АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

АВГУСТ, 1980

ВЫПУСК 3

УДК 524.6—85

ПЛАЗМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ ЗА ФРОНТАМИ МЕТАГАЛАКТИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН

А. С. ЗЕНЦОВА, В. А. УРПИН

Поступила 18 июня 1979

Пересмотрена 3 декабря 1979

В работе исследуются плазменные процессы, которые могут происходить за фронтами ударных волн, соответствующих массивным протоскоплениям ($c M > 3 \cdot 10^{14} M_{\odot}$). Показано, что электронная теплопроводность будет существенно влиять на ход температуры за фронтами. Эволюция магнитного поля в таких протоскоплениях определяется в основном термоэффектами, а не гидродинамическими движениями. Рассмотрено развитие термомангнитной неустойчивости в плазме протоскоплений. Показано, что она может приводить к быстрой фрагментации протоскоплений на протогалактики. При этом образующиеся протогалактики будут обладать как вращательным моментом, так и затравочным магнитным полем.

1. *Введение.* В картине формирования галактик и скоплений галактик, разрабатываемой в последние годы (см., например, [1—2]), ключевая роль принадлежит сверхзвуковым движениям метагалактической среды. Они возникают в расширяющейся горячей Вселенной благодаря усилению гравитационной неустойчивостью первоначальных слабых возмущений и охватывают массы вещества, сравнимые с массами самых крупных космических структур. В соответствующих пространственных масштабах рано или поздно неизбежно формируются ударные волны, которые сжимают эти массы газа и «отключают» их от общего космологического расширения. Вместе со сжатием происходит и разогрев газа, причем для достаточно больших масс [3]

$$M > M_i \approx 3 \cdot 10^9 \Omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2} M_{\odot} \quad (1)$$

его температура превышает значение $T_i \approx 10^4$ К, при котором становит-

ся возможной столкновительная ионизация. В формуле (1) Ω — космологический параметр плотности (по-видимому, $0.07 < \Omega < 0.3$), z — красное смещение в эпоху формирования ударных волн (скорее всего, эта величина заключена в довольно узком интервале $10 > z > 3$ [3]).

Для масс галактик и скоплений, как видно из формулы (1), ударные волны оказываются ионизирующими и за их фронтами возможно развитие специфических плазменных процессов. В настоящей работе исследуются некоторые процессы, протекающие в условиях высоких температур (до $10^7 \div 10^8$ К), малых плотностей ($\sim 10^{-3} \div 10^{-5}$ см $^{-3}$) и гигантских пространственных масштабов ($\sim 10^{23} \div 10^{25}$ см). Мы покажем, что при таких условиях плазменные эффекты могут быть существенным фактором эволюции протогалактик и протоскоплений.

2. *Плазменные параметры протогалактик и протоскоплений.* Пространственный масштаб возмущения, охватывающего массу вещества M , выражается через космологическую плотность вещества $\rho(z) = 5 \cdot 10^{-30} \Omega (1 + z)^3$ г/см 3 :

$$L(z, M) = (3M/4\pi\rho)^{1/3} \approx 5 \cdot 10^{25} \Omega^{-1/3} (1+z)^{-1} M_{15}^{1/3} \text{ см.} \quad (2)$$

Здесь $M_{15} = M/10^{15} M_{\odot}$, значение постоянной Хаббла принято равным 50 км/с · Мпс. Для „отключения“ от космологического расширения требуется, чтобы гидродинамическая скорость в возмущении данного масштаба $L(z, M)$ сравнялась при данном красном смещении z с хаббловской скоростью регулярного космологического расширения:

$$V(z, M) \approx \frac{L}{\tau} \approx 2 \cdot 10^8 \Omega^{1/6} (1+z)^{1/2} M_{15}^{1/3} \text{ см/с} \approx V_{\text{Hubble}}. \quad (3)$$

В этой формуле τ — возраст мира при красном смещении z : $\tau \approx 3 \cdot 10^{17} \Omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2}$ с [2]. Величина $V(z, M)$ дает характерный масштаб для скорости любого возмущения с массой M на нелинейной стадии развития гравитационной неустойчивости. Возникновение и распространение по газу ударной волны — сложный нелинейный процесс, развивающийся по-разному в различных возмущениях. Однако для основной массы газа в каждом возмущении данного масштаба скорость натекания на фронт ударной волны близка к величине $V(z, M)$. В соответствии с этим можно оценить и характерную температуру газа за фронтом [2, 3]:

$$T_s \approx 0.1 \frac{m_p V^2}{k_B} \approx 5 \cdot 10^7 \Omega^{1/3} (1+z) M_{15}^{2/3} \text{ } ^\circ\text{К}, \quad (4)$$

k_B — постоянная Больцмана, m_p — масса протона.

Ударные волны масштаба скоплений галактик являются адиабатическими при $z < 10$ [4] и поэтому плотность за их фронтами

$$\rho_a = 4\varphi(z) = 2 \cdot 10^{-29} \Omega (1+z)^3 \text{ г/см}^3. \quad (5)$$

В масштабах галактик ударные волны изотермические [2]. Ниже мы будем интересоваться главным образом эволюцией сгущений масштаба протоскоплений, формируемых адиабатическими ударными волнами.

Оценим некоторые необходимые для дальнейшего плазменные параметры протоскоплений. Время «свободного пробега» электронов относительно кулоновских столкновений [5]

$$\begin{aligned} \tau_e &\approx \frac{3\sqrt{m_e} (k_B T)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} e^2 n \Lambda} \approx 6.6 \cdot 10^{12} \frac{T_8^{3/2}}{n_{-3}} \text{ секунд} \approx \\ &\approx 0.8 \cdot 10^{15} \Omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2} M_{15} \text{ секунд}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $T_8 \approx T/10^8$ К, n_{-3} — концентрация частиц, отнесенная к 10^{-3} см^{-3} (плазму считаем чисто водородной), m_e и e — масса и заряд электрона, Λ — кулоновский логарифм, $\Lambda = 38 - 1.2 \lg n_{-3} - 2.3 \lg T_8$. При рассматриваемых условиях $\Lambda \approx 40$, и в дальнейшем мы будем использовать это значение, пренебрегая слабой зависимостью Λ от n и T . Длина „свободного пробега“ электронов между последовательными кулоновскими столкновениями

$$l = \left(\frac{3k_B T}{m_e} \right)^{1/2} \tau_e \approx 4.3 \cdot 10^{22} \frac{T_8^2}{n_{-3}} \text{ см} \approx 4 \cdot 10^{21} \Omega^{-1/3} (1+z)^{-1} M_{15}^{4/3} \text{ см}. \quad (7)$$

Характерное время остывания горячего газа из-за комптоновского взаимодействия с реликтовым излучением порядка [2]

$$t_c \approx \frac{m_e c}{\sigma_T a T_r^4} \approx 9 \cdot 10^{19} (1+z)^{-4} \text{ секунд}, \quad (8)$$

a — постоянная Стефана — Больцмана, $\sigma_T = 6.7 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ — томсоновское сечение, T_r — температура реликтового излучения в эпоху z . Время высвечивания при свободно-свободных переходах в плазме [2]

$$t_{ff} \approx 3 \cdot 10^{18} T_8^{1/2} n_{-3}^{-1} \text{ секунд} \approx 2 \cdot 10^{20} \Omega^{-5/6} (1+z)^{-5/2} M_{15}^{1/3} \text{ секунд}. \quad (9)$$

В горячей плазме электронная теплопроводность может приводить к эффективному переносу тепла и оказывать существенное влияние на физические процессы в протоскоплениях. Характерное время «рассасывания» неоднородностей температуры с масштабом λ

$$t_x(\nu) \approx \frac{3k_B n \lambda^2}{4x} \approx 2.5 \cdot 10^{17} \lambda_{25}^2 T_8^{-5/2} \text{ секунд.} \quad (10)$$

где $x \approx 3.16 nk_B^2 T_e / m_e \approx 4 \cdot 10^{13} T_8^{3/2}$ эрг/см $\cdot$ с $\cdot$ г — электронная теплопроводность полностью ионизованной плазмы (см., например, [5]), $\lambda_{25} = \lambda / 10^{25}$ см. Неоднородности T с масштабом L будут эволюционировать за время

$$t_x(L) \approx \frac{3k_B n L^2}{4x} \approx 10^{17} \Omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2} M_{15}^{-1} \text{ секунд.} \quad (11)$$

Длина свободного пробега электрона l меньше размера протоскопления L при $M < M_p \approx 10^{10} M_\odot$, т. е., по-видимому, для большинства протоскоплений. Поэтому для плазмы в таких объектах применимо гидродинамическое описание.

Сравним характерные времена t_c , t_{ff} , $t_x(L)$, τ и сделаем некоторые заключения об эффективности различных процессов в протоскоплениях. Как известно [2], $t_c < \tau$ при $z > z_c \approx 10 \Omega^{1/5}$ и на активной стадии космогонического процесса ($z < z_c$) комптоновское охлаждение не играет существенной роли. Свободно-свободные переходы приводят к эффективному охлаждению, если $t_{ff} < \tau$ или $T_8^{1/2} < 0.1 n_{-3} \Omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2}$ (но $T > 5 \cdot 10^5$ К). По-видимому, они существенны лишь на начальной и конечной стадиях развития гравитационной неустойчивости с масштабом типичных протоскоплений. Процессы, связанные с электронной теплопроводностью, протекают быстрее, чем гравитационное сжатие протоскоплений (или развитие гравитационной неустойчивости в масштабах галактик), если $M > 3 \cdot 10^{11} M_\odot$. Комптоновское охлаждение происходит медленнее, чем изменение температуры из-за теплопроводности при $M_{15} > 10^{-3} \Omega^{-1/2} (1+z)^{5/2}$. На активной стадии это неравенство выполняется с запасом, если $M > 3 \cdot 10^{11} M_\odot$. Таким образом, масса $M_{ch} \approx 3 \cdot 10^{11} M_\odot$ является в некотором смысле выделенной для протоскоплений. При $M < M_{ch}$ самым быстрым процессом, по-видимому, является гравитационная неустойчивость. Для скоплений с $M > M_{ch}$ наиболее быстрыми будут специфические плазменные процессы с характерными временами $t_x(L)$ или меньше (например, термомагнитная неустойчивость, изученная в следующем разделе). В соответствии с этим, два разных типа протоскоплений могут разными способами фрагментировать на протогалактики. Возможно, что характеристики галактик в массивных и маломассивных протоскоплениях благодаря этому будут в среднем различны. Отметим также, что при изучении магнитогидродинамических явлений в протоскоплениях с $M > M_{ch}$ совершенно не применимо понятие о вмороженности маг-

нитного поля (которое использовалось, например, в [6]), так как скорость дрейфа магнитного поля под действием градиента температуры v_T [5] ($v_T \approx k_B T_e / m_e L \approx 10^8 \Omega^{1.6} (1+z)^{1.2} M_{15}^{4/3}$ см/с) в таких объектах превосходит скорость гидродинамических движений за фронтом ударной волны.

В ходе формирования протоскопления температура газа за фронтом сначала возрастает и достигает значения T_e , а после этого начинает убывать по мере исчерпания кинетической энергии исходного движения газа. При этом самые горячие слои газа остывают медленно, а более холодные — быстрее и по истечении времени $\sim L/V$ возникает довольно неоднородное образование, в котором имеются разреженные горячие и плотные холодные слои (ср. [8, 9]). Охлаждение горячего газа происходит медленнее изменения гидродинамических характеристик движения (таких, как скорость натекания на фронт свежего газа и т. п.), но слои с массой $M_u < M < M_c \approx 2 \cdot 10^7 \Omega^{5/2} (1+z)^{15/2} M_\odot$ успевают тем не менее заметно охладиться за время от эпохи формирования ударных волн до современной эпохи.

В массивных протоскоплениях (с $M > 3 \cdot 10^{11} M_\odot$) электронная теплопроводность плазмы также может оказывать существенное влияние на ход температуры за фронтом ударной волны, особенно в той части протоскоплений, где газ нагрет до высоких температур. Отметим, что значительные массы газа в самых крупных образованиях могут и до сих пор сохранять высокую температуру. Как известно, горячий газ в скоплениях галактик действительно обнаружен в последние годы по его рентгеновскому излучению [10, 11].

3. *Термомагнитная неустойчивость плазмы протоскоплений.* Рассмотрим, так называемую, термомагнитную неустойчивость [12], которая может развиваться за фронтами ударных волн масштаба протоскоплений. При ее развитии в масштабах, соответствующих по массе отдельным галактикам или группам галактик, происходит быстрое нарастание малых возмущений плотности ρ , температуры T , магнитного поля $\vec{B}$, скорости гидродинамических движений $\vec{v}$, причем наряду с $\vec{v}$ растет и $\nabla \times \vec{v}$. Тем самым появляется возможность привлечь плазменные эффекты для объяснения происхождения галактик и их углового момента в рамках некоторой самосогласованной картины.

Для развития неустойчивости прежде всего необходимо наличие градиентов температуры и плотности [12]. Подобные неоднородности вполне могут встретиться в плазме протоскоплений (см. раздел 2). Развитие неустойчивости происходит следующим образом. Малые начальные возмущения температуры приводят к дрейфу электронов и, тем самым, к элек-

трическому току (так называемый, термоток). Этот ток будет возбуждать магнитное поле. Поле сильно влияет на электронный теплоперенос, приводя к появлению потока тепла, перпендикулярного ∇T и самому полю $\vec{V}$. При определенных условиях этот поток может быть подстроен таким образом, что станет усиливать первоначальные возмущения температуры и приведет к неустойчивости.

При решении задачи следует пользоваться уравнениями магнитной гидродинамики полностью ионизованной плазмы, выведенными Брагинским [5]. Мы не будем выписывать эти уравнения в общем виде из-за их громоздкости. Нам они понадобятся лишь в некотором частном случае. Будем изучать поведение возмущений на линейной стадии, когда все гидродинамические величины можно представить как сумму невозмущенной величины (будем отмечать ее индексом «0») и малого возмущения (с индексом «1»). Будем считать для простоты, что невозмущенные величины зависят лишь от одной координаты z . Возмущения, как обычно, считаем пропорциональными $\exp(i\omega t - i\vec{k} \cdot \vec{r})$, $\vec{k}$ — волновой вектор, $2\pi/|\vec{k}| = \lambda$ — длина волны, $\lambda \ll L$. Величину ω найдем из дисперсионного уравнения. При $\lambda \ll L$ можно не учитывать возмущений гравитационного потенциала, если термомагнитная неустойчивость развивается быстрее гравитационной. В этом случае можно также не учитывать регулярное движение плазмы за фронтом волны, т. е. считать $v_0 = 0$. Так как о наличии магнитного поля на активной стадии космогонического процесса не имеется ни каких-либо наблюдательных данных, ни достаточно обоснованных теоретических соображений, мы будем считать, что невозмущенное магнитное поле отсутствует: $\vec{B}_0 = 0$. Линеаризация уравнений движения, неразрывности и газового состояния выполняется элементарно:

$$i\omega v_1 = ikp_1/\rho_0, \quad (12)$$

$$i\omega \rho_1 = i\rho_0(k \cdot v_1), \quad (13)$$

$$\frac{p_1}{\rho_0} = \frac{p_1}{\rho_0} + \frac{T_1}{T_0}, \quad (14)$$

p — давление. В уравнении движения мы пренебрегли вязкими натяжениями (что допустимо, если $\lambda/L > (m_e/m_p)^{1/2}$; при $\lambda > l$ это неравенство заведомо выполняется для $M_{15} > 0.3$).

В уравнении индукции [5] можно пренебречь слагаемыми порядка $B_1 c^2 / 4\pi \alpha l^2$, описывающими джоулеву диссипацию магнитного поля ($\sigma = e^2 n_e \tau_e / 0.51 m_e$ — проводимость плазмы), по сравнению со вкладом термотокков в генерацию магнитного поля (он порядка $B_1 k_B T_0 \tau_e / m_e L^2$).

Это оправдано при $(k_B T_0 / m_e c^2) \omega_p^2 \tau_e^2 \gg (L/l)^2$, $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ — электронная плазменная частота; в плазме протоскоплений такое неравенство выполняется с большим запасом. В уравнении теплопереноса [5] можно пренебречь потоком тепла, переносимого ионами (это справедливо, когда ионы не замагничены), и потоком тепла, переносимого электрическими токами. Последнее справедливо при $(k_B T_0 / m_e c^2) \times \omega_p^2 \tau_e^2 \gg 1$. Поток тепла в этих условиях будет определяться лишь теплопроводностью плазмы. В уравнении теплопереноса также можно пренебречь работой лоренцовой силы. Тогда линеаризованные уравнения индукции и теплопереноса можно привести к виду:

$$\left\{ i\omega + 0.81 \frac{k_B}{m_e} \left[i\tau_e k_z \frac{dT_0}{dz} - \frac{d}{dz} \left(\tau_e \frac{dT_0}{dz} \right) \right] \right\} \vec{B}_1 \cdot (\vec{k} \times \vec{e}_z) = \tag{15}$$

$$= - \frac{icm_p}{2e\rho_0^2} (k^2 - k_z^2) \left(p_1 \frac{d\rho_0}{dz} - \rho_1 \frac{dp_0}{dz} \right),$$

$$\left\{ i\omega \rho_0 c_V + \gamma_0 k^2 + 5i\gamma_0 k_z \frac{d \ln T_0}{dz} \right\} T_1 - \tag{16}$$

$$- ip_0 (\vec{k} \cdot \vec{v}_1) = 1.82 i\gamma_0 \frac{e\tau_e}{m_e c} \frac{dT_0}{dz} \vec{B}_1 \cdot (\vec{k} \times \vec{e}_z),$$

$c_V = 3k_B/m_e$ — удельная теплоемкость при постоянном объеме. Приравняв нулю определитель системы (12)–(16), найдем ω . Мы получим решение, считая, что $\omega > kc_s = k(p_0/\rho_0)^{1/2}$, c_s — скорость звука (решив дисперсионное уравнение, мы убедимся, что такое соотношение выполняется в протоскоплениях). При этом условии корень, соответствующий термомагнитной неустойчивости, равен

$$i\omega = -0.81 ik_z \frac{k_B \tau_e}{m_e} \frac{dT_0}{dz} + \frac{k_B \tau_e}{m_e} \left\{ \left(1.01 - 1.82 \frac{k_z^2}{k^2} \right) \frac{dT_0}{dz} \frac{d \ln \rho_0}{dz} + \tag{17}$$

$$+ 1.22 \frac{dT_0}{dz} \frac{d \ln T_0}{dz} + 0.81 \frac{d^2 T_0}{dz^2} \right\}.$$

Нетрудно видеть, что $|\omega/kc_s| \approx (m_p/m_e)^{1/2} (l/L) \approx 3M_{15} > 1$ при $M_{15} > 1/3$ и допущение, сделанное нами при решении дисперсионного уравнения, выполняется. Характерное время роста неустойчивости t_0 равно $1/\text{Re } i\omega$.

Чтобы с определенностью говорить о развитии неустойчивости, необходимо знать ход плотности и температуры за фронтом ударной волны. Расчеты этих величин (правда, для скоплений несколько меньшей массы, чем $3 \cdot 10^{14} M_\odot$) производились в работе [9]. Авторы пришли к выводу, что ρ_0 за фронтом изменяется несколько медленнее, чем T_0 и p_0 ,

т. е. $d \ln \rho_0 / dz \approx -d \ln T_0 / dz$. Можно ожидать, что подобный вывод будет справедлив и для скоплений с $M > 3 \cdot 10^{14} M_\odot$. Тогда условие роста возмущений с волновым вектором $\vec{k}$ можно записать как

$$\left(0.21 + 1.82 \frac{k_z^2}{k^2}\right) \frac{dT_0}{dz} \cdot \frac{d \ln T_0}{dz} + 0.81 \frac{d^2 T_0}{dz^2} > 0.$$

Неустойчивость будет с необходимостью возникать, если

$$\left(\frac{dT_0}{dz}\right)^2 + 0.4 T_0 \frac{d^2 T_0}{dz^2} > 0. \quad (18)$$

Из результатов работы [9] видно, что за фронтом ударной волны есть области, где $d^2 T_0 / dz^2 > 0$ и условие (18) будет выполняться. Поэтому термомагнитная неустойчивость будет обязательно развиваться в плазме протоскоплений. Поскольку при решении задачи мы использовали гидродинамическое приближение, то можно говорить о неустойчивости возмущений лишь с длиной волны $\lambda > l$, т. е. $M > 5 \cdot 10^{11} M_{15}^4 M_\odot$. Такие возмущения соответствуют галактикам или группам галактик.

Если масштабы изменения T_0 и ρ_0 порядка масштаба протоскопления, то $t_0 \approx t_s(L)$. Однако вполне возможно, что за фронтом ударной волны есть области, где ρ_0 и T_0 изменяются довольно резко (масштаб меньше L). В этих областях неустойчивость может развиваться значительно быстрее, чем за время (11).

Возмущения будут нарастать согласно линейной теории до тех пор, пока они не станут порядка невозмущенных величин. После этого начинают играть роль различные нелинейные эффекты. Если $\omega \gg kc_s$, то нетрудно с помощью уравнений (12)—(16) оценить, что

$$\left| \frac{T_1}{T_0} \right| \approx \left| \frac{p_1}{p_0} \right| \approx \left| \frac{\omega^2}{k^2 c_s^2} \right| \left| \frac{\rho_1}{\rho_0} \right| \approx (3M_{15})^2 \left| \frac{\rho_1}{\rho_0} \right|,$$

и возмущение плотности в меньшей степени приводит к нелинейности (условие $p_1 \sim p_0$ достигается раньше, чем $\rho_1 \sim \rho_0$). Будем считать, что нарастание возмущений из-за термомагнитной неустойчивости заканчивается, когда $p_1 \approx p_0$ (или $T_1 \approx T_0$). Предположим, что при последующей эволюции протогалактик, образованных таким образом, их угловой момент J изменяется незначительно. Тогда мы можем оценить J .

По порядку величины угловой момент равен $\mathfrak{M} \lambda^2 |\nabla \times \vec{v}_1|$, $\mathfrak{M}$ — масса протогалактики, λ — длина волны возмущения, соответствующего протогалактике, $\vec{v}_1$ — характерная скорость в масштабе λ . По определению

$\lambda = (3\mathfrak{M}/4\pi\rho_a)^{1/3} \approx 1.4 \cdot 10^{21} \mathfrak{M}_{11}^{1/3} \Omega^{-1/3} (1+z)^{-1}$ см, $\mathfrak{M}_{11} = \mathfrak{M}/10^{11} M_\odot$. Тогда

$J \approx 4 \cdot 10^{92} \mathfrak{M}_{11}^{5/3} \Omega^{-2/3} (1+z)^{-2} |\nabla \times \vec{v}_1|$ г·см²/с. Величину $|\nabla \times \vec{v}_1|$ при $\omega > kc_*$ мы можем оценить из уравнения (12) как

$$|\nabla \times \vec{v}_1| \sim \frac{c_*}{L} \left(\frac{kc_*}{\omega} \right) \left(\frac{p_1}{p_0} \right) \sim 3 \cdot 10^7 \Omega^{1/6} (1+z)^{1/2} M_{15}^{-2/3} L^{-1} \left(\frac{p_1}{p_0} \right).$$

Полагая $p_1 \approx p_0$, получим максимальную оценку для ротора скорости, появляющегося в результате развития неустойчивости. Подставив ее в J , получим

$$J \approx 2 \cdot 10^{71} \mathfrak{M}_{11}^{5/3} M_{15}^{-1} \Omega^{-1/6} (1+z)^{-1/2} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}. \quad (19)$$

Такая оценка момента неплохо согласуется с наблюдательными данными (см., например, [13]). Соотношение (19), кроме того, позволяет делать некоторые выводы о распределении момента между галактиками. Так, угловой момент галактик растет с увеличением их масс, причем $J \propto \mathfrak{M}^{5/3}$. Зависимость момента от массы галактик изучалась Хейдманом [14]. Он нашел из наблюдательных данных, что угловой момент приблизительно пропорционален $\mathfrak{M}^{5/3}$. Это хорошо совпадает с нашим результатом. Отметим также, что галактики в более массивных протоскоплениях в среднем должны иметь меньший угловой момент, чем галактики в менее массивных протоскоплениях. Для галактик одинаковой массы, но входящих в различные протоскопления, среднее отношение моментов обратно пропорционально отношению масс этих протоскоплений.

Итак, мы показали, что плазменные явления могут играть значительную роль при фрагментации вещества массивных протоскоплений. Неустойчивости, и в первую очередь, вероятно, термомагнитная неустойчивость, способны вести к возникновению вихревых движений нужного масштаба и интенсивности. Протогалактики-сгущения получают также затравочное магнитное поле, которое в дальнейшем может усиливаться, например, различными динамо-механизмами. Кроме того, протогалактики имеют более низкую температуру, чем окружающий их разреженный газ. Благодаря этому после выхода неустойчивости на нелинейный режим возможно дальнейшее сжатие протогалактик под действием гравитации.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. Д. Чернину за постановку задачи и постоянную помощь в работе, а также Л. Э. Гуревичу, В. Н. Федоренко и Д. Г. Яковлеву за полезные обсуждения.

PLASMA PROCESSES BEHIND METAGALACTIC SHOCK FRONTS

A. S. ZENTSOVA, V. A. URPIN

The plasma processes which can take place behind the shock fronts corresponding to massive protoclusters are investigated. It has been shown that the electron thermal conductivity essentially influences the temperature distribution behind the fronts. The evolution of the magnetic field in these protoclusters is mainly determined by thermal effects but not by hydrodynamical motions. The growth of the thermomagnetic instability in the plasma of the protocluster is considered. It has been shown that it can lead to rapid fragmentation of protoclusters into protogalaxies. In this case the formed protogalaxies will possess a rotational momentum as well as an initial magnetic field.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
2. Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин, *Введение в космогоню*, Наука, М., 1978.
3. A. D. Chernin, A. S. Silbergleit, *Astron. Astrophys.*, 69, 119, 1978.
4. А. Д. Чернин, *Астрофизика*, 13, 69, 1977.
5. С. И. Брагинский, в сб. «Вопросы теории плазмы», ред. М. А. Леонтович, Госатомиздат, М., 1960.
6. I. Wasserman, *Ap. J.*, 224, 337, 1978.
7. A. D. Chernin, *Astrophys. Lett.*, 10, 125, 1972.
8. R. A. Syunyaev, Ya. B. Zeldovich, *Astron. Astrophys.*, 20, 189, 1972.
9. А. Г. Дорошкевич, С. Ф. Шандарин, *Астрофизика*, 9, 549, 1973.
10. H. Gursky, E. Kellogg, S. Murray, C. Leong, H. Tananbaum, R. Giacconi, *Ap. J.*, 167, L181, 1971.
11. S. Lea, I. Silk, E. Kellogg, S. Murray, *Ap. J.*, 184, L105, 1973.
12. А. Э. Долгинов, В. А. Урпин, *ЖЭТФ*, 1979, (в печати).
13. K. Innanen, *Ap. J.*, 143, 150, 1966.
14. N. Heidman, *Astrophys. Lett.*, 3, 153, 1968.