АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.355

ЭВОЛЮЦИЯ ЭНТРОПИЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОСЛЕРЕКОМБИНАЦИОННУЮ ЭПОХУ. II. НЕЛИНЕЙНАЯ СТАДИЯ

А. С. ЗЕНЦОВА, А. Д. ЧЕРНИН

Поступила 26 декабря 1978

Исследуется нелинейная стадия развития первичных энтропийных возмущений, которые после рекомбинации превращаются в растущие сильные возмущения потенциального типа. Обсуждаются основанные на этом возможные варианты космогонического процесса в горячей Вселенной.

1. Нелинейное решение задачи о гравитационной неустойчивости в расширяющемся мире, предложенное Я. Б. Зельдовичем около десяти лет назад [2], послужило основой целого ряда дальнейших исследований по космогонии галактик и скоплений (см., например, [3, 4]). Решение тормажает тенденцию к уплощению сгущений вещества в ходе развития гравитационной неустойчивости в нелинейном режиме. Оно относится к масштабам, превосходящим длину Джинса, и потому давление счигается равным нулю. Решение характеризуется также следующими тремя свойствами:

А) в линейном приближении ($\delta\rho/\rho \ll 1$) оно соответствует растущей моде возмущений, известной по общей теории малых возмущений [5],

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_1 \sim t^{2/3}; \quad (1)$$

В) в нелинейной области ($\delta\rho/\rho \gtrsim 1$) решение является точным, если возмущение зависит лишь от одной декартовой координаты; в этом случае оно имеет вид

$$\begin{aligned} x_1(t, \chi_1) &= t^{2/3} \chi_1 + t^{4/3} \beta(\chi_1), \\ x_2(t, \chi_2) &= t^{2/3} \chi_2, \quad x_3(t, \chi_3) = t^{2/3} \chi_3, \end{aligned} \quad (2)$$

где x_1, x_2, x_3 — эйлеровы, а χ_1, χ_2, χ_3 — лагранжевы координаты, $\beta(\chi_1)$ — произвольная функция выделенной координаты χ_1 ;

С) экстраполяция решения на трехмерный случай в форме

$$x_i(t, \chi_1, \chi_2, \chi_3) = t^{2/3} \chi_i + t^{4/3} \beta_i(\chi_1, \chi_2, \chi_3), \quad i = 1, 2, 3 \quad (3)$$

является хорошим приближением, как это следует из сравнения с численными решениями для нескольких частных случаев.

Ниже мы дадим более общее решение задачи о гравитационной неустойчивости в той же постановке; новое решение сохраняет свойства А) и В), а вероятнее всего, и С). Оно, однако, содержит дополнительную произвольную функцию координат, что допускает независимое задание «начальных условий» для плотности и скорости среды. Последнее существенно для картины первичных энтропийных неоднородностей, рассматриваемых нами в первой части этой работы [1]. В этой картине возмущения плотности и скорости действительно независимы в начале развития гравитационной неустойчивости.

2. Если возмущение является функцией одной декартовой переменной,

$$x(t, \chi_1) = a(t) \chi_1 + \delta x(t, \chi_1), \quad (4)$$

то уравнения движения и неразрывности

$$\frac{dV_i}{dt} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x_i}, \quad V_i = \frac{\partial x_i}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\varphi \operatorname{div} \vec{V} \quad (6)$$

и уравнение Пуассона

$$\Delta \varphi = 4\pi G \rho \quad (7)$$

сводятся к одному уравнению второго порядка относительно $\delta x(t, \chi_1)$:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\partial}{\partial \chi_1} \delta x(t, \chi_1) + 2 \frac{\ddot{a}}{a} \frac{\partial}{\partial \chi_1} \delta x(t, \chi_1) = 0. \quad (8)$$

Здесь $a(t)$ — масштабный фактор модели Фридмана.

Учитывая, что

$$\ddot{a} = -\frac{GM}{a^2} = -\frac{4\pi}{3} G_0 a, \quad z \ll z_1 \approx 100, \quad (9)$$

можно переписать уравнение (8) (после тривиального интегрирования по χ_1 и отбрасывания несущественной функции времени) в виде

$$\frac{\partial^2 \delta x}{\partial t^2} = \frac{2GM}{a^3} \delta x. \quad (10)$$

Если перейти от дифференцирования по t к дифференцированию по a , найдем вместо (10):

$$a^2 \left(1 + k \frac{a}{a_0} \right) \frac{\partial^2 \delta x}{\partial a^2} - \frac{1}{2} a \frac{\partial \delta x}{\partial a} - \delta x = 0, \quad (11)$$

где $k = 1, 0, -1$, соответственно для открытой, плоской и закрытой моделей Фридмана и выбрано $a_0 = a(\eta = 1)$ (см. формулу (16) в [1]), η — безразмерное космологическое время, связанное с возрастом мира t и масштабным фактором метрики Фридмана $a(t)$ соотношением $cdt = ad\eta$.

При $k = 0$ общий интеграл находится без труда:

$$\delta x = C_1 a^2 + C_2 a^{-1/2}, \quad k = 0, \quad a \sim t^{2/3}, \quad (12)$$

где C_1, C_2 — произвольные функции χ_1 . Соответственно этому плотность вещества

$$\rho = \frac{\text{const}}{a^3 \left(1 + \frac{1}{a} \frac{\partial \delta x}{\partial \chi_1} \right)} = \frac{1}{6\pi c t^2} \left(1 + t^{2/3} \frac{\partial C_1}{\partial \chi_1} + t^{-1} \frac{\partial C_2}{\partial \chi_1} \right)^{-1}. \quad (13)$$

Решение (12), (13) служит также асимптотикой для $k \neq 0$ при $a \ll a_0$.

При $k = 1$, что соответствует $\Omega < 1$, асимптотика при больших t , т. е. для инерциального режима расширения фона, имеет вид

$$\delta x = D_1 a + D_2, \quad k = 1, \quad a \gg a_0, \quad a \sim t, \quad (14)$$

где D_1, D_2 — произвольные функции χ_1 . Нелинейное асимптотическое решение (14) имеет тот же вид, что и линейное решение [5] на стадии инерциального разлета; фактически это означает отсутствие гравитационной неустойчивости, так как возмущенное движение в (14) тоже инерциально. (Стоит заметить, что для трехмерных сферически симметричных возмущений усиление в нелинейном режиме может продолжаться и на стадии, когда внешняя невозмущенная среда расширяется инерциально — см., например, [6]). Точное решение уравнения (11) для $k = 1$ найти не удастся; может быть, однако, предложена простая интерполяционная формула, правильно передающая асимптотики $a \ll a_0$ (то есть (12)) и $a \gg a_0$ (то есть (14)):

$$\delta x = C_1 \frac{a^2}{1 + a/a_0} + C_2 \left(\frac{1 + a/a_0}{a} \right)^{1/2}, \quad k = 1. \quad (15)$$

3. Точное решение (12), (13) является общим в том смысле, что оно содержит максимальное число (две в одномерном случае) независимых произвольных функций координаты, необходимых и достаточных для удовлетворения независимых «начальных условий» для плотности и скорости в области возмущения. Если «начальные условия» формулируются на линейной стадии эволюции возмущений (скажем, на момент рекомбинации, как это делается в современных теориях образования галактик), функции $C_1(\chi_1)$ и $C_2(\chi_1)$ просто выражаются через относительное возмущение плотности $\delta\rho/\rho$ и относительное возмущение скорости $\delta v/v$ в соответствующую раннюю эпоху $t = t_R$:

$$\left. \frac{\delta\rho}{\rho} \right|_{t_R} = -i_R^{2/3} \frac{\partial C_1}{\partial \chi_1} - t_R^{-1} \frac{\partial C_2}{\partial \chi_1}, \quad (16)$$

$$\left. \frac{\delta v}{v} \right|_{t_R} = \left. \frac{\partial \delta x}{\partial t} \frac{1}{\partial x} \right|_{t_R} = 2t_R^{2/3} \frac{C_1}{\chi_1} - \frac{1}{2} t_R^{-1} \frac{C_2}{\chi_1}. \quad (17)$$

При $C_1 \equiv C_2 \equiv 0$ возмущение отсутствует. При $C_1 \neq 0$, $C_2 = 0$ решение (12), (13) совпадает с (2), причем возмущения плотности и скорости в момент t_R не независимы и выражаются через одну и ту же функцию $C_1(\chi_1)$. Если, например, $C_1 = a \cos \chi_1$ (см. [2]), то $\delta v/v = = 2t_R^{2/3} a (1 - F)^{1/2} / \arcsin F$, где $a = \text{const}$, $F = (\delta\rho/\rho) a^{-1} t_R^{-2/3} < 1$. Общее решение (12), (13), не связанное таким условием, необходимо, в частности, для анализа эволюции первичных энтропийных возмущений, порождающих после рекомбинации новые потенциальные движения, рассмотренные в работе [1]. При $C_1 \equiv 0$, $C_2 \neq 0$ отклонения от фридмановского решения падают со временем, однако при малых временах член, содержащий функцию C_2 , существенен, и вблизи начала расширения, когда $t \rightarrow 0$, он преобладает. В этой асимптотике

$$x_1 \sim x_2 \sim t^{2/3}, \quad x_3 \sim t^{-1/3}, \quad t \rightarrow 0. \quad (18)$$

Такая сильно анизотропная динамика совпадает со случаем однородной анизотропной космологической модели Казнера

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a_1^2 d\chi_1^2 - a_2^2 d\chi_2^2 - a_3^2 d\chi_3^2, \quad (19)$$

$$a_1 \sim a_2 \sim t^{2/3}, \quad a_3 \sim t^{-1/3}.$$

Последняя является, как известно [7], вакуумным решением уравнений ОТО и служит асимптотикой при $t \rightarrow 0$ для анизотропного решения с пылевидным (давление равно нулю) веществом.

В линейной области, когда $\delta x \ll x$, решение (12), (13) соответствует комбинации двух мод малых возмущений, фигурирующих в соотношении

(43) работы [1]. Вторая из них является, по терминологии [5], координатной: она соответствует сдвигу начала отсчета времени, т. е. вариации момента начальной сингулярности (см. [8]). В теории [5] возмущения такой природы исключены (преобразованием координат) и общее решение — в линейном приближении — складывается из первой моды и еще одной, падающей,

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_3 \sim t^{-2/3}, \quad (20)$$

которая в решениях (2) и (12), (13) не содержится*.

При экстраполяции решения (12), (13) на трехмерный случай** получим по образцу (3):

$$x_i(t, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3) = t^{2/3} \gamma_i + t^{4/3} \beta_i(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3) + t^{-1/3} \gamma(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3) \quad (21)$$

$$i = 1, 2, 3.$$

Функция $C_1(\gamma_1)$ превращается при этом в тройку функций от трех координат, $C_1(\gamma_1) \rightarrow \beta_i(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$; функция же $C_2(\gamma_1)$ остается одной (это связано с указанным выше происхождением соответствующей моды возмущений), но также зависит теперь от всех пространственных переменных, $C_2(\gamma_1) \rightarrow \gamma(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$. Полное число независимых произвольных функций координат в приближенном трехмерном решении (21) равно четырем, как это и должно быть для задания независимых «начальных условий» для плотности и трех компонентов скорости.

Характер эволюции возмущений, следующий из решения (2), (3), качественно сохраняется и в решениях (12), (13) и (21). Вклад слагаемого, содержащего дополнительную функцию координат, убывает со временем; в этом смысле решение (2), (3) устойчиво относительно движений, допускаемых общим решением (12), (13) и (21).

4. Усиление возмущений ведет в обоих рассмотренных выше решениях к пересечению траекторий частиц. После момента пересечения решения такого рода уже формально неприменимы. Наступающая вслед за этим заключительная фаза гравитационной неустойчивости существенно зависит от того, что в действительности представляют собой «частицы», подразумеваемые решениями (2), (3) и (12), (13), (21). В теории «близов» [2, 3, 10] это атомы водорода и гелия, из которых состоит непрерывная метагалактическая среда в послерекомбинационную эпоху. Пересече-

* Общего решения, содержащего все частные случаи, может не быть из-за нелинейности исходной системы уравнений.

** Обоснование такой экстраполяции для решения Зельдовича [2] дано в работе [9]; в нашем случае это требует дополнительного анализа.

ние траекторий, следующее из этих решений, фактически означает в данном случае возникновение ударной волны масштаба скоплений галактик [2, 10]. Эта возможность является единственной в картине первичных адиабатических, потенциальных возмущений. Если же первичные возмущения имели энтропийный характер, как мы здесь предполагаем, основываясь на результатах работы [11], то спектр теоретически допустимых возможностей гораздо богаче.

Первичные энтропийные возмущения выживают, как отмечалось, во всех масштабах, превышающих по массе масштаб отдельной звезды. Поэтому существенное значение приобретает характер распределения амплитуды неоднородности плотности по масштабам, т. е. спектр возмущений. Если (средняя) амплитуда круто спадает с ростом масштаба, то первыми должны, вероятно, обособляться объекты с массами вблизи джинсова предела в послерекомбинационную эпоху. $M_J \sim 10^5 - 10^6 M_\odot$ [12, 13]. Сгущения такой массы способны превратиться в гипотетические «правзезды» [12], а, может быть, и в шаровые скопления [13]; последние действительно являются самыми старыми объектами Вселенной и имеют как раз подходящую массу. Не входя в сравнительное обсуждение обоих вариантов, заметим, что в любом случае нелинейная фаза эволюции возмущений с массой вблизи джинсова предела не должна, по-видимому, вести к ударным волнам. При $M \sim M_J$ значительную роль играет дисперсия волн в газе, обязанная самогравитации [14]; дисперсия способна предотвратить укрупнение и «опрокидывание» волн, а тем самым и формирование гидродинамических разрывов.

В картине [12] предполагается, что шаровые скопления, формирующиеся вскоре после рекомбинации, сгущаются затем в галактики, а галактики в свою очередь собираются в скопления. На этом пути можно, как полагают, объяснить некоторые важные свойства космических систем (см. также [15]), хотя и не удастся избежать ряда трудностей, на которые указано недавно в работе [16]. По существу, процесс сгущения представляет собой гравитационную неустойчивость, но она развивается в «среде», «частицами» которой являются шаровые скопления. Решения (2), (3), (12), (13), (21) применимы и в этом случае; они описывают эволюцию возмущений в пространственном распределении шаровых скоплений для масштабов, гораздо больших среднего расстояния между ними. Слабые сгущения в этом распределении усиливаются со временем, что и ведет к образованию систем соответствующего масштаба. При этом пересечение траекторий, о котором упоминалось выше, уже не означает, очевидно, появления ударных волн (как это было бы в газе). «Газ», «частицами» которого являются шаровые скопления, нужно считать бесстолкновительным, и в нем вместо плоских слоев должны возникать более или менее сферические образования. Парные взаимодействия шаровых скопле-

ний становятся эффективными, когда соответствующие слои «газа» оказываются достаточно сильно сжатыми, но это ведет не к контактным столкновениям, а к релаксации системы. Процесс релаксации протекает сначала в сильно нестационарном состоянии системы в целом (ср. бурную релаксацию Линден—Белла [17]); можно ожидать, что он способствует дальнейшей сферизации, а также и гравитационному связыванию системы, которая в конечном итоге приходит в вириальное равновесие. Скорее всего, часть наиболее «быстрых» членов системы может испариться в ходе этого процесса, что и обеспечивает отрицательность полной механической энергии системы (если она сначала была несвязанной) или усиление гравитационной связи.

Вместе с тем, в среде должен параллельно развиваться, как нужно полагать, и другой процесс, в котором помимо шаровых скоплений участвует и окружающий газ. Конденсация среды в шаровые скопления вряд ли могла быть полной, и часть метагалактического материала несомненно должна была оставаться в газовой фазе. Газ также участвует в продолжающейся гравитационной неустойчивости, которая, таким образом, схватывает и бесстолкновительную и столкновительную компоненты среды, т. е. распределение шаровых скоплений и распределение газа. Решения для нелинейной фазы развития гравитационной неустойчивости, которые здесь обсуждаются, применимы и к такой двухкомпонентной среде, причем в конце ее пересечение траекторий означает для газа возникновение ударной волны.

Разогрев и сжатие газа благодаря ударным волнам и релаксация совокупности шаровых скоплений в общем самосогласованном гравитационном поле должны, по-видимому, вести к двухкомпонентной структуре возникающей таким образом системы, причем шаровые скопления формируют сферическую по форме подсистему, а газ, сжатый в плоский слой,— плоскую подсистему. Именно так и выглядят в общих чертах спиральные галактики с их сферической и плоской составляющими. Характерное для динамики плоской подсистемы быстрое вращение могло бы в такой картине быть результатом генерации вихрей в ударных волнах (эта возможность указана в общем виде в работе [18], разработка теории гидродинамических механизмов этого процесса в конкретных условиях метагалактической среды дана в работах [19—21]). Если же в данном участке среды генерация вихрей неэффективна, формируется, вероятно, не спиральная, а эллиптическая галактика.

5. С течением времени развитие гравитационной неустойчивости переводит в нелинейный режим эволюцию возмущений все больших масштабов (при падающем спектре первичных энтропийных возмущений). Вслед за формированием протогалактик должно происходить формирование

протогрупп и протоскоплений; этот процесс также охватывает двухкомпонентный «газ» — совокупность изолирующихся галактик (бесстолкновительная компонента) и диффузную метагалактическую среду, находящуюся в том же объеме. И снова бесстолкновительная компонента имеет тенденцию к формированию более или менее сферического остова скопления, а газ претерпевает разогрев и сжатие. Имеется, однако, принципиальное различие между этими двумя ступенями космогонического процесса: если на первом из них (образование галактик) газ, сжатый в плоский слой, быстро остывает и может затем фрагментировать и превратиться в конце концов в звезды, то на втором (образование скоплений) газ остается разреженным и горячим — вследствие медленности теплопотерь — вплоть до современной эпохи. Последнее находится в соответствии с известным наблюдательным фактом наличия значительных масс горячего газа в крупных скоплениях галактик. Сама же возможность этих двух качественно различных по физическим условиям этапов процесса может служить объяснением существования двух принципиально различающихся типов метагалактических систем — галактик и скоплений [22].

Намеченная здесь в общих чертах космогоническая схема исходит из представления об энтропийных возмущениях как о форме догалактической структуры в ранней Вселенной. Падающий спектр неоднородностей плотности обуславливает развитие космогонического процесса от меньших масштабов к большим; однако картина не сводится к одному лишь последовательному сгущиванию объектов, а включает в себя и газодинамические явления в сильно возбужденном состоянии метагалактической среды на нелинейной фазе гравитационной неустойчивости. Альтернативная схема, в которой происходит формирование сначала самых крупных образований — газовых протоскоплений, — предполагает, что в спектре исходных энтропийных возмущений наибольшие по масштабу космические системы были представлены наибольшими амплитудами. В этом случае энтропийные возмущения меньших масштабов «выживающие» в горячем мире, служат естественными затравками для гравитационной фрагментации газовых протоскоплений, а затем и протогалактик.

Физические механизмы эволюции возмущений в послерекомбинационную эпоху, рассмотренные в настоящей работе, эффективно действуют в обоих упомянутых вариантах космогонической схемы. На этих механизмы мы и обращаем, главным образом, внимание в данной работе. Выбор же между различными космогоническими гипотезами требует анализа сложной «обратной задачи», опирающейся на совокупность решенных теоретических проблем и наблюдательные сведения о современном состоянии крупномасштабных структур и реликтового фона.

THE EVOLUTION OF ENTROPY PERTURBATIONS AT THE POST-RECOMBINATION EPOCH. II. THE NON-LINEAR STAGE

A. S. ZENTSOVA, A. D. CHERNIN

A non-linear stage of the evolution of primordial entropy perturbations is studied at the post-recombination epoch when the perturbations transform into the growing strong perturbations of potential type. In this framework possible versions of the general cosmogonic trend in the hot Universe are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Зенцова, А. Д. Чернин, *Астрофизика*, 15, 473, 1979.
2. Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 6, 119, 1970.
3. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1976.
4. Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин, *Введение в космологию*, Наука, М., 1978.
5. Е. М. Лифшиц, *ЖЭТФ*, 16, 587, 1946.
6. В. А. Рубан, А. Д. Чернин, *Труды VI Всесоюзной школы по космофизике*, Апатиты, 1969.
7. Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников, *УФН*, 80, 391, 1963.
8. Ya. B. Zeldovich, *Adv. Astron. Astrophys.*, 3, 241, 1965.
9. А. Г. Дорошкевич, В. С. Рябенский, С. Ф. Шандарин, *Астрофизика*, 9, 257, 1973.
10. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, *Astron. Astrophys.*, 20, 189, 1972.
11. А. С. Зенцова, А. Д. Чернин, *Письма АЖ*, 3, 488, 1977.
12. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Астрон. ж.*, 44, 295, 1967.
13. P. J. E. Peebles, R. H. Dicke, *Ap. J.*, 154, 891, 1968.
14. В. А. Антонов, А. Д. Чернин, *Астрон. ж.*, 54, 315, 1977.
15. R. Gutt, M. Rees, *Astron. Astrophys.*, 45, 365, 1975.
16. S. van den Bergh, *Astron. Astrophys.*, 44, 231, 1975.
17. D. Lynden-Bell, *M. N.*, 136, 101, 1967.
18. А. Д. Чернин, *Письма ЖЭТФ*, 11, 317, 1970.
19. A. D. Chernin, A. S. Silbergleit, Ye. A. Tropp, *Astrophys. Space Sci.*, 43, 175, 1976.
20. A. D. Chernin, *Astrophys. Lett.*, 19, 95, 1978.
21. A. С. Зильберлейт, А. Д. Чернин, *Письма ЖЭТФ*, 3, 50, 1978.
22. А. Д. Чернин, *Астрофизика*, 13, 29, 1977.