^2 [\psi(\gamma_{sh}) + 9/16 (1 - \gamma^2/\gamma_{sh}^2)]$, $T_c = 1.8 \mu^* (1+z_c)$, μ^* — молекулярный вес, T_θ — температура в миллионах градусов. Формулы (6)–(12) при $z \approx z_c$, $\gamma \ll 1$, $\gamma_{sh} \ll 1$ переходят в приближенные формулы, использованные в [1–4].

Изложенные соображения и результаты (6)–(12) близки к методам, развитым в [1, 2]. Существенно новым, однако, является вывод о применимости формул (6)–(12) на протяжении всей эволюции диска от зарождения до поздних стадий с сохранением хорошей точности описания. Этот вывод основан на результатах численных расчетов процесса формирования и эволюции диска-сгущения.

Формулы (10)–(12) показывают, что важнейшим фактором в эволюции сжатого вещества является хаббловское расширение в плоскости диска, приводящее к быстрому падению давления, плотности и температуры газа в диске. Этот процесс характерен именно для одномерной задачи, и поэтому формулы (6)–(12) перестают соответствовать реальности, начиная с некоторой стадии эволюции диска. Как уже отмечалось, хаотические движения, отсутствующие в одномерной задаче, приводят к сферизации сгущения за время $\Delta t \sim (3+5)t_c$. В процессе сферизации сжатое вещество диска приходит в равновесие, и расширение диска прекращается. Часть вещества сгущения, по-видимому, оказывается гравитационно связанной, а часть сбрасывается в ходе сферизации, так как начальная плоская форма диска далека от равновесной. Пока можно пренебрегать эффектами сферизации, одномерное приближение верно описывает многие характерные особенности эволюции сгущения-диска. Действительно, из-за малой толщины сгущения давление, главным образом, определяется давлением на фронте ударной волны (гравитационное давление становится существенным лишь в центральных областях диска и на сравнительно поздних этапах эволюции). В пренебрежении остыванием энтропия вещества в каждой частице постоянна и равна энтропии, приобретенной в ударном сжатии. Формулы (10)–(12) как раз и описы-

вают адиабатическое расширение сжатого газа. При учете конечной толщины сжатого газа численные значения всех величин меняются незначительно. Неточность в численных оценках связана, главным образом, с предположением о строго хаббловском расширении в плоскости диска и строго плоской форме сгущения. Эти предположения являются следствием одномерности задачи и определяют сравнительно невысокую точность численных оценок.

Интересно отметить, что в области $\eta \gg 1$ плотность перед фронтом ударной волны не сильно (в $2 \div 5$ раз) отличается от средней плотности Метагалактики. Это показывает, что учет нелинейных членов в уравнениях гидродинамики менее важен, чем при анализе эволюции центральных частей сгущения, и ошибки, связанные с приближенным характером нелинейной теории гравитационной неустойчивости, соответственно, меньше, чем в центральной части. Напротив, эффекты флуктуаций плотности и температуры, особенно сильные именно на периферии сгущений, могут привести к некоторым отклонениям от рассчитанных результатов.

На рис. 2—4 показаны движение фронта ударной волны и характерные профили давления и температуры в диске. Отметим некоторые важнейшие особенности результатов.

1) Фронт ударной волны очень медленно движется по лагранжевой координате. За время применимости одномерного расчета $\Delta t \approx 3t_c$ ударная волна проходит лишь расстояние $\eta \approx (1 + 2)$ в зависимости от момента возникновения диска.

2) Расстояние, проходимое ударной волной за $\Delta t \approx 3t_c$, довольно слабо зависит как от момента возникновения диска, так и от средней плотности Метагалактики и значения постоянной Хаббла (см. рис. 2).

3) Профили давления, плотности и температуры хорошо согласуются с формулами (10)—(12). Для $\Omega < 1$ лишь на стадии $\Omega_x < 1$ наступает заметное отличие от этих формул, связанное с изменением вида функции $b(t)$.

4) Влияние профиля начального смещения $\Phi(\eta)$ также хорошо описывается формулами (6)—(12). Необходимо отметить очень сильную зависимость движения ударной волны, температуры сжатого газа и других параметров от выбора начального профиля смещения. Вид начального спектра сильно влияет и на массу протоскопления-диска. На рис. 2, 5 показано движение фронта ударной волны и эволюция максимального значения температуры в сжатом газе* при различных значениях показателя степени n в спектре (5).

* Отметим, что именно максимальная температура внутри диска определяет излучение в коротковолновом участке спектра.

Еще раз подчеркнем, что ввиду сложного характера сделанных предположений, трудно оценить точность предлагаемых формул. Сферизация дисков, возмущения движения в плоскости диска, флуктуации плотности и температуры на периферии дисков — вот главные факторы, влияющие на величину рассматриваемых эффектов. Вместе с тем, эти факторы, конечно, не могут повлиять на отмеченные выше качественные особенности эволюции сгущений.

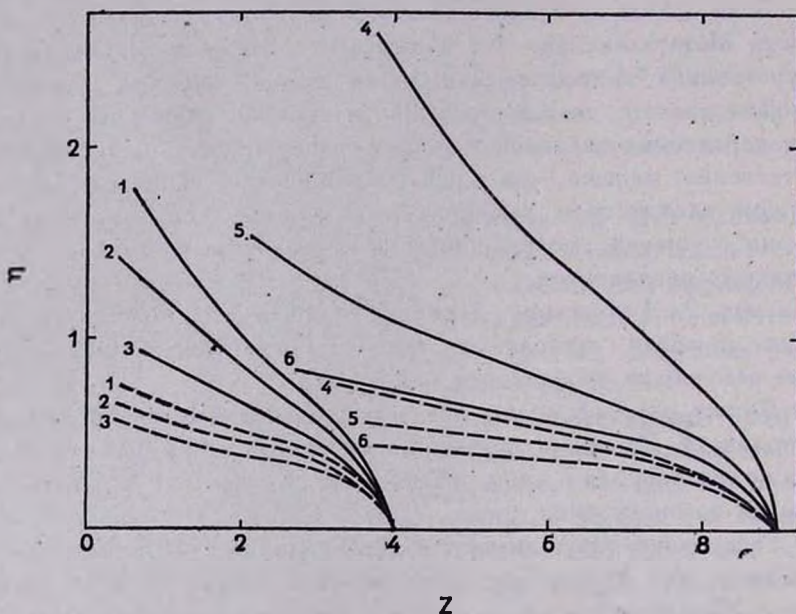


Рис. 2. Сплошными кривыми показана зависимость η_{sh} от z при различных параметрах l , Ω и z_c . Пунктирными кривыми показано движение фронта остывания. Кривые, отмеченные цифрами 1, 2 и 3, иллюстрируют влияние Ω на движение фронта волны и фронта остывания. В этих вариантах вид спектра возмущений одинаков, $l=1$; Ω для кривых 1, 2 и 3 равно 1, 0.3 и 0.1, соответственно. Кривые 4, 5 и 6 показывают влияние вида спектра возмущений плотности. При одинаковом значении $\Omega=0.3$ показатель спектра принимал значения 0, 1 и 2, соответственно.

Остывание газа и излучение энергии диском. Как с точки зрения эволюции отдельного сгущения-диска, так и для проблемы взаимодействия диска с окружающим газом важную роль играют процессы излучения энергии диском и связанное с этим остывание газа. Качественно остывание рассматривалось в [2—4] на основе приближенной теории. В [5] на основе тех же грубых оценок температуры и плотности [2, 4] сделан ошибочный вывод о чрезмерно сильном излучении сгущений-дисков в мягком рентгене. Проведенные расчеты

позволяют существенно уточнить картину остывания газа и излучения энергии сгущениями.

Приведенные выше приближенные формулы (6)–(12) позволяют, в принципе, аналитически рассчитать профили температуры и плотности, возникающие при учете остывания газа в диске. При этом давление нельзя считать постоянным, как это предполагалось в [2–4], а следует учитывать изменение давления с расширением в соответствии с (10). Реально такой расчет весьма сложен. Однако проведенные численные расчеты позволяют получить представление об основных закономерностях процессов остывания и излучения энергии диском.

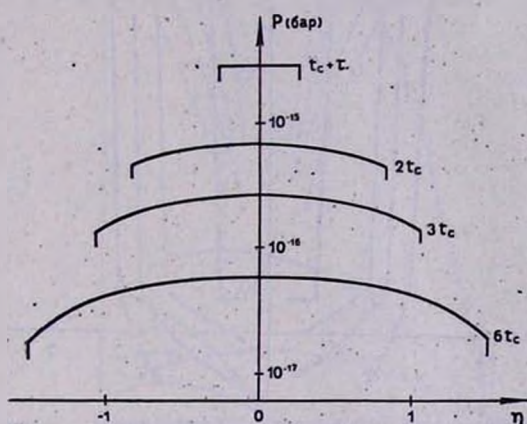


Рис. 3. Зависимость давления от лагранжовой координаты η внутри диска для различных моментов времени. Время, отсчитываемое от космологической особенности, указано рядом с кривыми (t_c — время возникновения диска-сгущения). Давление перед фронтом ударной волны равно нулю. Кривые приведены для варианта с параметрами $\mu=1$; $h=0.5$; $\Omega=0.3$; $z_c=4$.

Зависимость успевающей остыть массы от красного смещения изображена на рис. 2. На протяжении всего интересующего нас периода $\Delta t \lesssim 3t_c$ можно полагать, что до температуры $T_e \sim 10^{-2}$ остывает около половины вещества, сжатого ударной волной. Профили температуры (рис. 4), построенные с учетом остывания газа, показывают, что граница остывания газа находится при температуре не более чем $T_e = 1$. Поэтому главную роль в остывании газа играет рекомбинационное излучение, определяющее потери энергии при температурах $T_e \lesssim 1$ в гелиево-водородной плазме. На рис. 4 видно, что при более высоких температурах, $T_e > 1$, кривые, полученные с учетом остывания, близки к адиабатическим профилям температуры. Это показывает, что тормозное излучение играет сравнительно малую

роль в остывании вещества дисков. Необходимо отметить также, что при красных смещениях $z \gtrsim 12-15$ исключительно важную роль играет остывание на обратном комптон-эффекте на реликтовом излучении, резко уменьшающее температуру и излучение дисков.

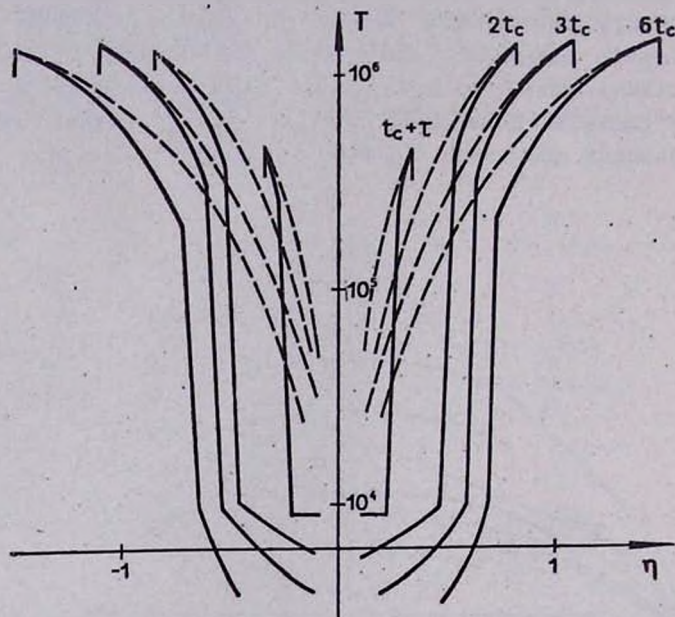


Рис. 4. Сплошными кривыми показана зависимость температуры от лагранжовой координаты η внутри диска-сгущения в различные моменты времени. Пунктирные кривые дают распределение температуры в пренебрежении остыванием. Температура перед фронтом равна нулю. Параметры варианта совпадают с приведенными на рис. 3.

Рассмотренная в [3] турбулизация движений в диске препятствует возрастанию средней плотности вещества диска при остывании, но, видимо, не может предотвратить локального возрастания плотности и поэтому не влияет на процесс остывания вещества. Сферизация диска при $\Delta t \gtrsim 3t_c$ приведет к замедлению остывания и, по-видимому, может увеличить излучение диска-протоскопления, что связано с дополнительным выделением гравитационной энергии. Флуктуации температуры и плотности, а также учет возмущения движения в плоскости диска также влияют на излучение сгущений и могут в несколько раз увеличить излучение, особенно в высокочастотной области спектра.

Излучение энергии диском, играющее важную роль во взаимодействии диска с окружающей межгалактической средой и в возможных наблюдательных проявлениях диска, рассчитывалось по профилям

температуры и плотности, полученным с учетом остывания в предположении стационарной степени ионизации электронным ударом. Учитывалось тормозное и рекомбинационное излучение H II и He III: Излучением в линиях пренебрегали, так как 1) область температур, в которой существенно излучение в линиях, охватывает малую массу и 2) фотоионизация газа собственным излучением, не учитываемая в расчетах, должна повышать степень ионизации и добавочно уменьшать роль излучения в линиях.

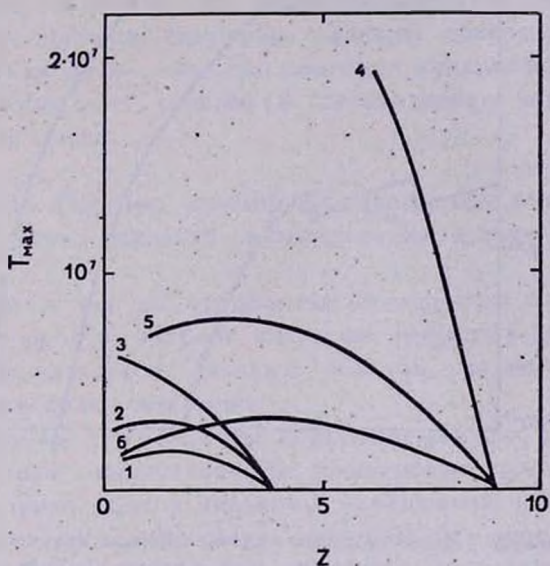


Рис. 5. Кривые, отмеченные цифрами 1, 2 и 3, иллюстрируют влияние Ω на величину максимальной температуры в диске. В этих вариантах вид спектра возмущений одинаков, $n=1$, а Ω равно 0.1; 0.3 и 1, соответственно. Кривые 4, 5 и 6 показывают влияние вида спектра возмущений. При одинаковом значении $\Omega=0.3$ показатель спектра принимал значения 0; 1 и 2, соответственно.

Характерный вид спектров излучения диска для различных показателей спектра начальных возмущений n изображен на рис. 6. Видно, что главную роль играет рекомбинационное излучение гелия. В высокочастотной области излучение диска определяется наиболее горячим газом, т. е. периферией диска, непосредственно прилегающей к ударной волне. В этой области наиболее заметно влияние адиабатического расширения, приводящего к уменьшению и температуры, и плотности, а значит и к резкому падению излучения в высокочастотной области спектра с течением времени.

По результатам расчетов для спектра возмущений плотности, соответствующего значению $n = 1$, была составлена аппроксимацион-

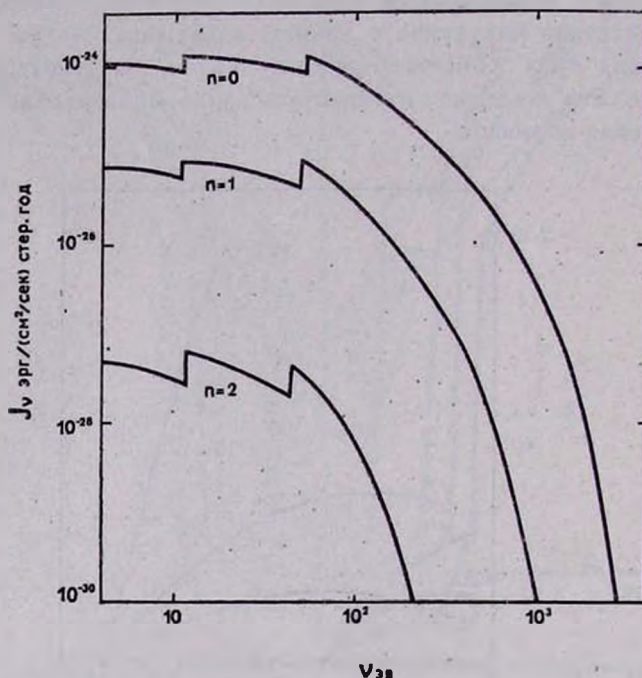


Рис. 6. Показана высокочастотная часть спектра излучения диска сгущения для вариантов с различными спектрами начальных возмущений.

ная формула для излучения гелиево-водородной плазмы с 30% содержанием гелия по весу:

$$J_H = A_H (\Omega h^3)^{3/2} (1+z)^4 e^{-k_H \nu / \nu_L} \frac{\varepsilon r_1}{\text{см}^2 \text{ сек } \mu \text{ стер}}; \quad (13)$$

$$J_{He} = A_{He} (\Omega h^3)^{3/2} (1+z)^4 \frac{\nu_L}{\nu} e^{-k_{He} \nu / \nu_L} \frac{\varepsilon r_1}{\text{см}^2 \text{ сек } \mu \text{ стер}}, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} z &\leq z_c, \quad A_H = 1.5 \cdot 10^{-25}; \quad A_{He} = 3.7 \cdot 10^{-25}; \\ k_H &= 22.6 z_c^2 (4.6 + z_c)^{-2} (z_c - z)^{-1} (z_c + 3z)^{-1}; \\ k_{He} &= 10.5 z_c^2 (4.6 + z_c)^{-2} (z_c - z)^{-1} (z_c + 2z)^{-1}; \end{aligned}$$

ν_L — граница лаймановского континуума для водорода. J_H описывает

излучение водорода при $\nu > \nu_1$, $J_{H\alpha}$ — излучение гелия при $\nu > 4\nu_L$. В области $\nu < \nu_L$ излучение описывается (13) с добавлением множителя 0.5. По-видимому, интенсивность излучения в (13)—(14) занижена в несколько раз по сравнению с реальной трехмерной задачей из-за использования в расчетах одномерного приближения, как это обсуждалось выше. Вид спектров и интенсивность излучения очень сильно зависят от выбранного вида спектра возмущений. Особенно сильна зависимость от показателя степени l в формуле (6) в высокочастотной области. По-видимому, наблюдение в мягком рентгене может дать сильные ограничения на допустимые значения l .

Необходимо отметить, что формула (13)—(14) показывает лишь зависимость от времени излучения единицы поверхности сгущения. Между тем, объем диска — быстро растущая функция времени, и этот факт также необходимо учитывать, рассматривая вопрос об общем энерговыделении диска.

Обсуждение. Коротко суммируем изложенные выше результаты численных расчетов динамики возникновения и эволюции сгущений-дисков:

1) Ударная волна не отрывается от вещества большой плотности. Движение фронта ударной волны по веществу (по лагранжевой координате) определяется, главным образом, заданием начального смещения и происходит медленно.

2) В эволюции сгущения на начальных стадиях ($\Delta t \lesssim 3t_c$) очень важную роль играет адиабатическое расширение сжатого газа в плоскости диска, приводящее к сильному уменьшению и температуры, и плотности газа в диске. Эволюция вещества без учета остывания (в одномерном приближении) допускает простое аналитическое описание (6)—(12).

3) Остывание вещества из-за излучения энергии охватывает примерно половину массы, сжатой ударной волной. На остывание вещества сильно влияет адиабатическое расширение газа.

4) Излучение энергии газом также уменьшается из-за адиабатического расширения, причем особенно сильно в высокочастотной области спектра. Это полностью опровергает выводы [5] о противоречии концепции дисков с наблюдениями внегалактического излучения в мягком рентгене. Получены аппроксимационные формулы, описывающие расчетный спектр излучения дисков при различных значениях z , z_c и Ωh^2 . Излучение сгущений-дисков очень сильно зависит (особенно в области высоких энергий) от вида спектра возмущений плотности.

5) Полученные результаты справедливы вплоть до сферизации дисков-протоскоплений, т. е. на интервале времени $\Delta t \sim (3 \div 5) t_c$. В дальнейшем адиабатическое расширение дисков должно прекратиться, остывание замедлится и излучение энергии диском возрастет по сравнению с приведенными выше формулами. Важную роль могут играть также возмущения движения в плоскости диска и флуктуации температуры и плотности на периферии диска,

6) Медленное движение ударной волны по веществу заставляет пересмотреть развитую в [2] картину взаимодействия сгущений с межгалактическим газом. Важнейшую роль начинает играть взаимодействие излучения дисков с межгалактическим газом, нагрев и ионизация газа, не вошедшего в сгущения, излучением дисков. Этот вопрос, как и вопрос о наблюдательных проявлениях дисков-сгущений, будет рассмотрен в другой работе.

7) Еще раз подчеркнем, что сделанные выше численные оценки не учитывают ряда важных факторов и поэтому могут в дальнейшем изменяться. Однако выявленные в расчете качественные эффекты эволюции дисков-сгущений, несомненно, отражают реальность.

Пользуясь случаем, благодарим Я. Б. Зельдовича, Я. М. Каждана и Г. С. Бисноватого-Когана за полезное обсуждение затронутых выше вопросов и помощь в работе.

Приложение

Численно на ЭВМ решалась следующая задача. Во фридмановской модели Вселенной зададим малое адиабатическое одномерное возмущение. Возмущение плотности и скорости выбраны так, чтобы выделить растущую моду. Амплитуда возмущений задается условием возникновения особенности в распределении плотности при $z = z_c$. При $z > z_c$ движение всего вещества точно описывается формулой (1), [2, 11]. При $z < z_c$ формула (1) справедлива лишь для вещества, не сжатого ударной волной. Движение вещества, сжатого и разогретого на фронте ударной волны, описывается системой газодинамических уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = 0; \quad (15.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\ddot{a}}{a} x_i - 3 \left(\frac{\ddot{a}}{a} x_i - a q_i \right); \quad (15.2)$$

$$p = \epsilon R T / \mu; \quad (15.3)$$

$$\frac{3}{2} \frac{R}{\mu} \frac{dT}{dt} - \frac{p}{\rho^2} \frac{dp}{dt} = - \frac{L}{\rho}, \quad (15.4)$$

где ρ — плотность вещества, u — скорость, p — давление, T — температура, $\ddot{a} = d^2a/dt^2$, x_i — эйлеровы координаты частицы, q_i — лагранжевы координаты частицы, $R = 8.31 \cdot 10^7$ эрг/град моль — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярный вес, L — скорость охлаждения единицы объема.

В уравнении Эйлера (15.2) явно учтен одномерный характер возмущений: движение в плоскости x_1x_2 носит характер однородного расширения, что не создает градиента давления.

В рассматриваемом одномерном случае можно проинтегрировать уравнение Пуассона и найти в явном виде ускорение (2-й и 3-й члены в правой части уравнения (15.2)), возникающее под действием силы тяготения.

Уравнение (15.4) описывает потери энергии на излучение. При расчете скорости охлаждения L учитывались три процесса: тормозное излучение, излучение при рекомбинациях и излучение в линиях гелиево-водородной плазмы. Предполагалось, что степень ионизации газа совпадает со стационарной степенью ионизации электронным ударом при температуре газа. Фотоионизацией собственным излучением пренебрегали. Влияние комптоновского охлаждения на квантах реликтового излучения в рассматриваемых условиях ($z < 10$) пренебрежимо мало. Поскольку возникающее сгущение прозрачно для излучения, а влияние электронной теплопроводности несущественно, то каждый элемент объема охлаждается независимо от остальных. Процесс охлаждения рассчитан без обратного влияния на движение вещества, но влияние повышения плотности при остывании на излучение энергии учитывалось.

Граничными условиями для системы уравнений (15) служили условия на фронте ударной волны. Как известно, на фронте ударной волны существуют три соотношения, связывающие параметры до и после волны [18, 19], и выражающие законы сохранения массы, импульса и энергии. Параметры до фронта ударной волны находятся из известного закона движения вещества (1), что позволяет определить и параметры вещества за фронтом. В рассматриваемом случае с большой точностью выполняются (более простые) условия, относящиеся к случаю сильной ударной волны.

Начальные данные можно получить из аналитического расчета начальной стадии формирования сгущения при $z_c - z \ll z_c$.

Система уравнений (15) решалась численно на ЭВМ. Алгоритм расчета основан на разностной схеме, предложенной в [20] и позволяющей рассчитывать ударные волны произвольной амплитуды.

Институт прикладной математики
АН СССР
Московский физико-технический
институт

THE FORMATION AND EVOLUTION OF INHOMOGENEITIES IN NON-LINEAR THEORY OF GRAVITATIONAL INSTABILITY

A. G. DOROSHKOVICH, S. F. SHANDARIN

The process of the formation and evolution of disc-like condensations of matter (protoclusters of galaxies) appearing in the non-linear stage of growth of adiabatic perturbations is considered on the basis of numerical one-dimensional calculations. The influence of various parameters (such as: the initial spectrum of perturbations, the parameters of the cosmological model, the time of the origin of the disc) is investigated on the properties and parameters of the contracted gas. The originating shock wave is shown not "tear off" from the disc and a large part of the matter can not be heated in the shock waves. The unheated matter is ionised by ultra-violet and soft x-rays from protoclusters and keeps temperature about 10 at x . Expansion in the disc plane is shown to lower considerably the density and temperature of contracted gas, resulting in the fall of the emission of the protoclusters particularly in the high frequency band. Thus the conclusion made in [5] about contradictions of the adiabatic theory and the observations in soft x-rays is not confirmed by more accurate calculations.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 6, 319, 1970.
2. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, *Astron. Astrophys.*, 20, 189, 1972.
3. А. Г. Дорошкевич, С. Ф. Шандарин, *Астрон. ж.* (в печати); Препринт № 7, ИПМ АН СССР, 1973.
4. А. Г. Дорошкевич, *Астрон. ж.*, 49, 1221, 1972.
5. А. Д. Нариц, *Астрон. цирку.*, 732, 5, 1973.
6. S. Hayakawa, et al., *Astrophys. Space. Sci.*, 16, 373, 1971.
7. A. N. Bunner, et al., *Nature*, 223, 1222, 1969.
8. М. С. Лонгетр, Р. А. Сюняев, *УФН*, 105, 41, 1971.

9. D. Mc. Cammon et al., *Ap. J.*, (Lett.), 168, L 33, 1971.
10. P. Gorenstein, W. H. Tucker, *Ap. J.*, 116, 333, 1927.
11. А. Г. Дорошкевич, В. С. Рябенский, С. Ф. Шандарин, *Астрофизика*, 9, 181, 1973.
12. Г. В. Чибисов, *Астрон. ж.*, 49, 74, 1972.
13. P. J. E. Peebles, I. T. Yu, *Ap. J.*, 162, 815, 1970.
14. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Доклад на 5-ой Международной конференции по ОТО, Тбилиси, 1968.
15. А. Г. Дорошкевич, *Астрофизика*, 6, 581, 1970.
16. E. R. Harrison, *Phys. Rev.*, D1, 2726, 1970.
17. Yu. B. Zeldovich, *M. N.*, 160, 1, 1972.
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика сплошных сред*, ГТТИ, 1953.
19. А. И. Жуков, Труды математического ин-та им. В. А. Стеклова АН СССР, 58, М., 1953.
20. С. К. Годунов, *Математический сборник*, 47, 89, 271, 1959.