

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

546.11.027:524.3-36

ПРОИСХОЖДЕНИЕ ДЕЙТЕРИЯ

Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекinov

«Диагностика» ранней Вселенной легкими элементами. — Дейтерий в Солнечной системе и в Галактике. — Активные процессы на догалактической стадии эволюции Вселенной и дейтерий. — Галактическая эволюция и дейтерий.

ВВЕДЕНИЕ

Около двадцати лет назад в книге ¹ отмечалось, что имеется хорошее согласие между наблюдаемым обилием гелия и результатами расчетов в горячей модели Вселенной. Но авторы ¹ указывали на то, что окончательно вопрос может быть решен только после уточнения количества гелия, синтезируемого в звездах. В настоящее время сомнений в космологическом происхождении основной массы этого элемента нет. Более того, уточнение звездного вклада в производство гелия открывает широкие возможности для использования его наблюдаемого обилия с целью определения многих параметров космологических моделей (степени анизотропии, числа сортов нейтрино, удельной энтропии и т. д.).

Синтез химических элементов во Вселенной происходил в два этапа. Первый охватывал начальные фазы расширения длительностью несколько минут, и результатом его было образование самых легких элементов: гелия-4, гелия-3, дейтерия ². Синтез остальных элементов таблицы Менделеева начался лишь миллиард лет спустя рождением и деятельностью первых звезд ³. Этот этап продолжается и по сей день. Распространенности элементов являются, таким образом, отпечатком процессов, происходящих на различных стадиях эволюции Вселенной. Поэтому, изучая обилия химических элементов, можно было бы, в принципе, восстановить всю историю Метагалактики *).

Однако дело осложняется тем, что на втором этапе синтеза, когда вещество конденсируется в звезды и подвергается переработке, одновременно с производством тяжелых элементов изменяются и обилия легких (He^4 , He^3 , D). Тем самым искажается информация о начальных стадиях эволюции Вселенной. Какова степень и каков характер этих искажений? Можем ли мы по наблюдаемым обилиям гелия и дейтерия делать уверенные выводы о ранней Вселенной? Неопределенности данных, относящихся к вопросу, столь велики, что в их рамках сосуществуют различные мнения, иногда — диаметрально противоположные: либо космологические обилия гелия и дейтерия лишь незначительно изменены звездной эволюцией ⁴⁻⁶ **), либо вещество галак-

*) Наиболее уверенно обилия элементов определяются в веществе нашей и соседних галактик; дейтерий виден только в нашей Галактике.

***) Понятие «незначительно» для дейтерия подразумевает возможное изменение обилия в 2—3 раза, для гелия — на несколько процентов.

тик почти полностью переработалось звездами, так что начальные условия «замыслись»⁷⁻⁹; см. также замечания к докладу¹⁰.

В настоящем обзоре мы рассматриваем практически все механизмы, встречающиеся в литературе и способные сколь-нибудь заметно изменить обилия продуктов космологического нуклеосинтеза. Анализ их эффективности позволяет получить более определенные оценки величины этих изменений и, тем самым, использовать наблюдения легких элементов для отбора космологических моделей и определения их параметров.

1. «ДИАГНОСТИКА» РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ ЛЕГКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

В настоящее время наиболее хорошо согласующейся с наблюдениями представляется однородная изотропная горячая модель Вселенной — стандартная². Эту модель принято характеризовать следующими параметрами: «постоянной» Хаббла H_0 , средней плотностью вещества ρ_b или отношением ρ_b к критической плотности $\Omega_b = \rho_b/\rho_{cr}$, где $\rho_{cr} = 3H_0^2/8\pi G$, G — гравитационная постоянная; удельной энтропией $s = n_\nu/n_b$ — отношением числа квантов к числу барионов. Результаты расчетов обилий легких элементов, проведенных в рамках стандартной модели, зависят в той или иной степени от этих параметров, поэтому необходимо указать те пределы, в которые они заключены современными наблюдениями. Для определений постоянной Хаббла существуют несколько методик, приводящих в настоящее время к различным результатам: например, согласно¹¹, $H_0 = 50 \pm 7$ км/с·Мпс, а авторы¹² приводят значение $H_0 = 80 \pm 25$ км/с·Мпс. Вместе с тем имеются независимые ограничения на диапазон допустимых значений постоянной Хаббла. В частности, по возрастам радиоактивных изотопов установлена нижняя граница $H_0 > 40$ км/с·Мпс¹³. С другой стороны, наличие в Галактике старых шаровых скоплений, возраст которых во всяком случае не менее десяти миллиардов лет, дает возможность найти верхнюю границу $H_0 \leq \leq 100$ км/с·Мпс. Эти оценки слабо зависят от параметра Ω^*). Можно надеяться, что планируемые в ближайшем будущем одновременные наблюдения рентгеновского и инфракрасного излучений скоплений галактик позволят значительно уменьшить неопределенности в измерениях H_0 ^{14,15}. Эти же эксперименты дадут возможность существенно уточнить значение средней плотности вещества, разброс в определении которой в настоящее время достигает двух порядков величины. Средняя плотность, оцененная по видимой массе галактик¹⁶, $\rho_b > 5 \cdot 10^{-32} (H_0/50)^2$ г/см³. Эту нижнюю границу для ρ_b с учетом существующих наблюдений рентгеновского излучения от скоплений галактик¹⁷ можно, по-видимому, увеличить вдвое.

Измерения параметра замедления^{**}) дают возможность оценить полную плотность гравитирующего вещества во Вселенной Ω . Согласно¹⁸, верхняя граница $\Omega \leq 1$. В сложившейся ситуации наиболее точно определить Ω_b можно только исходя из данных по нуклеосинтезу легких элементов.

Наблюдения реликтового излучения в рэлей-джинсовской области спектра дают¹⁹ $T = 2,72 \pm 0,08$ К, в то время как для проинтегрированного по всем частотам фонового излучения получается²⁰ $T = 2,96 \pm_{0,06}^{0,04}$ К. Недавние эксперименты²¹ дали поток микроволнового излучения в 1,5—2 раза ниже, чем²⁰. Мы в дальнейшем будем полагать $H_0 = 50$ км/с·Мпс, $\rho_{cr} = 4,6 \times 10^{-30} h_0^2$ г/см³ и $S = 5,34 \cdot 10^7 (T/2,7)^3 (\Omega_b h_0^2)^{-1}$, $h_0 = H_0/50$ и учитывать все

*) Параметр Ω характеризует отношение полной плотности гравитирующей материи, включая массивные нейтрино и другие трудно наблюдаемые частицы, к критической плотности ρ_{cr} .

**) Параметр замедления $q = -R\ddot{R}/\dot{R}^2$, где $R(t)$ — масштабный фактор фридмановской модели; на современном этапе эволюции Вселенной $q = \Omega/2$. Мы ограничиваемся рассмотрением моделей с космологической постоянной Λ , равной нулю.

указанные выше неопределенности при сопоставлении результатов расчетов с наблюдениями.

Расчет обилий легких элементов, проведенный в рамках стандартной модели, дает результирующие массовые концентрации дейтерия (X), гелия-4 (Y) и гелия-3 (X_3), близкие к среднекосмическим^{5, 22, 23}. Как видно из рис. 1, наблюдаемая концентрация дейтерия $X = (2-3) \cdot 10^{-5}$ (см. п. 2) может быть получена только при плотности вещества $\rho_b \leq 4 \cdot 10^{-31}$ г/см³, что соответствует $\Omega_b \leq 0,09$. Выход гелия $Y = 0,24$ при такой плотности с учетом последнего звездного синтеза согласуется с наблюдениями в модели с двумя сортами нейтрино (ν_e и ν_μ). Увеличение числа сортов нейтрино, как впервые было показано Шварцманом²⁴, приводит к увеличению обилия гелия. Предложенная в²⁴ методика определения изменения выхода гелия в космологическом нуклеосинтезе в зависимости от числа сортов различных ультрарелятивистских частиц широко используется для получения различного рода ограничений на число их типов, массы, времена жизни и т.д. (см., например,^{25, 26}), к сожалению, часто без ссылок на²⁴.

Сейчас можно считать установленным наличие третьего типа нейтрино (ν_τ). Добавление каждого нового сорта релятивистских частиц приводит к ускорению темпа расширения Вселенной, в результате чего реакции слабого взаимодействия, устанавливающие «химическое» равновесие между нейтронами и протонами, «выключаются» раньше, при более высокой температуре. Соответствующее изменение обилия гелия равно

$$\Delta Y = \frac{\Delta (n/p)_0}{(n/p)_0 [1 + (n/p)_0]} Y_0,$$

где Y_0 — обилие He^4 в модели с двумя сортами нейтрино, $(n/p)_0$ — отношение концентраций нейтронов и протонов на момент «закалки» (выключения реакций). Так как $(n/p)_0 = \exp(-\Delta mc^2/T_0)$ и $\Delta mc^2 = 1,28$ МэВ, а темпера-

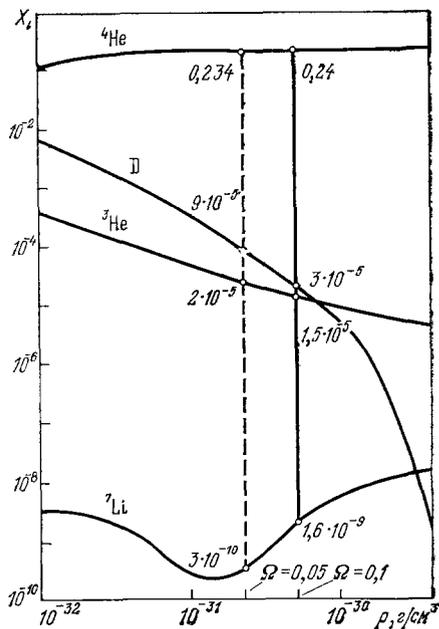
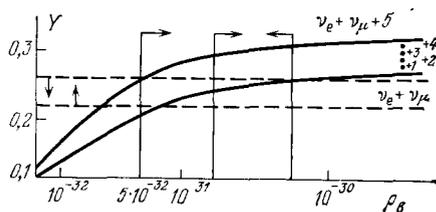


Рис. 1. Выход легких элементов в зависимости от средней плотности вещества в стандартной модели Вселенной²³.

Числами отмечены значения массовых концентраций при $\Omega_b = 0,1$ (сплошная линия) и $\Omega_b = 0,05$ (штриховая)

Рис. 2. Обилие He^4 в зависимости от средней плотности вещества в моделях с различным числом сортов нейтрино³⁰.

Горизонтальные линии — пределы на обилие гелия, накладываемые наблюдениями, вертикальные — пределы на плотность вещества: средняя — при $H_0 = 75$ км/с·Мпс, левая — при $H_0 = 50$ км/с·Мпс



тура T_0 пропорциональна $[(11/4) + (7/8) n_\nu]^{1/6}$ ²⁷, нетрудно оценить ΔY : $\Delta Y = 7 \cdot 10^{-3}$ при $n_\nu = 3$ ^{28, 29} и $\Delta Y = 2 \cdot 10^{-2}$ при $n_\nu = 6$ ³⁰. Зависимость выхода гелия от числа сортов нейтрино приведена на рис. 2.

Здесь уместно заметить, что неопределенность в измерениях постоянной распада нейтрона ($\tau_n = 918 \pm 14$ с) обуславливает $\Delta Y = 10^{-3}$, что совер-

ленно несущественно. Вариации T_{gel} от 2,7 К до 2,9 К вызывают изменение S в 1,25 раза, уменьшая тем самым выход He^4 на $\Delta Y = 0,002$ в модели с двумя сортами нейтрино и на $\Delta Y = 0,003$ — с шестью.

Сравнительные результаты расчетов выхода гелия-4 в стандартной модели при различных значениях параметров (T_{gel} и n_ν) с наблюдениями, можно указать допустимый диапазон плотности вещества. Анализ III областей в иррегулярных галактиках, проведенный Пеймбертом, дает обилие He^4 $Y = 0,225 \pm 0,015$. Кастелани, изучавший распределение гелия в шаровых скоплениях, приводит значение $Y = 0,23 \pm 0,01$ (по ³¹). Исследование содержания гелия в объектах с малой концентрацией металлов указывает на ограниченный диапазон обилий He^4 : $Y = 0,22—0,26$ ³². Недавние наблюдения распространенности гелия в 15 шаровых скоплениях дают среднее значение $Y = 0,23 \pm 0,02$ ³³. Низкое содержание металлов в перечисленных выше объектах позволяет считать, что количество He^4 в них слабо отличается от догалактического. Тогда легко показать, что $\rho_B = (5—23) \cdot 10^{-32}$ г/см³ (см. рис. 1), т. е. $\Omega_B \ll 1$.

С другой стороны, оценки вириальных масс скоплений галактик ³⁴ дают высокую плотность вещества ($\Omega \approx 0,3—1$). Это порождает трудности в объяснении наблюдаемых обилий гелия и дейтерия, если скрытая масса обусловлена обычным барионным веществом (см. рис. 1). Правда, скрытая масса может находиться в форме нейтрино с отличной от нуля массой покоя ($m_\nu \approx 10—30$ эВ) или в форме других трудно наблюдаемых частиц. Тогда это противоречие снимается. Следует отметить, что эксперименты по определению массы покоя нейтрино, выполненные вплоть до настоящего времени в различных лабораториях, дают противоречивые результаты ^{35,36}.

Кратко остановимся на ряде гипотез, выдвинутых в последнее время для решения проблемы происхождения дейтерия в космологических моделях с большой плотностью вещества $\Omega_B \sim 1$. Получение необходимого обилия D ($X \approx 5 \cdot 10^{-5}$) в таких моделях возможно при наличии развитых энтропийных возмущений ^{37—39}, сдвиговых возмущений ⁴⁰, испарения первичных черных дыр ^{41,42}, ненулевых лептонных чисел ^{43,44}. Действительно, в случае неоднородного распределения вещества средняя концентрация i -го элемента может быть вычислена достаточно просто, а именно

$$\bar{X}_i = \frac{\int X_i(r) \rho_B(r) dr}{\int \rho_B(r) dr} = \frac{\int X_i(\rho_B) \rho_B f(\rho_B) d\rho_B}{\int \rho_B f(\rho_B) d\rho_B}.$$

Если высокая средняя плотность барионов

$$\bar{\rho}_B = \frac{1}{V} \int \rho_B(r) dr$$

достигается за счет наличия островков высокой плотности в море вещества с низкой плотностью, требуемое обилие дейтерия может быть получено, как это видно из таблицы, только при очень большой амплитуде энтропийных возмущений ^{39,46}. В работе ⁴⁵ рассмотрено непрерывное логнормальное распределение неоднородностей по пространству, т. е.

$$f(\rho_B) = (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \rho_B^{-1} \exp \left[-\frac{(\lg \rho_B - \mu)^2}{2\sigma^2} \right].$$

Естественно, что и в этом случае для получения наблюдаемой концентрации дейтерия при $\Omega_B \sim 1$ необходимы очень сильные отклонения от средней плотности ($\sigma \approx 2$). Хотя выход гелия слабо зависит от Ω_B , при таких амплитудах энтропийных возмущений он достигает $Y = 0,3—0,32$, что заведомо противоречит наблюдениям, поскольку в процессе эволюции Галактики его обилие увеличивается на $\Delta Y = 0,03—0,06$ ⁶, в то время как наблюдаемая величина заключена в пределах $Y = 0,21—0,32$ ⁵. Аналогичные трудности возникают и в модели со сдвиговыми возмущениями ⁴⁰. В теориях великого объединения

Т а б л и ц а

$\bar{\rho}$, г/см ³	$7 \cdot 10^{-31}$	$7 \cdot 10^{-31}$	$1,27 \cdot 10^{-30}$	$1,27 \cdot 10^{-30}$	$4 \cdot 10^{-30}$	$4 \cdot 10^{-30}$
$\frac{\rho_1 - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}$	$1,4 \cdot 10^2$	10^3	$1,4 \cdot 10^2$	$9,9 \cdot 10^2$	$9 \cdot 10^3$	$9,9$
α_1	$5 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	10^{-4}	10^{-2}
\bar{X}	$2,7 \cdot 10^{-5}$	$5,8 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$
\bar{Y}	0,272	0,277	0,277	0,300	0,330	0,298

α_1 — доля объема, занимаемая областями с высокой плотностью; ρ_1 — значение плотности в этих областях

наблюдаемая удельная энтропия может быть выражена только через фундаментальные постоянные и массу X-бозона, поэтому некоторые авторы высказывают сомнение в существовании энтропийных возмущений^{47,48}.

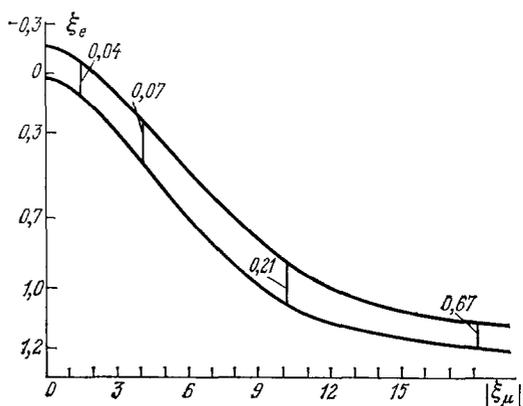


Рис. 3. Область значений электронного ξ_e и эффективного мюонного ξ_μ химпотенциалов, в которой выход D, He⁴ соответствует современным наблюдениям⁴⁴. Числами обозначено значение Ω_B : $\xi_e = \mu_e/kT$, ξ_μ определяется из соотношения
$$\rho c^2 = \sigma T_V^4 \left(1 + \frac{7}{2} + \frac{15}{4} \pi^{-2} \xi_\mu^2 + \frac{15}{8} \pi^{-4} \xi_\mu^4 \right)$$

В работе³⁹ исследовалось влияние адиабатических флуктуаций на выход легких элементов. Как оказалось, существенное увеличение обилия дейтерия при $\Omega \sim 1$ может быть достигнуто только при амплитудах возмущений $|\delta T/T| \approx 0,9-0,99$. Этот расчет был повторен в недавней работе⁴⁹ с тем же результатом. Однако такие возмущения «запрещены», так как, согласно⁵⁰, концентрация образующихся из них черных дыр с массами $10-10^3 M_\odot$ превысит все допустимые пределы.

Наблюдаемые обилия гелия и дейтерия ограничивают величины электронного и мюонного лептонных чисел узким диапазоном значений (рис. 3). Маловероятно, чтобы Вселенная специально «подбирала» эти числа для получения требуемых концентраций легких элементов. Ясно также, что в современных теориях элементарных частиц, где происходит нарушение закона сохранения барионного заряда, лептонный заряд также не сохраняется (подробнее см. ^{27, 210}).

Требуемое обилие дейтерия может быть получено при расщеплении ядер He⁴ энергичными нейтронами, испаряемыми первичными черными дырами^{41,42, 51}. Для того чтобы иметь догалактическое обилие дейтерия $X = 5 \cdot 10^{-5}$ при $\Omega_B = 1$, необходима плотность первичных черных дыр $\rho_{D,h}/\rho_B = 10^{-8}$. Дей

ствительно, в работе ⁴² проведен расчет нуклеосинтеза легких элементов в горячей модели Вселенной и получена зависимость выхода D, He³, He⁴ от параметров спектра масс первичных черных дыр. В частности, результирующая концентрация дейтерия при $T \ll T_0$

$$X = Y \left[1 - \exp \left(- \int_{T_0}^T \Lambda \frac{dt}{dT} dT \right) \right],$$

где $\Lambda \approx 8\Omega_{b,h} T^{8/3}$ — скорость расщепления гелия, $T_0 \approx 10^8$ К, параметр $\Omega_{b,h} \propto \rho_{b,h}/\rho_b$. Полагая $Y = 0,26$, при $T = 10^5$ К будем иметь $X = 5 \cdot 10^{-5}$, если $\rho_{b,h}/\rho_b = 10^{-8}$.

Интересно отметить новое направление исследований, связанное с расщеплением He⁴ антипротонами, в частности, и для производства дейтерия ^{52,53}. Увеличение массовой концентрации этого элемента за счет указанных процессов составит

$$\Delta X = \frac{1}{2} \begin{cases} Y(f_D + f_n) R & 10^3 \leq t \leq t_D \\ Y f_D R & t > t_D, \end{cases}$$

где f_n и f_D — среднее количество нейтронов и ядер D, образующихся в процессе аннигиляции, $R = n_p/n_p$ — относительная плотность античастиц, $t_D = 4,5 \cdot 10^6 \Omega^{2/3}$ с — момент времени, вплоть до которого освободившиеся нейтроны еще успевают захватиться протонами и образовать ядро D. Поскольку ΔX заведомо меньше 10^{-4} , удастся получить сильные ограничения на содержание антивещества во Вселенной, а также сузить класс допустимых моделей ранних стадий ее эволюции, связанных с теориями великого объединения ⁵³.

С другой стороны, сейчас большое внимание астрофизиков привлекает исследование космологических моделей, отличных от стандартной ⁵⁴⁻⁶⁰. В этих моделях предполагается либо анизотропное неоднородное распределение материи, либо низкая удельная энтропия на начальных стадиях эволюции Вселенной. В последнем случае наблюдаемое значение плотности энергии реликтового излучения (и спектр) пытаются объяснить выделением энергии при эволюции «празвезд», что удастся авторам этих моделей сделать лишь при весьма специфических предположениях о составе вещества (например, большого количества пыли). Но выход легких элементов во всех этих моделях отличается в той или иной степени от наблюдаемых величин, поэтому высказываются надежды, что эволюционные процессы в Галактике сильно изменят концентрации легких элементов, доведя их до наблюдаемых значений. В связи с этим особую остроту приобретает вопрос об изменении обилий легких элементов за время существования Галактики и, следовательно, о возможности использования данных по химическому составу вещества Галактики для отбора космологических моделей. Важно также оценить вклад в производство легких элементов различных гипотетических активных процессов, происходящих при красных смещениях $z \geq 300$ ^{61,62 *}).

а) Г е л и й - 4. Наблюдения He⁴ в различных объектах нашей Галактики, а также в некоторых других галактиках, дают величины массовой концентрации $Y = 0,21-0,32$ ^{5,6 **}). Анализ всей совокупности имеющихся наблюдений позволил Ривсу ⁴ сделать вывод, что среднее содержание гелия в Галактике $Y = 0,29 \pm 0,04$. Каково же было обилие гелия на стадии, предшествовавшей образованию галактик? Недавно Стекер ⁶³ предпринял попытку ответить на этот вопрос. Идея его работы состоит в следующем. Поскольку в процессе звездной эволюции обилие гелия увеличивается, то его

* Красное смещение спектральных линий, обусловленное расширением Вселенной, $\Delta\lambda/\lambda = z + 1$, т. е. $R(t_0)/R(t) = z + 1$.

** Исключением являются некоторые типы звезд, обнаживших свои недра в процессе эволюции, для которых характерны аномалии химического состава (см. ниже).

выход в космологическом нуклеосинтезе можно ограничить сверху по минимальному из наблюдаемых в различных объектах значений Y . В качестве Y_{\min} им было использовано среднее значение обилия гелия, наблюдаемого в голубых и иррегулярных галактиках: $Y_{\min} = 0,228$. Однако отсутствие достаточно уверенных знаний физических условий в этих объектах (например, характеристик ионизирующего излучения, плотности пылевых частиц и т. д.) делают оценку Y_{\min} весьма неопределенной (подробнее см. ⁶). Кроме того, среди старых звезд нашей Галактики имеются звезды, в атмосферах которых наблюдается $Y = 0,17-0,21$. Столь низкое значение Y обусловлено, по-видимому, дифференциальной диффузией элементов в атмосферах этих звезд.

Очевидно, что увеличение среднего обилия гелия в Галактике за счет синтеза его в звездах пропорционально содержанию тяжелых элементов. Обычно принимается ^{6,64} $\Delta Y = (1-3) Z$, т. е. $\Delta Y = (2-6) \cdot 10^{-2}$. Поэтому от космологических моделей можно потребовать, чтобы выход гелия укладывался в диапазон $Y = 0,20-0,25$. В стандартной модели обилие He^4 слабо зависит от плотности вещества (рис. 1). Указанному диапазону Y соответствуют плотности $\rho_b = 4 \cdot 10^{-32} - 1,27 \cdot 10^{-30}$ г/см³. Этот интервал значений ρ_b вполне укладывается в приведенные ранее ограничения для Ω_b снизу и Ω сверху *). Столь значительная неопределенность ρ_b влечет за собой существенный произвол в выборе параметров теорий происхождения крупномасштабной структуры Вселенной.

Укажем на некоторые другие возможности независимого определения Ω . В работе ⁶⁵ была предпринята попытка прямого обнаружения протогалактик. Исходя из теоретических расчетов, указывающих на интенсивное энерговыделение и, следовательно, повышенную светимость протогалактик, авторы искали излучение этих объектов с помощью специального высокочувствительного фотометра в диапазоне $\lambda = 6200-8900$ Å. В результате, с 90 % достоверностью, на исследованной площади неба, свободной от видимых источников, излучающие объекты не зарегистрированы. Верхняя граница потока в указанном интервале длин волн $F < 38 \cdot 10^{-29}$ эрг·см⁻²с⁻¹Гц⁻¹. Поэтому в ⁶⁵ сделан вывод о том, что момент образования структуры во Вселенной $z_s > 9$. С другой стороны, в стандартной модели с $\Omega < 1$ рост возмущений продолжается до $z = 0,4/\Omega^2$. Тогда из результата ⁶⁵ следует, что $\Omega < 0,04$. Однако этот вывод нельзя признать убедительным. Дело в том, что оценки ⁶⁵ ожидаемого потока излучения в исследуемом диапазоне сделаны на основе вполне конкретной модели протогалактики, которая может не соответствовать реальности ⁶⁶. В действительности же, как показано в работах ⁶⁷⁻⁷⁰, для объяснения наблюдаемой структуры во Вселенной требуются достаточно большие значения Ω . В самом деле, при $\Omega = 0,03$ необходимо было бы иметь величину возмущений плотности вещества на момент рекомбинации водорода $\delta\rho/\rho \sim \sim 10^{-2}$, что заведомо противоречит имеющимся наблюдениям изотропии реликтового излучения. Установленная по наблюдениям верхняя граница для амплитуды флуктуаций ^{70,71} $\delta T/T \leq 8 \cdot 10^{-5}$ требует $\Omega_b \geq 0,3$ ^{68,69}. Это требование смягчается при учете конечной массы нейтрино ⁷².

По-видимому, для решения проблемы определения плотности вещества в рамках стандартной модели необходимо привлечение данных по нуклеосинтезу и других легких элементов (D, He^3).

В холодных и «теплых» моделях Вселенной ⁵⁴ с малой величиной начальной удельной энтропии $S \ll 10^7$, синтез элементов происходит при значительно больших плотностях вещества, чем в стандартной модели, поэтому выход He^4 значительно превосходит установленный наблюдениями предел ($Y_{\max} = 0,25$). Это увеличение можно скомпенсировать лишь специальным подбором величины лептонного заряда ⁷³.

*) Параметр Ω определяется отношением полной плотности гравитирующей материи к критической плотности.

В анизотропных однородных космологических моделях выход He^4 согласуется с наблюдениями при определенном выборе параметра анизотропии 74,75 (рис. 4). В неоднородных же анизотропных моделях возможно получение требуемого обилия He^4 в широком диапазоне параметров 76 . Таким образом, наличие широкого класса космологических моделей, в которых

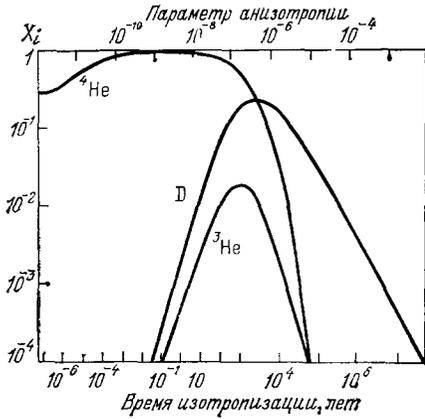


Рис. 4. Выход легких элементов в зависимости от параметра анизотропии (верхняя шкала) и момента изотропизации (нижняя) 74

выход He^4 в целом согласуется с современными наблюдениями, а также слабая зависимость содержания гелия от параметра Ω_b в стандартной модели позволяют заключить, что сам по себе He^4 не может являться достаточно критичным тестом для выбора адекватного сценария эволюции Вселенной.

б) *Л и т и й*. Согласно расчетам Вагнера 23 , для получения обилия дейтерия $X \geq 3 \cdot 10^{-5}$ необходимо $\Omega_b \leq 0,1$. При этом выход изотопов лития по числу атомов составит: $\text{Li}^7/\text{H} \leq 2,3 \cdot 10^{-10}$, $\text{Li}^6/\text{H} < 10^{-12}$. В то же время, по наблюдениям в различных областях Галактики 4 , 77 , $\text{Li}^7/\text{H} = (3-10) \cdot 10^{-10}$ и $\text{Li}^7/\text{Li}^6 = 12-15^5$. Поскольку литий, так же как и дейтерий, выгорает в горячих звездах, очевидно, что происхождение Li и его изотопный состав невозможно полностью объяснить нуклеосинтезом на ранних стадиях расширения Вселенной.

Одним из источников получения этого элемента является разрушение ядер более тяжелых элементов в межзвездном газе галактическими космическими лучами 78,79 . Однако, как показано в 80 , этим механизмом можно объяснить наблюдаемые обилия только Li^6 , Be^9 , B^{10} . Небольшой вклад в содержание Li^7 в межзвездной среде могли бы дать красные гиганты, атмосферы многих из которых обогащены литием 81,82 . Наблюдаемое обилие Li^7 можно также получить и в процессе космологического нуклеосинтеза, если принять предположение о ненулевом лептонном заряде 44 . В настоящее время наиболее подходящим процессом генерации Li^7 представляется его синтез в ударных волнах от сверхновых звезд. По расчетам 83 , фактор обогащения газа литием по сравнению со средним обилием может достигать $\sim 10^5$, если ионы в ударной волне разогреваются до $T \approx 10^{11}$ К, что соответствует энерговыделению при взрыве сверхновой $\approx 10^{53}$ эрг. В более реалистических предположениях, принимая энергию взрыва сверхновой $= 10^{51}$ эрг и считая, что 10—20 % межзвездного газа прошло через стадию сверхновых, пользуясь результатами 83 , можно получить содержание лития в межзвездной среде $\text{Li}^7/\text{H} \approx 10^{-9}$. При этом отношении концентраций изотопов лития оказывается чрезмерно большим $\text{Li}^7/\text{Li}^6 > 10^3$. По-видимому, решение проблемы изотопного состава Li^7/Li^6 следует искать на пути объединения различных механизмов. Обзор ситуации, связанной с происхождением Li , Be , B , дан в работах 84,85 .

Следует отметить, что неопределенности, связанные с ошибками наблюдений лития, эволюцией обилия лития в звездах, параметрами спектра космических лучей и т. д. в настоящее время очень велики (фактор ~ 5), поэтому использование наблюдаемой распространенности лития в качестве теста для космологических моделей пока не представляется возможным.

в) *Д е й т е р и й*. В противоположность гелию, дейтерий значительно более чувствителен к условиям в ранней Вселенной. В стандартной модели при плотности вещества $\rho_b = 3 \cdot 10^{-31}$ г/см 3 выход D $X = 6 \cdot 10^{-5}$, а при $\rho_b = 4 \cdot 10^{-30}$ г/см 3 — $X = 10^{-8}$ (см. рис. 1) 23 . Естественно, что в теплых

моделях, где удельная энтропия $S \ll 10^7$ и, следовательно, синтез элементов происходит при более высокой плотности вещества, его получается слишком мало (D быстро выгорает в He^4)⁷. Дело в том, что дейтерий разрушается в бинарных реакциях типа $D + p \rightarrow He^3 + \gamma$ при температурах $10^7 < T < 10^9$ К и фоторасщеплением при $T > 10^9$ К. Поэтому скорость термоядерного горения его в более тяжелые элементы $X^{-1} dX/dt$ пропорциональна плотности вещества ρ_v , а скорость синтеза в реакции $p + n \rightarrow D + \gamma$ экспоненциально уменьшается вследствие распада нейтронов. Результирующее обилие этого изотопа определяется небольшой долей «выживших» в результате горения ядер, причем эта доля тем меньше, чем больше величина ρ_v . В однородных анизотропных моделях Вселенной вообще невозможно получить одновременное соответствие наблюдениям обилий He^4 и D (см. рис. 4). В неоднородных анизотропных моделях расчет приводит к большому избытку дейтерия (почти на три порядка)⁷⁶.

По-видимому, дейтерий является своеобразным камнем преткновения — любая попытка отойти от стандартной модели с $\Omega_b \lesssim 0,1$ ведет к заметному отличию предсказываемого обилия D от наблюдаемого. Способна ли дальнейшая эволюция Галактики (или предполагаемые активные процессы на догалактической стадии) значительно изменить содержание дейтерия? Прежде чем переходить к анализу последнего вопроса, кратко остановимся на имеющихся наблюдениях распространенности D .

2. ДЕЙТЕРИЙ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ И В ГАЛАКТИКЕ

Измерения содержания дейтерия в Солнечной системе приводят к следующим результатам: в океанской воде по концентрации молекул HDO *) $d = D/H = 1,5 \cdot 10^{-4}$ ⁸⁶, в метеоритах $d = (1,3-2) \cdot 10^{-4}$ ^{87,88}, на Юпитере $d = (3-8) \cdot 10^{-5}$ по молекулам HD и CH_3D ^{89,90}. На Солнце дейтерий не наблюдался из-за выгорания его в реакции $p + D \rightarrow He^3 + \gamma$. Поскольку в верхних слоях Солнца He^3 не выгорает, то по наблюдаемому в солнечном ветре и в солнечной короне обилию этого изотопа получается верхняя граница $d_{ps} \leq 5 \cdot 10^{-5}$ в протосолнечном газе **). Во время солнечных вспышек регистрируются ядра дейтерия с энергией ~ 10 МэВ/нуклон. Их концентрация $d = (8 \pm 2) \cdot 10^{-5}$ объясняется эффектами взаимодействия частиц высоких энергий, ускоряемых в хромосфере Солнца⁹¹, и поэтому не связана с обилием дейтерия в протосолнечном газе.

Возникает вопрос, каково соотношение между наблюдаемым сейчас в Солнечной системе обилием дейтерия и величиной d в межзвездной среде, из которой пять миллиардов лет назад выделилось протосолнечное облако.

Для определения обилия дейтерия в протосолнечном газе необходимо учесть эффекты химического фракционирования, которые обусловлены тем, что энергия связи дейтерированных молекул больше, чем молекул, содержащих основной изотоп водорода. Поэтому при низких температурах энергетически более выгодно обогащение смеси дейтерированными молекулами. Например, тяжелая вода образуется в реакции



в которой вода находится в контакте с водородным резервуаром. Тогда, в условиях химического и термодинамического равновесия, d (в воде) = $K(T) d$ (в водороде). Константа реакции $K(T)$ экспоненциально растет с уменьшением температуры (табулирована в работе⁹³). Подробный анализ химических процессов, происходящих в протосолнечной туманности, приво-

*) Величина d определяет концентрацию дейтерия по отношению к водороду по числу частиц. Массовая концентрация $X = 2d [1 - (Y/4)]$.

***) He^3 наблюдался также в области $H II$ окрестности источника W 51. Относительное содержание $He^{3+}/H^+ = (4 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ ⁹².

дит Гейса и Ривса ⁹⁴ к заключению, что $d_{ps} = (2-3) \cdot 10^{-5}$. Близкая оценка $d_{ps} = 2 \cdot 10^{-5}$ получена Гейсом и Бохслером ⁹⁵.

Атомарный дейтерий наблюдался в межзвездной среде по линиям $L_{\beta} - L_{\zeta}$ в спектрах поглощения быстро движущихся звезд ⁹⁶. Авторы оценивают его обилие $d = 1,5 \cdot 10^{-5}$. Такая же величина приводится в более поздних работах ^{97, 98}. В качестве источников излучения использовались звезды δ, ϵ, ι Ori, ξ Pup, γ Cas и т. д. (см. подпись к рис. 5). Плотность атомов дейтерия на луче зрения $N_D \approx 10^{15} \text{ см}^{-2}$, в то время как лучевая плотность нейтрального водорода $N_H \approx 10^{20} \text{ см}^{-2}$ (в направлении ι Ori), что дает $D/H = 7,5 \cdot 10^{-6} - 1,5 \cdot 10^{-5}$ ⁹⁸. Следует отметить, что недавно в работе ⁹⁹ были пересмотрены

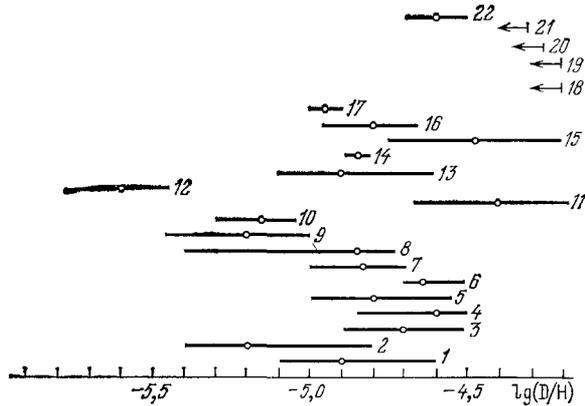
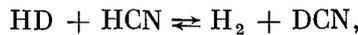


Рис. 5. Сводка наблюдений дейтерия и дейтерированных молекул в Галактике.

1—13 — наблюдения лаймановских линий атомарного дейтерия в поглощении в направлении на близкие звезды (соответственно 1—5 — из работ ^{96, 200}, 6—7 — из ⁹⁷, 8—10 — из ⁹⁸, 11—12 — из ²⁰⁶, 13 — из ²⁰⁷); 14—16 — наблюдения поглощения ультрафиолетового излучения звезд молекулами HD ²⁰⁸; 17 — наблюдения DCN в туманности Ориона ^{102, 103}; 18—20 — верхняя граница по наблюдениям в линии 91,6 см ^{108—109}; 21 — верхняя граница для протосолнечного газа; 22 — определение обилия дейтерия в протосолнечном газе с учетом химического фракционирования ^{94, 95}

ранние результаты по определению d в направлении ϵ Per и получено значение $d = 5 \cdot 10^{-6}$ (вместо $1,5 \cdot 10^{-5}$). Однако четырехчасовые вариации обилия говорят о том, что наблюдения относятся к малой окрестности яркой звезды и не отражают действительной концентрации дейтерия в межзвездном газе. Из наблюдений поглощения ультрафиолетового излучения звезд молекулами HD получают d того же порядка величины ^{100, 101}. В частности, в молекулярном облаке ξ Ori с учетом химического фракционирования $2 \cdot 10^{-6} < d < 2 \cdot 10^{-4}$. Все перечисленные выше результаты относятся к локальной области размером до 1 кпс. Наблюдения дейтерия в радиолиниях позволяют определить его обилие в масштабах, сравнимых с размером Галактики. В туманности Ориона по наблюдениям ¹⁰² на частотах 72 и 145 ГГц DCN получено $DCN/HCN = 6 \cdot 10^{-3}$. Для определения D/H в этой туманности необходимо рассмотреть химические реакции образования и разрушения дейтерированных молекул:



За счет различия в энергиях связи HCN и DCN будем иметь ¹⁰³

$$\frac{DCN}{HCN} \approx 2 \frac{D}{H} e^{456/T}.$$

Тогда, предполагая, что молекулы образуются в холодных облаках *) с $T = 80 \pm 10$ К, получим ¹⁰⁵ $d = (1-1,5) \cdot 10^{-5}$.

*) По оценкам ^{104, 5} до 80 % массы межзвездного газа может находиться в таких облаках.

Значительная часть дейтерия находится в межзвездной среде в атомарном состоянии, поэтому обширную информацию о распределении этого элемента в Галактике, свободную от эффектов химического фракционирования, можно было бы получить из наблюдений линии сверхтонкой структуры основного состояния ($\lambda = 91,6$ см) в поглощении. На эту возможность впервые указал И. С. Шкловский в 1948 г. В результате таких измерений в направлении на Галактический центр определена верхняя граница $d < 3,5 \times 10^{-4}$ ^{106, 107} и в направлении на радиосточник Cas A — $d < 7 \cdot 10^{-5}$ ¹⁰⁸. Более жесткое ограничение на обилие дейтерия в направлении на Галактический центр получено в недавней работе ¹⁰⁹ ($d < 5,8 \cdot 10^{-5}$). Как видно из приведенных выше ограничений, для надежного определения обилия дейтерия по линии 91,6 см необходимо увеличение чувствительности радиотелескопов примерно в пять раз. На рис. 5 приведена сводка имеющихся наблюдений атомарного дейтерия и дейтерированных молекул.

Все перечисленные результаты показывают, что в межзвездной среде в настоящее время средняя величина $d = (1-3) \cdot 10^{-5}$, и была приблизительно такой же около пяти миллиардов лет назад в протосолнечном газе (см. выше и ^{94, 95}). Отражает ли эта величина космологическое обилие дейтерия или она есть результат переработки первичного вещества в активных процессах на стадиях эволюции Вселенной и Галактики, предшествовавших формированию Солнечной системы?

В работе ⁹ приводятся следующие рассуждения в доказательство значительного уменьшения обилия дейтерия (\approx в 40 раз) за время существования Галактики: по наблюдениям распространенности D в планетах-гигантах Солнечной системы $d = (3-8) \cdot 10^{-5}$, что в 2—3 раза выше, чем в современной межзвездной среде. Следовательно, за 5 млрд. лет (возраст Солнечной системы) обилие дейтерия уменьшилось в 2—3 раза, а за 20 млрд. лет (принимаемый ⁹ возраст Галактики) фактор разрушения составит $\sim 2,5^4 \approx 40$. Однако приведенные в этой работе аргументы представляются неубедительными. Во-первых, как уже указывалось, само образование планет Солнечной системы может сопровождаться значительным химическим фракционированием и поэтому наблюдения в планетах — гигантах, которые проводятся по молекулярным линиям HD и CH₃D ^{89, 90}, дают завышенные значения d_{ps} ¹¹⁰. Полученная (по He³ верхняя граница ⁴ $d_{ps} < 5 \cdot 10^{-5}$ соответствует результатам ^{94, 95} $d_{ps} = (2-3) \cdot 10^{-5}$, что всего в полтора раза больше, чем в межзвездной среде. Во-вторых, темп разрушения дейтерия определяется процентом межзвездного газа, прошедшего через стадию термоядерного горения в звездах, и не зависит от обилия D в межзвездной среде (см. ниже). В-третьих, возраст Галактики, определенный по шаровым скоплениям, составляет 12—16 млрд. лет ¹¹¹. С учетом всех этих факторов, степень деструкции дейтерия не превышает пяти. Несомненно, этот результат требует дальнейшего уточнения. В последнее время был предпринят ряд попыток определения возрастов старейших объектов нашей Галактики — шаровых скоплений. К сожалению, сузить диапазон допустимых значений практически не удается. По данным ¹¹² $t = (16-17) \cdot 10^9$ лет, авторы ¹¹³ приводят более широкий интервал возрастов $t = (13-20) \cdot 10^9$ лет, а в работе ¹¹⁴ $t = (8-19) \cdot 10^9$ лет с наиболее вероятным значением $15 \cdot 10^9$ лет. В то же время, если обилие D в планетах-гигантах Солнечной системы мы знаем сравнительно точно, неопределенность в значении d_1 в межзвездной среде очень велика. А ведь именно отношение d_{ps}/d_1 дает искомую степень разрушения дейтерия за время существования Солнечной системы, т. е. за $5 \cdot 10^9$ лет. Поэтому в работе ¹¹⁵ сделано утверждение о том, что степень деструкции дейтерия не превышает пяти, а в работе ³² утверждается, что $d_{ps}/d_1 = 2-8$. Можно надеяться, что вывод на орбиту космического телескопа с диаметром зеркала 2,4 м позволит значительно увеличить точность наблюдений атомарного дейтерия в межзвездной среде, а создание адекватных моделей химической эволюции Галактики, позволяющих рассчитывать обилия различных элементов и их радиальный градиент (см., напри-

мер, ¹¹⁶) будет способствовать существенному уточнению величины догалактического обилия дейтерия.

Недавние измерения положительного градиента в распределении D в Галактике ¹¹⁷ (рис. 6), указывающие, согласно ^{118, 119}, на догалактическое происхождение дейтерия *), также имеют большое значение для выяснения

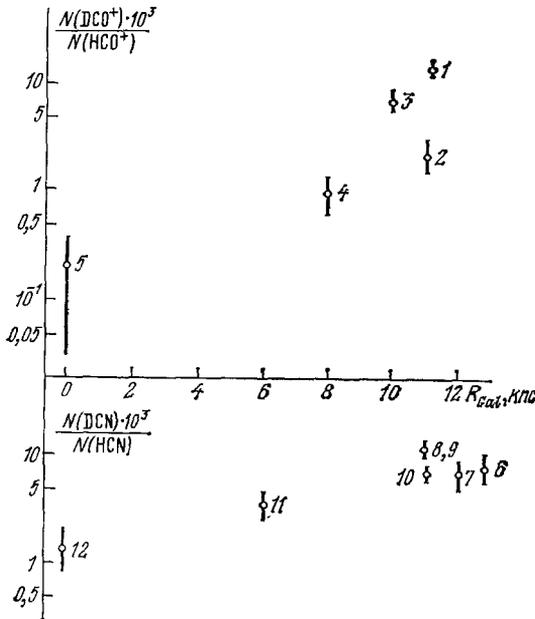


Рис. 6. Наблюдения распределения концентраций дейтерированных молекул по радиусу Галактики ¹¹⁷.

1 — NGC 2264, 2 — Ori A, 3 — DR 21, 4 — M17A, 5 — Sgr B, 6 — NGC 7538, 7 — W 3 (OH), 8 — Ori A, 9 — 0, 2', 10 — 0, 4', 11 — W 33, 12 — Sgr A. Представлены только статистические неопределенности

степени соответствия первичного и современного обилий этого элемента. Для перехода к распределению $d = D/H$ от измеренных Пензиасом отношений $DCN/H^{13}N$ и DCO^+/HCO^{18+} , необходимо учесть эффекты химического фракционирования, которые могут вносить существенную неопределенность (см., например, ¹²¹).

В работе ¹²² показано, что сами эффекты химического фракционирования дейтерия зависят от местоположения того или иного облака в Галактике. Это связано с тем, что образование молекул в межзвездном газе, в том числе и дейтерированных, осуществляется главным образом газозависимыми ион-молекулярными реакциями. В результате, обогащение молекул дейтерием более эффективно в тех областях, в которых выше относительная концентрация молекулярных ионов. В свою очередь, их концентрация ограничивается реакциями диссоциативной рекомбинации и поэтому зависит от эффективности источников свободных электронов. Но поскольку основным поставщиком электронов в молекулярных облаках являются атомы элементов с низкими потенциалами ионизации (Fe, Mg и т. д.), то увеличение их содержания приводит к увеличению частоты процессов диссоциативной рекомбинации и, следовательно, к уменьшению концентраций молекулярных ионов. Поэтому чем больше в газе тяжелых элементов, тем слабее в нем будут эффекты обогащения молекул дейтерием. По оценкам ¹²² доля дейтерированных ионов $HCO^+DCO^+/HCO^+ \propto (FZ)^{-1/3}$, где F — поток ионизирующего излучения, Z — обилие тяжелых элементов в газе. В настоящее время существуют убедительные аргументы в пользу того, что как F , так и Z увеличиваются к центру Галактики ¹²³⁻¹²⁵. А это означает, что заметный вклад в изменение концен-

*) Градиент обусловлен разрушением D в области интенсивного звездообразования в окрестности центра Галактики (см. также ¹²⁰).

траций дейтерированных молекул в Галактике вносит изменение условий химического фракционирования. Здесь следует обратить внимание на тот факт, что аномально низкое значение $\text{DCO}^+/\text{HCO}^+$ в источнике SgrB (см. рис. 6) по сравнению с другими областями может быть связано именно с аномально сильным ослаблением эффектов фракционирования в центре Галактики.

Приведенные оценки свидетельствуют о более слабом радиальном градиенте обилия дейтерия в Галактике, чем это следует из наблюдений дейтерированных молекул. Наблюдаемый рост относительных концентраций молекул, содержащих дейтерий, в 15—30 раз от центра к периферии Галактики, по-видимому, соответствует увеличению D/H не более чем в 10 раз *). Уменьшение градиента распространности дейтерия означает уменьшение степени переработки межзвездного газа звездами. Однако рассчитать степень деструкции дейтерия по имеющимся данным радиального распределения дейтерированных молекул не представляется возможным из-за недостаточного числа исследованных объектов. Можно надеяться, что планируемые новые измерения содержания DCN в 13 молекулярных облаках¹²⁸ позволят точнее оценить эффекты химического фракционирования и величину градиента D/H.

3. АКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ДОГАЛАКТИЧЕСКОЙ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ ВСЕЛЕННОЙ И ДЕЙТЕРИЙ

Недостаточное обилие дейтерия, получаемое в процессе космологического нуклеосинтеза в стандартной модели Вселенной с $\Omega_b > 0,1$ стимулировало исследование различных возможностей генерации этого элемента в более позднюю эпоху. На первый взгляд, наиболее простой способ увеличения содержания дейтерия состоит в расщеплении ядер He^4 , происхождение которого предполагается космологическим, энергичными частицами, возникающими при эволюции массивных догалактических объектов «праквазаров»^{61, 62}. Однако при столкновениях энергичных α -частиц с ядрами He^4

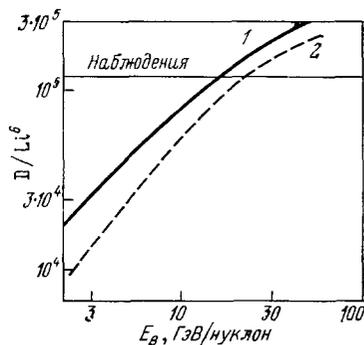


Рис. 7. Отношение содержаний D и Li^6 ¹³³ в зависимости от характерной энергии частиц в спектре.

Спектр выбирается в виде $F(E) \propto (E + E_B)^{-2,5}$; 1 — начальное отношение D/Li⁶, 2 — D/Li⁶ с учетом последующего разрушения D

окружающего газа будут возникать такие изотопы, как Li^6 , Li^7 и, кроме того, рождение π^0 -мезонов в реакциях $p + p \rightarrow \pi^0 + \dots$ приведет к появлению большого числа γ -квантов с энергией ~ 70 МэВ. Отношение D/Li⁶ очень сильно зависит от энергии бомбардирующих «фон» частиц¹³³ (рис. 7).

*) Мецгер¹²⁷ обнаружил отрицательный градиент He^4 . По наблюдениям планетарных туманностей найден отрицательный градиент He, O, N¹²⁸⁻¹³². Наличие отрицательного градиента концентраций He^4 и тяжелых элементов хорошо согласуется с существующими представлениями о том, что они синтезируются в звездах (He^4 — в незначительных количествах) и затем эжектируются в межзвездную среду. Поэтому в области интенсивного звездообразования в центре Галактики концентрация He^4 и тяжелых элементов выше. Однако из-за больших ошибок наблюдений и неопределенности ряда необходимых параметров (плотности звезд различных спектральных классов, темпа эжекции и т. д.), результаты расчетов величины градиента заметно отличаются у разных авторов.

Для получения этого отношения близким к наблюдаемому, необходимо иметь среднюю энергию частиц $E_0 \geq 30$ ГэВ/нуклон. Как показывают расчеты ⁶¹, возникающее при этом гамма-излучение можно ослабить до наблюдаемого уровня, только если столь бурные процессы происходят сразу после момента рекомбинации, т. е. при $z \geq 400 \Omega^{-0,3} h_0^{-0,6}$.

Для получения массовой концентрации дейтерия $X \approx 10^{-5}$ требуется энерговыделение $q = 6 \cdot 10^{18}$ эрг/г. Такое количество энергии может быть, в принципе, получено при эволюции массивных догалактических объектов, но, как показывают расчеты Вагонера ¹³⁴, в сверхмассивных объектах синтезируется достаточно большое количество тяжелых элементов. При образовании всей наблюдаемой массы железа из водорода выделяется энергия всего $q_{\text{Fe}} = 10^{16}$ эрг/г. Поэтому можно ожидать, что предполагаемое Эпштейном ⁶¹ энерговыделение приведет к избытку тяжелых элементов по сравнению с наблюдениями. Хотя подробных расчетов синтеза элементов вплоть до Fe в объектах с массой $\sim 10^5 - 10^6 M_{\odot}$ в настоящее время нет, результаты ¹³⁵ для сверхновой с $M = 10 M_{\odot}$ и $q = 5 \cdot 10^{16}$ эрг/г указывают на значительное производство тяжелых элементов (см. также ^{136, 137}). Согласно ¹³⁸, массивные звезды ($M \geq 80 M_{\odot}$) с первичным химсоставом в результате своей эволюции сбрасывают вещество, на 60 % состоящее из кислорода O^{16} и на 14 % из кремния Si^{28} .

Поэтому выход дейтерия, связанный с активностью «праквazarов», не должен превышать, по крайней мере, величины $X \approx 10^{-7}$. Приведенные аргументы ставят под сомнение возможность производства наблюдаемого обилия D энергичными частицами от «праквazarов».

Иногда в качестве аргумента в пользу догалактического нуклеосинтеза выдвигается наличие заметного обилия металлов ($Z \approx 10^{-4}$) в самых старых звездах Галактики. Однако если догалактическое вещество не содержало тяжелых элементов, то, согласно расчетам Силка ¹³⁹ (см. также ¹⁴⁰), массы первых звезд были достаточно велики *) ($\sim 20 M_{\odot}$). Такие звезды быстро эволюционируют, за время $t_* \approx 10^6$ лет значительная часть их превращается в сверхновые и обогащает окружающую среду тяжелыми элементами. Принимая продолжительность процесса образования первых звезд $t = 10^8$ лет (джинсовское время, соответствующее начальной плотности в протогалактике $\rho = 10^{-24}$ г/см³) и химический состав вещества сбрасываемых оболочек подобным современному у SNII, можно получить массовую концентрацию тяжелых элементов $Z \approx 10^{-4}$, если доля вещества Галактики, прошедшего через сверхновые первого поколения $f \approx 0,01$.

Считая, что выделяемая при образовании тяжелых элементов энергия высвечивается с к. п. д. $\xi < 1$, светимость молодой Галактики можно оценить величиной ^{142, 143}

$$L = 4 \cdot 10^{55} \xi \frac{\Delta Z}{\Delta t} \text{ эрг/с}, \quad (3.1)$$

где Δt — время в годах, ΔZ — массовая концентрация тяжелых элементов. Полагая $\Delta t = 10^8$ лет, $\Delta Z = 10^{-4}$, получим $L = 4 \cdot 10^{43}$ эрг/с, т. е. образование требуемого количества тяжелых элементов звездами первого поколения даже не требует увеличения светимости Галактики по сравнению с современной: $\sim 10^{44}$ эрг/с.

Таким образом, наличие тяжелых элементов в самых старых звездах Галактики можно объяснить, не привлекая гипотезы об их догалактическом происхождении в «праквазарах **).

*) По расчетам ¹⁴¹, масс первых звезд $\sim 10 M_{\odot}$.

***) Неясно также, из какого типа возмущений, с какими амплитудой и спектром могут образоваться эти «праквазары» при столь больших красных смещениях $z > 300$. В работе ¹⁴⁴ показано, что «праквазары» с $M = 10^5 - 10^6 M_{\odot}$ могли бы образовываться в горячей модели при $z \approx 20$.

4. ГАЛАКТИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ И ДЕЙТЕРИЙ

а) Ядерный синтез в звездах и выгорание дейтерия. Уменьшение обилия дейтерия связано с выгоранием его в звездах в реакции $p + D \rightarrow He^3 + \gamma$. Конкурирующая реакция слабого взаимодействия $p + p \rightarrow D + e^+ + \nu_e$ имеет скорость на несколько порядков меньшую, и поэтому не способна восполнить выгоревший дейтерий. Даже во внешних слоях звезды, где температура и плотность составляют, соответственно, лишь $T = 4 \cdot 10^6$ К и $\rho = 5$ г/см³, дейтерий сгорает за характерное время $\tau = 10^4$ с. Поэтому если в процессе эволюции звезда теряет массу, то межзвездная среда пополняется веществом, практически не содержащим дейтерия*). В результате такого круговорота вещества в Галактике концентрация дейтерия в межзвездной среде уменьшается. Поскольку дейтерий никогда не наблюдался в атмосферах звезд, то только в межзвездной среде следует искать ключ к разрешению вопроса о его догалактическом обилии.

Интересно отметить, что недавно были предприняты попытки прямого измерения обилия D по линии H_α в атмосфере Канопуса¹⁴⁵. Как и следовало ожидать, получена лишь верхняя граница $d < 5 \cdot 10^{-7}$.

Если доля массы современного межзвездного газа, прошедшего через звезды, равна f , то наблюдаемое обилие дейтерия по числу частиц составит $= (1 - f) d_0$, где d_0 — его догалактическое обилие.

Таким образом, наша задача сводится к оценке величины f . Вклад в переработку межзвездного дейтерия могут вносить только звезды с массой, превышающей одну солнечную: $M > M_\odot$. Менее массивные звезды эволюционируют за время, большее возраста Галактики, и поэтому не участвуют в круговороте вещества¹⁴¹. Следовательно, нам достаточно ограничиться звездами с $M > M_\odot$. Обратимся к наблюдениям.

По данным¹⁴⁶ темп эжекции газа на единицу объема Галактики массивными звездами, находящимися на стадии горения гелия**), составляет $\dot{\rho} \approx 3 \cdot 10^{-13} M_\odot / \text{год} \cdot \text{пс}^3$. Близкую величину дают массивные звезды на стадии горения водорода***): $\dot{\rho} \approx 1,5 \cdot 10^{-13} M_\odot / \text{год} \cdot \text{пс}^3$ (см. ¹⁴⁶⁻¹⁴⁹). Согласно¹⁴⁷, примерно такое же количество вещества поступает в межзвездное пространство от планетарных туманностей. Эти оценки определены, как правило, с точностью до множителя $\approx 2-3$, что связано в первую очередь с неопределенностью скорости потери массы отдельной звездой и с неопределенностью пространственной плотности звезд данного типа. В частности, на наш взгляд, темп эжекции вещества планетарными туманностями вряд ли превосходит $\dot{\rho}_{\text{РН}} \approx 0,5 \cdot 10^{-13} M_\odot / \text{год} \cdot \text{пс}^3$, поскольку более высокий темп потери массы $\dot{\rho}_{\text{РН}}$ привел бы к переобогащению межзвездной среды гелием. Действительно, по данным¹³⁰ массовая концентрация He^4 в оболочках более чем 80 % исследованных планетарных туманностей превышает $Y = 0,44$. Поэтому суммарную скорость потери вещества массивными звездами можно оценить величиной $\dot{\rho} \approx (2-20) \cdot 10^{-13} M_\odot / \text{год} \cdot \text{пс}^3$. Звезды с массами, близкими к солнечной, теряют вещество, как правило, значительно менее эффективно: $\dot{\rho} \approx 10^{-15} - 10^{-16} M_\odot / \text{год} \cdot \text{пс}^3$ ¹⁴⁶. Принимая, что все эти звезды распределены однородно в диске с радиусом 15 кпс и толщиной 1 кпс, получим для потери массы этими звездами в Галактике $\dot{M} = 0,1 - 1 M_\odot / \text{год}$.

*) Звезды сбрасывают вещество либо путем длительного квазистационарного истечения (звездный ветер), либо при вспышках, сопровождающихся образованием белого карлика или нейтронной звезды. В последнем случае дейтерий может производиться в горячих областях за фронтами ударных волн лишь в незначительных количествах (см. ниже).

**) По стандартной терминологии — сверхгиганты спектрального класса M.

***) Звезды главной последовательности спектральных классов O и B.

Неопределенности в оценке темпа эжекции вещества двойными звездами еще более значительны, чем для одиночных звезд. По данным ¹⁵⁰, суммарная потеря массы двойными звездами в Галактике составляет $\dot{M}_B = 1,8M_\odot/\text{год}$. Эта оценка сделана на основе измерения увеличения периода двойной системы SS Cyg и соответствующей ему скорости истечения газа $1,8 \cdot 10^{-7}M_\odot/\text{год}$ ¹⁵¹ и представляется явно завышенной: столь высокая потеря массы привела бы к формированию вокруг двойной системы плотной оболочки, благодаря чему система оказалась бы невидимой в оптическом диапазоне ^{152,153} (см. также дискуссию в докладе ¹⁵⁰). По расчетам ^{152,153} действительные потери массы двойными системами этого типа могут достигать лишь $\sim 10^{-2}M_\odot/\text{год}$.

Необходимо отметить, что оценки темпа эжекции вещества двойными звездами, сделанные по данным об изменении периода, всегда завышены, поскольку эти изменения могут быть связаны, по-видимому, не с выбросом массы из системы, а с наличием третьей компоненты. Об этом свидетельствуют, например, немонотонные изменения периода ¹⁵², а также измерения элементов орбит некоторых двойных звезд ^{154,155}. Вообще говоря, основной поток массы в двойных системах обусловлен скорее перетеканием вещества с компоненты на компоненту, чем выносом в межзвездное пространство. О низком темпе эжекции двойными звездами свидетельствуют и спектроскопические наблюдения в ультрафиолете. Согласно ^{156,157}, массивные звезды ($M > 10M_\odot$), входящие в состав двойных, теряют, как правило, меньше вещества, чем аналогичные одиночные звезды *). Но, как мы видели выше, именно массивные звезды дают основной вклад в обогащение межзвездного пространства газом, поэтому, если учесть, следуя ¹⁵⁶, что из всех массивных звезд около 40 % входит в состав двойных систем, можно оценить темп эжекции газа ими величиной

$$\dot{M}_B \leq 0,025 - 0,25 M_\odot/\text{год}.$$

Кроме того, следует иметь в виду, что теряемое двойными звездами вещество должно нести избыток гелия. Об этом говорят как теоретические расчеты ¹⁵⁹, так и непосредственные наблюдения дефицита водорода (от 0,5 до 0,025 по сравнению с гелием) в поверхностных слоях звезд — членов двойных систем ^{160,161}. Поэтому темп эжекции вещества такими двойными системами не должен превышать величины $5 \cdot 10^{-2}M_\odot/\text{год}$, чтобы заметно не увеличить обилие гелия в межзвездном газе по сравнению с наблюдениями.

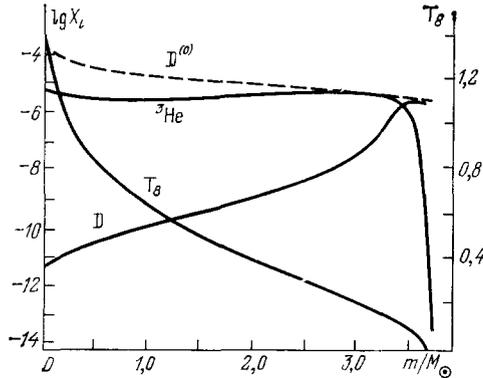
Более значительным может быть поступление вещества из новых и сверхновых звезд. Причем в последние годы сверхновым приписывается большая роль в обогащении межзвездного пространства веществом, чем несколько лет назад. В 1969 г. Потташ ¹⁴⁶ оценивал темп эжекции сверхновыми величиной $10^{-2}M_\odot/\text{год}$ в целом по Галактике, а по последним данным это число следует увеличить по крайней мере на порядок. Действительно, согласно ¹⁶², максимальная частота вспышек сверхновых в Галактике составляет $1/27 \text{ лет}^{-1}$, с наиболее вероятным значением $1/48 \text{ лет}^{-1}$. Принимая для сверхновых второго типа массу сброшенного вещества $\sim 5M_\odot$ ^{111,163}, получим оценку сверху для скорости поступления вещества $\dot{M}_{SN} \leq 0,2M_\odot/\text{год}$ с наиболее вероятным значением $\dot{M}_{SN} \approx 0,1M_\odot/\text{год}$. Вопрос о поступлении вещества от сверхновых первого типа далек от разрешения, но в последние годы многие авторы склоняются к мнению о том, что эти объекты могут поставлять в межзвездную среду столько же газа, сколько и сверхновые II типа (рис. 8). Об этом свидетельствуют достаточно большая масса ($> 1M_\odot$) вещества, сбрасываемого отдельной сверхновой I типа ¹¹¹, а также возможная связь их с молодым населением спиральных и неправильных галактик ¹⁶⁴.

*) Наблюдения ^{156, 157} хорошо согласуются с теоретическими расчетами ¹⁵⁸.

Можно найти ограничения на скорость поступления вещества от сверхновых, основываясь на сравнении химического состава сбрасываемого ими материала со средним космическим химическим составом. Если считать, что обилие железа в эжектируемом сверхновыми веществе такое же, как и в космических лучах, а именно в 5—20 раз больше среднего космического ¹⁶⁵, то $\dot{M}_{SN} \leq 0,1 M_{\odot}/\text{год}$ ¹⁶⁶. Близкое значение можно получить, если принять

Рис. 8. Выход D и He³ и зависимость температуры от массы, заключенной под данным радиусом ¹⁸⁷.

$T_s = T/10^8$ К. Штриховая линия — без учета дальнейшего выгорания D, сплошная — действительная концентрация D



согласно расчетам ^{167, 168} (см. также ¹³⁶), что при вспышке сверхновой сбрасывается вещество, с обилием железа в 15 раз превышающем солнечное. Об этом же свидетельствуют прямые наблюдения SN I ^{169, 170}. Заметим, впрочем, что рентгеновский спектр оболочки сверхновой Тихо (I типа) не показывает столь значительного избытка железа ¹⁷¹. Но в любом случае оценка скорости эжекции $\dot{M}_{SN} = (0,1-0,2) M_{\odot}/\text{год}$ представляется разумной.

Примерно такое же значение темпа эжекции вещества сверхновыми можно получить из энергетических соображений ¹⁶⁶. Энергия связи устойчивого изотопа Fe⁵⁶ составляет $E \approx 60$ МэВ, поэтому, принимая величину энергии во вспышке $\xi = (3-10) \cdot 10^{50}$ эрг, получим полное количество ядер Fe⁵⁶, производимое одной сверхновой: $N_{Fe} \leq \xi/E (3-10) \cdot 10^{54}$. Для массы сброшенной оболочки $M_{SN} = 1-10 \cdot M_{\odot}$ имеем верхнюю оценку для отношения Fe⁵⁶ к водороду (по числу атомов) $Fe/H \leq (1-10) \cdot 10^{-4}$, что близко к наблюдаемому в космических лучах.

В итоге, суммарный темп эжекции всеми рассмотренными объектами составляет $\dot{M}_e = 0,3-3 M_{\odot}/\text{год}$. Большое число соответствует максимальному значению всех приведенных выше оценок с учетом неопределенностей. В частности, для скорости потерь тесными двойными системами было принято число $M_v = 1,8 M_{\odot}/\text{год}$, которое, как отмечалось выше, кажется чрезмерно большим. По-видимому, наиболее разумное значение для суммарного темпа есть $\dot{M}_e = 0,5-1 M_{\odot}/\text{год}$.

Независимую оценку для \dot{M}_e можно получить, используя теоретические расчеты потери массы звездами и химического состава сбрасываемого вещества ¹⁷²⁻¹⁷⁴. Скорость поступления вещества от звезд определяется как

$$\dot{M}_e = \int_{M_{\odot}}^{\infty} M_{er}(M) \Phi(M, t) dM$$

где $M_{er}(M)$ — масса сброшенного вещества, $\Phi(M, t)$ — скорость образования звезд с начальной массой M в Галактике с возрастом t . Пользуясь результатами ¹⁷⁵ для начального спектра масс звезд и скорости звездообразования, можно получить $\dot{M}_e = 1 M_{\odot}/\text{год}$. Следует отметить, что определен-

ная в работе ¹⁷⁶ начальная функция масс для 750 звезд 0 типа в радиусе 2,5 кпс от Солнца хорошо согласуется с данными ¹⁷⁵ в области масс $M \geq 20M_{\odot}$. В работе ¹¹⁶ скорость образования звезд $\Phi(M, t)$ представлялась в виде двух различных функций для спиральных рукавов и межрукавного пространства. Уточнение численных параметров в скорости звездообразования с использованием данных по светимости спиральных рукавов приводит авторов к результату $\dot{M}_e = 0,5-3 M_{\odot}/\text{год}$.

Оценим теперь долю межзвездного газа f , прошедшего за время эволюции Галактики через звезды. Рассмотрим простейшую модель, в которой скорость эжекции вещества звездами \dot{M}_e пропорциональна массе всех звезд в Галактике $\dot{M}_e = \alpha M_s$, а скорость превращения газа в звезды \dot{M}_s пропорциональна массе газа $\dot{M}_s = \beta M_g$. Эффективность эжекции α можно определить, зная \dot{M}_e и M_s в настоящее время. Для $\dot{M}_e(\text{now}) = 1 M_{\odot}/\text{год}$ и $M_s(\text{now}) = 10^{11} M_{\odot}$ получим $\alpha = 10^{-11} \text{ лет}^{-1}$. Аналогично $\beta = \dot{M}_s(\text{now})/M_g(\text{now})$. Принимая $M_g(\text{now}) = 5 \cdot 10^9 M_{\odot}$ ¹⁷⁷ и $\dot{M}_s(\text{now}) = 2-4 M_{\odot}/\text{год}$ ^{175, 178}, получим $\beta = (4-8) \cdot 10^{-10} \text{ лет}^{-1}$. Легко показать, что наблюдаемое количество дейтерия d составит к настоящему времени t_1 долю

$$\delta_1 = \delta(t_1) = \frac{(\alpha + \beta) \exp(-\beta t_1)}{\alpha + \beta \exp[-(\alpha + \beta) t_1]} \quad (4.1)$$

от догалактического d_0 . Подставляя сюда α , β и $t_1 = 12 \cdot 10^9$ лет, получим $\delta = 5 \cdot 10^{-3} - 0,5$. Меньшее значение δ соответствует большему β . Как видно, незначительные изменения параметров существенно влияют на соотношения наблюдаемого и догалактического обилий дейтерия. По-видимому, это явилось причиной того, что в одном из вариантов модели химической эволюции Галактики, рассмотренной в работе ¹¹⁶, степень разрушения дейтерия в звездах оказалась равной 20. Но в таком случае догалактическое обилие D должно составлять $X = 4 \cdot 10^{-4}$, что соответствует плотности вещества $\rho_b \approx 10^{-31} \text{ г/см}^3$ — меньше видимой массы излучающей материи. Кроме того, такая оценка X несовместима с величиной первичного обилия гелия $Y_p = 0,22-0,24$, принимаемой в этой же работе (см. данные ²³). Столь малое значение δ , полученное авторами ¹¹⁶, связано с принятой ими очень большой скоростью звездообразования $10 \cdot M_{\odot}/\text{год}$, что соответствует $\beta = 2 \cdot 10^{-9} \text{ год}^{-1}$. Эта величина по крайней мере в три раза превышает оценки других авторов ^{111, 179}. С другой стороны, в рассмотренных в той же работе ¹¹⁶ моделях со скоростью звездообразования $\sim 3 M_{\odot}/\text{год}$ проблемы чрезмерного разрушения дейтерия не возникает.

Слишком малые δ противоречат распространенности других элементов в Галактике. Например, можно показать, что межзвездное обилие углерода C^{12} по числу частиц составляет

$$[C^{12}] \approx 4,2 [C^{12}]_{\odot} (1 - \delta);$$

индекс \odot соответствует солнечному обилию C^{12} . При получении этой оценки мы воспользовались результатами ¹⁷². Отсюда видно, что минимальное допустимое значение δ равно 0,75. Аналогичная оценка для He^3

$$[He^3] \approx 2,2 [He^3]_{\odot} (1 - \delta)$$

дает $\delta \approx 0,5$.

Заметим, кроме того, что обилие дейтерия в Солнечной системе не более чем в два раза превосходит его обилие в межзвездной среде. Это означает, что за последние $5 \cdot 10^9$ лет количество дейтерия в Галактике уменьшилось не более чем в два раза, т. е. характерное время выгорания D превосходит 5 млрд. лет. Воспользовавшись, с учетом этого, решением (4.1), мы получим ограничения на δ_1 : $\delta_1 \geq 0,2$, если возраст Галактики составляет $t_1 =$

$= 20 \cdot 10^9$ лет, $\delta_1 \geq 0,23$, если $t_1 = 15 \cdot 10^9$ лет, и $\delta_1 \geq 0,3$, если $t_1 = 12 \cdot 10^9$ лет. Значения β , которые удовлетворяют этим условиям, равны соответственно $2 \cdot 10^{-10}$, $3 \cdot 10^{-10}$ и $4 \cdot 10^{-10}$ лет $^{-1}$ (рис. 9). Причина отличий этих значений β от наблюдаемых в современную эпоху ($\beta = 8 \cdot 10^{-10}$ лет $^{-1}$) состоит, по-видимому, в том, что на ранних стадиях эволюции Галактики эффективность превращения газа в звезды была меньше, чем сейчас. Но при этом скорость звездообразования $\dot{M}_s = \beta M_g$ могла существенно превосходить современную, что

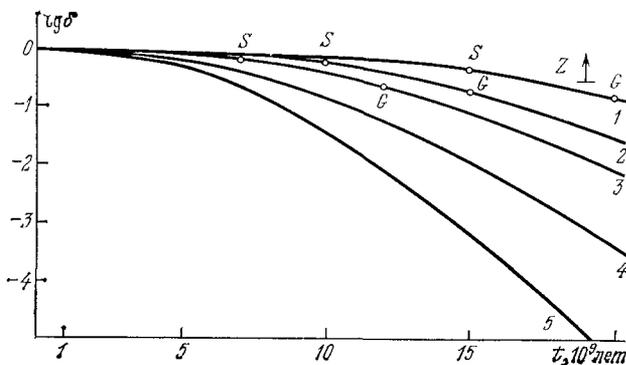


Рис. 9. Отношение обилия D в межзвездном газе к догалактическому обилию для различных значений β .

β (год $^{-1}$) = $2 \cdot 10^{-10}$ (1), $3 \cdot 10^{-10}$ (2), $4 \cdot 10^{-10}$ (3), $8 \cdot 10^{-10}$ (4), $1,6 \cdot 10^{-9}$ (5). Точки G указывают возможный возраст Галактики; S — соответственно момент рождения Солнечной системы

соответствует так называемой «яркой фазе» эволюции Галактики^{142,143,180}. Возможно, что наблюдаемая сейчас высокая эффективность звездообразования β связана с большим содержанием тяжелых элементов, со спиральной ударной волной и т. д.¹⁸¹.

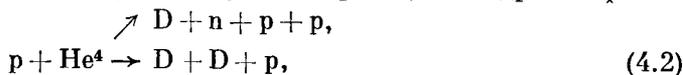
Для ясности и наглядности изложения мы воспользовались при расчетах величины δ простейшей моделью химической эволюции Галактики. В более рафинированных теориях, развитых в работе¹⁸², получена оценка $\delta = 0,1-0,6$, причем большее значение соответствует учету аккреции межгалактического газа Галактикой; последующее уточнение модели, сделанное в работе¹⁷⁹, дает $\delta = 0,9$. Следует отметить, что модель¹⁷⁹ была специально построена для объяснения наблюдаемых особенностей распространенности тяжелых элементов в Галактике.

б) Активные процессы в Галактике и дейтерий. Дейтерий в Галактике мог бы создаваться двумя путями: термоядерным синтезом при высоких температурах и реакциями расщепления более тяжелых ядер энергичными частицами. Синтез дейтерия в реакции $p + p \rightarrow D + e^+ + \nu_e$ требует примерно тех же условий, что и выгорание его путем реакции $p + D \rightarrow He^3 + \gamma$, однако отношение скоростей реакций

$$\frac{\lambda_{pp}}{\lambda_{pD}} \approx 1,6 \cdot 10^{-18} \exp(0,34T_9^{-1/3}), \quad T_9 = \frac{T}{10^9} \text{ K}$$

настолько мало, что реальный выход дейтерия в таких процессах равен нулю.

В работах^{183,184} рассматривалось распространение ударной волны, возникающей при взрыве сверхновой, через среду низкой плотности. Ускоренные на фронте волны ионы будут вступать в реакции с ядрами «фона»:



Быстрое охлаждение вещества за фронтом ударной волны не даст получившему дейтерию выгореть в He^3 . По расчетам¹⁸³, эффективность этого механизма настолько велика, что достаточно 10 % межзвездной среды пройти через ударные волны от сверхновых, чтобы массовая концентрация дейтерия достигла $X = (1-2) \cdot 10^{-5}$. Однако, как было показано в работах^{185, 186}, вследствие примерного равенства скоростей реакций (4.2) и (4.3), в таких процессах всегда будет возникать перепроизводство лития, т. е. отношение Li/D всегда будет получаться на 2—3 порядка выше наблюдаемого. Поэтому, чтобы не войти в противоречие с наблюдаемым соотношением обилий лития и дейтерия, необходимо принять, что этим механизмом производится дейтерия не более чем $X \sim 10^{-7} - 10^{-8}$. Если же увеличить энергию ударных волн до 50 МэВ/нуклон (и более), все ядра будут разбиты на отдельные нуклоны и станет возможным процесс $p + n \rightarrow \text{D} + \gamma$. Расчет химического состава оболочек сверхновых, проведенный авторами⁸³, показывает, что значительное обогащение вещества дейтерием при сохранении наблюдаемого отношения Li^7/D возможно, если энергия взрыва сверхновой $E_{\text{SN}} > 10^{53}$ эрг. Но отношение изотопов лития оказывается при этом непомерно большим: $\text{Li}^7/\text{Li}^6 > > 10^3$. Отсюда делаются следующие выводы⁸³: в SN, содержащих тяжелые элементы (нормальной химсостав), возможно получение требуемого количества Li^7 и B^{11} ; в оболочках, первоначально содержащих только водород и гелий, может синтезироваться D или Li^7 , причем выход дейтерия увеличивается с ростом энергии вспышки. Происхождение изотопов Li^6 и B^{10} следует объяснять другими механизмами.

С другой стороны, наблюдаемые энергии взрывов сверхновых обоих типов как минимум на порядок меньше ($E_{\text{SN}} < 10^{52}$ эрг)¹⁶³. Заведомо ясно, что доля вещества, подвергнувшегося переработке в сверхэнергичных сверхновых, не превышает 1 %. Все трудности, с которыми сталкиваются попытки синтезировать дейтерий в оболочках сверхновых (перепроизводство лития, большая энергия вспышки и т. д.), связаны с отсутствием в веществе свободных нейтронов. В работе¹⁸⁷ учтено нейтринное излучение из ядра SN и рассмотрена следующая цепочка реакций: $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$; $n + p \rightarrow \text{D} + \gamma$; $\text{D} + p \rightarrow \text{He}^3 + \gamma$, $\text{He}^3 + \text{He}^4 \rightarrow \text{Be}^7 + \gamma$ и т. д. Окончательный состав вещества зависит от интенсивности нейтринного потока и времени охлаждения оболочки, в которой идут указанные реакции. Для реалистических моделей SN-выход D без учета последующего горения $X \leq 2 \cdot 10^{-5}$, с учетом горения $X \leq 10^{-6}$ (см. рис. 8). Поскольку доля межзвездного вещества, подвергнувшегося переработке в сверхновых $f \leq 0,2$, ясно, что этот механизм не может обеспечить всю наблюдаемую массу дейтерия.

Свободные нейтроны могли бы возникнуть в результате разрушения нейтронных звезд. Например, в обзоре¹⁸⁸ рассмотрен процесс релаксации неравновесного слоя, возникающего при образовании нейтронной звезды, который сопровождается выделением энергии с возможным выбросом свободных нейтронов. Если предположить, что все эжектируемые нейтроны связываются в ядра D, то для полной массы этого изотопа можно записать следующее уравнение:

$$\frac{dM_{\text{D}}}{dt} = 2 \frac{dM_n}{dt} - \beta M_{\text{D}},$$

где последний член βM_{D} учитывает уход дейтерия в звезды, а первый — поступление нейтронов в межзвездный газ. Воспользовавшись полученными в п. 4, в) (ф. (4.5) и (4.6)) решениями для M_{g} и M_{s} , запишем выражение для массовой концентрации дейтерия:

$$X(t) = \frac{\alpha + \beta}{\beta} \cdot \frac{2}{M_{\text{Г}}} \frac{dM_n}{dt} (1 - e^{-\beta t}) [\alpha + \beta e^{-(\alpha + \beta)t}]^{-1} + M_{\text{D}}^{(0)} \frac{e^{-\beta t}}{M_{\text{g}}};$$

здесь $M_{\text{Г}}$ — масса Галактики ($\sim 10^{11} M_{\odot}$). Таким образом, для получения

$X = 2 \cdot 10^{-5}$ в течение времени $t = 1,2 \cdot 10^{10}$ лет необходимо, чтобы у $2 \cdot 10^{10}$ нейтронных звезд была выброшена часть неравновесного слоя массой $\mu = 10^{28}$ г¹⁸⁸. Кроме того, поскольку время жизни свободного нейтрона $\tau_n \approx 10^3$ с, нейтронная звезда должна находиться в плотном облаке, чтобы нейтрон успел захватиться протоном и образовать ядро D. По современным наблюдениям пульсаров и сверхновых, частота образования нейтронных звезд не превышает $1/27$ лет⁻¹, так что их полное число в Галактике меньше 10^9 ^{162, 189}. По-видимому, такие процессы скорее будут генерировать обогащенные нейтронами тяжелые элементы, чем дейтерий.

Как уже отмечалось, интенсивность космических лучей в Галактике в настоящее время недостаточна для создания наблюдаемой концентрации дейтерия⁷⁸. Однако в свои молодые годы Галактика могла быть более активной, и тогда поток космических лучей мог превышать современный в 10—100 раз. В работе¹⁹⁰ рассмотрен процесс $p + \text{He}^4 \rightarrow 2D + p$, обусловленный энергичными протонами, рожденными в активном ядре Галактики. Поскольку энергия связи ядра He^4 $E_{\text{св}} \approx 200$ МэВ, для создания наблюдаемой концентрации дейтерия, как показано в¹⁹⁰, требуется $> 3 \cdot 10^{59}$ эрг в форме космических лучей, что, по-видимому, слишком много. Следует также учесть, что вместе с протонами будут ускоряться и α -частицы, т. е. неизбежно возникнет перепроизводство лития^{185, 186, 190}. Модель производства дейтерия фоторасщеплением He^4 , предложенная в¹⁹¹, страдает еще большими энергетическими трудностями.

В то же время, если бы все описанные выше механизмы действительно обуславливали значительное производство дейтерия, должна была бы наблюдаться корреляция между частотой вспышек сверхновых и концентрацией пульсаров с распределением D в Галактике. Но наблюдения¹¹⁷ указывают на положительный градиент обилия дейтерия, а сверхновые и пульсары концентрируются к центру Галактики¹⁹². Приведенные аргументы порождают сильное сомнение в возможности объяснения наблюдаемой распространенности дейтерия активными процессами в Галактике.

Интересный механизм генерации дейтерия предложен в недавней работе¹⁹³. В горячем двухтемпературном аккреционном диске, образующемся при аккреции вещества на релятивистский объект (нейтронную звезду, черную дыру), входящий в состав двойной системы, возможно протекание термоядерных реакций с генерацией свободных нейтронов. Эти нейтроны могут захватываться протонами непосредственно в самом диске и образовывать ядра D с относительной концентрацией $d \sim 10^{-3}$. Но, за счет наличия достаточно большой тепловой скорости ($T_1 \geq 5$ МэВ), часть нейтронов может испариться с поверхности диска и будет захвачена протонами либо в плотных холодных облаках, окружающих диск, либо в атмосфере нормальной звезды-компаньона. В последнем случае звездный ветер вынесет образовавшийся дейтерий в межзвездную среду. Этот вариант синтеза D свободен от трудностей, связанных с перепроизводством лития. Прямым доказательством реализации рассмотренного механизма было бы обнаружение γ -линии $E_{\gamma} = 2,2$ МэВ, возникающей в реакции $p + n \rightarrow D + \gamma$. К сожалению, ввиду отсутствия данных о распределении таких двойных систем в Галактике и об их количестве, в настоящее время невозможно рассчитать вклад указанного процесса в межзвездное обилие дейтерия.

в) А к к р е ц и я м е ж г а л а к т и ч е с к о г о г а з а н а Г а л а к т и к у. До сих пор мы пренебрегали аккрецией межгалактического вещества МГГ на Галактику, однако простые оценки показывают, что приток газа из межгалактического пространства может быть значительным. Действительно, согласно¹⁹⁴, темп аккреции

$$\dot{M} = 0,8 \frac{\rho_{28}}{(C_{200}^2 + V_{200}^2)^{3/2}} \left(\frac{M_{\Gamma}}{10^{11} M_{\odot}} \right)^2 M_{\odot}/\text{год}, \quad (4.4)$$

где $\rho_{28} = \rho/10^{-28}$ г/см³ — плотность межгалактического газа, $V_{200} =$

$= V/200$ км/с — скорость Галактики, M_G — ее масса, $C_{200} = C/200$ км/с — скорость звука в МГГ.

Плотность и температуру МГГ можно определить по тепловому тормозному излучению горячих электронов, приходящемуся на рентгеновский диапазон. В центрах богатых скоплений Персей, Корма, Геркулес, по наблюдениям «Ухуру», $\rho_{28} = 30-40$, $T = 10^8$ К¹⁷. В окрестности нашей Галактики плотность МГГ неизвестна, но для оценки можно принять $\rho_{28} = 0,1-1$. Скорость Галактики по измерениям дипольной анизотропии реликтового излучения и рентгеновского фона $V = 200-300$ км/с. Тогда из (4.4) получим

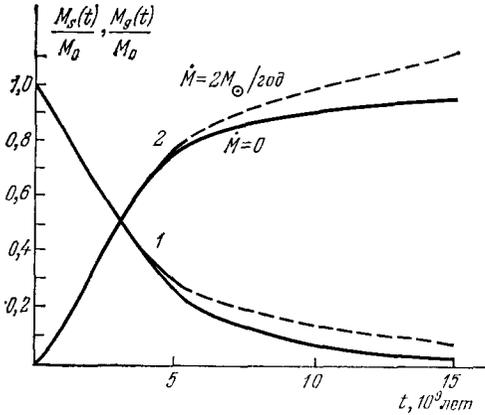


Рис. 10. Массы звездной и газовой составляющих Галактики в функции от времени. Линии помечены притоком массы за счет аккреции. 1 — $M_g(t)/M_0$, 2 — $M_s(t)/M_0$

межзвездного газа составляет всего несколько процентов от полной массы Галактики и исследованных молодых галактик, определение этой величины из имеющихся большой неточность измерений отношений «масса — светимость» и «цвет — светимость» кажется неубедительным.

Изменение масс звездной и газовой составляющих Галактики с учетом аккреции описывается уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{dM_g}{dt} &= -\beta M_g + \alpha M_s + \dot{M}, \\ \frac{dM_s}{dt} &= \beta M_g - \alpha M_s. \end{aligned}$$

При $t = 0$ $M_g = M_0$, $M_s = 0$. Решение этой системы в предположении $\dot{M} = \text{const}$ имеет вид

$$M_g(t) = M_0 \frac{\alpha + \beta e^{-(\alpha+\beta)t}}{\alpha + \beta} + \dot{M} \frac{\alpha t + \beta (1 - e^{-(\alpha+\beta)t})}{\alpha + \beta}. \quad (4.5)$$

Поскольку, как следует из наблюдений, $\beta \gg \alpha$ и $(\alpha + \beta)t > 1$, масса межзвездного газа, обусловленная аккрецией,

$$\Delta M_g(t) \approx \dot{M} \left(\frac{\alpha}{\beta} t + \frac{1}{\beta} \right).$$

Принимая $\beta = 3 \cdot 10^{-10}$ год⁻¹ и $\alpha = 10^{-11}$ год⁻¹, $t = 1,2 \cdot 10^{10}$ лет и $\dot{M} = 1 M_\odot/\text{год}$, получим $\Delta M_g \approx 3,5 \cdot 10^9 M_\odot$, т. е. $\Delta M_g \approx 0,7 M_g$. В свою очередь, масса звездной составляющей

$$M_s(t) = \frac{\beta M_0}{\alpha + \beta} [1 - e^{-(\alpha+\beta)t}] + \frac{\beta \dot{M}}{\alpha + \beta} \left[t - \frac{1 - e^{-(\alpha+\beta)t}}{\alpha + \beta} \right]. \quad (4.6)$$

Как видно из приведенных выше расчетов (а также из рис. 10), вследствие

$\dot{M} = 0,05-0,8 M_\odot/\text{год}$. Нижняя граница \dot{M} хорошо согласуется с результатами¹⁹⁵, полученными по рентгеновскому излучению коронарного газа. Анализ динамики высокоскоростных облаков нейтрального водорода приводит авторов¹⁹⁶ к значению темпа аккреции, в несколько раз большему. Это означает, что весь межзвездный газ, наблюдаемый сейчас, мог бы возникнуть в результате аккреции МГГ. Тинсли и Дэнли¹⁹⁷, анализируя интенсивность и спектр излучения молодых спиральных галактик, пришли к аналогичному выводу, так как скорость звездообразования в них настолько велика, что весь первоначальный газ «съедается» за 0,25 хаббловского времени. Однако, поскольку наблюдаемая масса

соотношения $\Delta M_\alpha < M_\alpha$ аккреция практически не влияет на скорость звездообразования, но средняя скорость звездообразования за первые $5 \cdot 10^8$ лет примерно в 4, а за $5 \cdot 10^9$ лет — соответственно в 2 раза выше, чем за 12×10^9 лет. Поскольку первые звезды имеют светимость, на несколько порядков большую Солнечной (см. п. 3), тех $\approx 15\%$ вещества протогалактики, вошедшего в звезды за $5 \cdot 10^8$ лет, достаточно, чтобы обеспечить энерговыделение молодой Галактики, в 10—100 раз превышающее современное.

Если предполагать, что аккрецируемый МГГ имеет первичный химический состав, долю современного межзвездного газа, подвергнувшегося термоядерному горению в звездах, можно оценить как

$$f = 1 - \frac{M_0 e^{-\beta t} + \dot{M} (1 - e^{-\beta t}) / \beta}{M_\alpha}$$

При $t = 1,2 \cdot 10^{10}$ лет и $\dot{M} = 2 M_\odot / \text{год}$ $f = 0,28$, т. е. при темпе аккреции $\dot{M} > 2 M_\odot / \text{год}$ обилие дейтерия в межзвездном газе практически не отличается от космологического. Совсем недавно в МГГ обнаружены линии железа^{198, 199}. По оценкам²⁰⁰, обилие $\text{Fe}/\text{H} \leq 3 \cdot 10^{-5}$, что всего в несколько раз меньше солнечного. Возможные механизмы обогащения МГГ тяжелыми элементами обсуждаются в работе²⁰¹, но в любом случае вариант, в котором значительная часть МГГ подвергалась бы термоядерному горению, следует исключить. С другой стороны, большой темп эжекции газа из Галактики может вообще предотвратить аккрецию²⁰²⁻²⁰⁴. В этой связи особую актуальность приобретают одновременные наблюдения спектра теплового тормозного излучения МГГ и K_α -линий железа в скоплениях галактик²⁰⁵.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существующие теоретические представления и наблюдательные данные позволяют проанализировать вопрос о происхождении дейтерия. Основной вывод, следующий из этого анализа, состоит в том, что, во-первых, активные процессы на догалактической стадии эволюции Вселенной, связанные с деятельностью так называемых «праквazarов», способны произвести дейтерия не более чем $X \sim 10^{-7}$, т. е. исходное обилие дейтерия в Галактике было равно его космологическому обилию. Во-вторых, неравновесные явления в Галактике, такие, как активность галактического ядра, взрывы нейтронных звезд и ударные волны при вспышках сверхновых дают не более одного процента от наблюдаемого количества дейтерия, поэтому в процессе эволюции Галактики обилие дейтерия может только уменьшаться за счет выгорания его в звездах. Оценка степени деструкции этого изотопа (уменьшение в 3—5 раз) указывает на то, что с наблюдаемым галактическим обилием $X = (2-3) \cdot 10^{-5}$ согласуется стандартная модель Вселенной с $0,05 \leq \Omega_b \leq 0,08$. По-видимому, и другие космологические модели могут считаться удовлетворительными, если выход дейтерия в них заключен в пределах $X = (3-15) \cdot 10^{-5}$.

Вопрос о происхождении дейтерия лежит в рамках общей проблемы происхождения легких элементов. В настоящее время остается необъясненным изотопный состав лития. Можно ожидать, что последующее всестороннее исследование механизмов, определяющих отношение изотопов Li^7/Li^6 в Галактике, позволит уточнить наши представления об эволюции обилия дейтерия. В той или иной мере сюда примыкает и проблема происхождения остальных химических элементов. Построение более детальной картины эволюции обилий химических элементов, в частности дейтерия, требует новых данных о темпе эжекции вещества звезды, о его химическом составе, о характере звездообразования на ранних стадиях эволюции Галактики и о взаимодействии Галактики с межгалактическим газом.

* *
*

В последнее время появились интересные работы, которые содержат как новые идеи, относящиеся к происхождению легких элементов, так и новый взгляд на имеющиеся наблюдательные данные.

В работе ²¹¹, на основе последних данных о сечениях ядерных реакций, произведен расчет выхода легких элементов в стандартной космологической модели в широком диапазоне изменения удельной энтропии. Существенное отличие (фактор ~ 2) от результатов ²³ получено только для Li^7 . По мнению авторов ²¹¹, допустимые значения удельной энтропии $s = (1-3) \cdot 10^9$, что согласуется с величинами Ω_b , приведенными нами ранее. Попытка найти нижнюю границу Ω_b из расчетов выхода He^4 и сопоставления их с наблюдениями, предпринятая в ²¹¹, представляется нам нереализуемой в настоящее время. Мы еще раз должны подчеркнуть необходимость учета эволюции обилий легких элементов за время жизни галактик. Новые наблюдения ²¹² обилия He^3 в H II областях в окрестности источников W3, W51, W43 указывают на величину $\text{He}^3/\text{H} = 2 \cdot 10^{-5}$ в межзвездной среде, что хорошо согласуется с результатами расчетов космологического нуклеосинтеза с $\Omega_b < 0,1$.

Распад массивных лептонов, существование которых предсказывается современными теориями элементарных частиц, может происходить с испусканием электронных нейтрино и антинейтрино. В работе ²¹³ произведен расчет выхода дейтерия и He^3 в стандартной космологической модели с падающими тяжелыми лептонами и показано, что даже при $\Omega_b = 1$ можно получить наблюдаемое обилие D, если масса лептонов составляет 10—100 МэВ, а время их жизни $\tau_{\text{H}} = 10^3 - 10^4$ с. Рост обилия D обусловлен следующей цепочкой реакций: $\bar{\nu}_{\text{H}} \rightarrow \bar{\nu}_e + e^+ + e^-$; $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$; $p + n \rightarrow D + \gamma$. Однако массивные лептоны за счет своей плотности энергии ускоряют темп космологического расширения Вселенной, что приводит к увеличению температуры закалки и, следовательно, к росту выхода He^4 . Распад этих лептонов генерирует дополнительную энтропию, т. е. синтез He^4 происходит при меньших величинах s , а значит, выход его еще больше возрастает. Эти два фактора, как можно показать, увеличивают обилие гелия до величин, противоречащих наблюдаемым в бедных металлами объектах.

Как впервые заметили авторы ¹⁹⁰, не существует такого единственного значения Ω_b , при котором можно было бы удовлетворительно объяснить наблюдаемые обилия D, He^3 , He^4 , Li^7 космологическим нуклеосинтезом. Правда, если последние наблюдения ²¹⁴ лития γ в старых объектах действительно отражают его догалактическое обилие, ситуация несколько меняется ²¹⁵. Но в любом случае требуемое обилие D можно получить лишь при $\Omega_b < 0,1$.

Радикально отличающийся сценарий производства легких элементов предложен в работах ^{216, 217}. В модели ²¹⁶ космологический субстрат представляет собой чистый водород, в котором образуются массивные звезды ((100—1000) M_{\odot}) при красных смещениях $z \gtrsim 100$. Взрывы этих звезд ускоряют синтезированные в них α -частицы до энергий $E \gtrsim 100$ МэВ, в результате чего в межзвездном газе образуется дейтерий в реакции $\alpha + p \rightarrow D + \dots$. Остальной гелий эжектируется в окружающее пространство со значительно меньшими энергиями на одну частицу. В этой модели трудно избежать отмеченных ранее недостатков всех схем неравновесного синтеза дейтерия, в частности, перепроизводства лития и большого энерговыделения.

Следует отметить также работу ²¹⁸, в которой сообщается о тщательном анализе состава метеорита Murchison. Результаты этого анализа показывают, что в холодном протосолнечном облаке имело место существенное химическое

фракционирование, так что наблюдения дейтерированных молекул в Солнечной системе нельзя непосредственно использовать для оценки содержания дейтерия в межзвездной среде 5 млрд. лет назад.

Подробный обзор новых результатов и нерешенных проблем, относящихся к химической эволюции Галактики дан в работе ²¹⁹.

Авторы глубоко благодарны Я. Б. Зельдовичу за неоднократные обсуждения работы, многочисленные полезные замечания и постоянную поддержку, Л. М. Озерному — за целый ряд замечаний и советов в первоначальном варианте обзора, Г. С. Бисноватому-Когану, Д. А. Варшаловичу, И. Д. Новикову, В. П. Слышу, А. В. Тутукову и В. К. Херсонскому за обсуждение различных аспектов проблемы, рассмотренной в обзоре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Релятивистская астрофизика.— М.: Наука, 1967.
2. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Строение и эволюция Вселенной.— М.: Наука, 1975.
3. Clayton D. D., Woosley S. E.— Rev. Mod. Phys., 1974, v. 46, p. 755.
4. Reeves H.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1974, v. 12, p. 437.
5. Schramm D., Wagoner R.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1977, v. 27, p. 37.
6. Greenstein J. L.— Physica Scripta, 1980, v. 21, p. 759.
7. Carr B. J.— In: Proc. of 4th EPS General Conference.— Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1979, ch. 4, p. 220.
8. Ван де Хюлст Г.— В кн. Космическая газодинамика/Под ред. Х. Хабинг.— М.: Мир, 1972, с. 13.
9. Слыш В. И.— Земля и Вселенная, 1981, № 3, с. 13.
10. Солпитер Е. Е.— In ², p. 255.
11. Sandage A., Tamman G. A.— Astrophys. J., 1976, v. 210, p. 7.
12. Rubin V. C., Thonnard N.— Highlights Astron., 1983, v. 6, p. 288.
13. Pikel'ner S. B.— Comm. Astrophys. and Space Phys., 1974, v. 6, p. 15.
14. Mather J., Kelsall T.— Phys. Scripta, 1980, v. 21, p. 671.
15. White S. D.— Ibidem, p. 640.
16. Shapiro S.— Astron. J., 1971, v. 76, p. 291.
17. Филд Дж. Б.— В кн. Космология: Теория и наблюдения/Под ред. Я. Б. Зельдовича, И. Д. Новикова.— М.: Мир, 1978, с. 27.
18. Yahil A., Sandage A., Tamman G. A.— Astrophys. J., 1980, v. 242, p. 448.
19. Wilkinson D. T.— См. ¹², p. 606.
20. Woody D. P., Richards P. L.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 925.
21. Gush H. P.— Ibidem, 1981, v. 47, p. 745.
22. Wagoner R. V., Fowler W. A., Hoyle F.— Astrophys. J., 1967, v. 148, p. 3.
23. Wagoner R. V.— Ibidem, 1973, v. 179, p. 343.
24. Шварцман В. Ф.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 315.
25. Steigman G., Olive K. A., Schramm D. N.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 239.
26. Steigman G.— In: Essays in Nuclear Astrophysics/Ed. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm.— Cambridge: Cambridge University Press, 1982, p. 519.
27. Долгов А. Д., Зельдович Я. Б.— УФН, 1980, т. 130, с. 559.
28. Miyama S., Sato K.— Progr. Theor. Phys., 1978, v. 60, p. 1703.
29. Yang J., Schramm D., Steigman G., Rood R. T.— Astrophys. J., 1979, v. 227, p. 697.
30. Schramm D.— In: Neutrino-78: Conference Proc.— Purdue Univ., 1978, p. 87.
31. Edmunds M. G.— Nature, 1980, v. 287, p. 103.
32. Silk J.— Nature, 1983, v. 303, p. 382.
33. Buzzoni A., Fusi Recchi F., Buonanno R., Corsi C. E.— Astron. and Astrophys., 1983, v. 128, p. 94.
34. Einasto J., Saar E., Kaasik J., Chernin A.— Tartu Astrophys. Observ. Preprint No. 2.— Tartu, 1974.
35. Козик В. С., Любимов В. А., Новиков Е. Г., Нозик В. С., Третьяков Е. Ф.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 301; ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 1158.
36. Vergados J. D. Preprint CERN TH 3154.— Geneva, 1981.
37. Зельдович Я. Б.— Письма Астрон. ж., 1975, т. 1, с. 5.
38. Epstein R., Petrosian V.— Astrophys. J., 1975, v. 197, p. 281.
39. Вайнер Б. В., Дрыжакова О. В., Загускин В. Л., Марочник Л. С., Резницкий Л. И.— Астрон. ж., 1978, т. 55, с. 3.
40. Olsorn D. W., Silk J.— Astrophys. J., 1978, v. 226, p. 50.

41. Зельдович Я. Б., Старобинский А. А., Хлопов М. Ю., Чечеткин В. М.— Письма Астрон. ж., 1977, т. 3, с. 208.
42. Вайнер Б. В., Дрыжакова О. В., Насельский П. Д.— Ibidem, 1978, т. 4, с. 344.
43. Yahil A., Beaudet G.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 206, p. 26.
44. David Y., Reeves H.— *Phil. Trans. Roy. Soc. Ser. A*, 1980, v. 296, p. 415.
45. Barrow J. D., Morgan J.— *Mon. Not. RAS*, 1983, v. 203, p. 393.
46. Вайнер Б. В. Автореферат канд. диссертации.— Тарту, 1978.
47. Weinberg S.— *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 42, p. 850.
48. Dimopoulos S., Susskind L.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1978, v. 18, p. 4500.
49. Dominguez-Tenreiro R., Schneichler J.— *Astron. and Astrophys.*, 1984, v. 130, p. 86.
50. Carr B. J.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 206, p. 8.
51. Novikov I. D., Polnarev A. G., Starobinsky A. A., Zel'dovich Ya. B.— *Astron. and Astrophys.*, 1979, v. 80, p. 104.
52. Chechetkin V. M., Khlopov M. Yu., Sapozhnikov M. G., Zel'dovich Ya. B. Preprint JINR E2-82386.— Dubna, 1982; *Phys. Lett. Ser. B*, 1982, v. 118, p. 329.
53. Chechetkin V. M., Khlopov M. Yu., Sapozhnikov M. G.— *Riv. Nuovo Cimento*, 1982, v. 5, p. 1.
54. Carr B. J., Rees M.— *Astron. and Astrophys.*, 1977, v. 61, p. 705.
55. Carr B. J.— *Mon. Not. RAS*, 1977, v. 181, p. 293.
56. Saar E. Tartu *Astrophys. Obs. Preprint A-5*.— Tartu, 1979.
57. Пелихов Н. В.— *ЖЭТФ*, 1979, т. 77, с. 785.
58. Carr B. J.— *Mon. Not. RAS*, 1981, v. 194, p. 639; v. 195, p. 669.
59. Carr B. J., Silk J.— *Astrophys. J.*, 1983, v. 268, p. 1.
60. Hogan C. J.— *Mon. Not. RAS*, 1983, v. 202, p. 1101.
61. Epstein R.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 212, p. 595.
62. Montmerle T.— In: *Proc. of 12th ESLAB Symposium*.— Frascati, Italy, 1977, p. 24.
63. Stecker F. W.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 44, p. 1237.
64. Mezger P. G., Schmid-Burgk J.— *Mitt. Astron. Ges.*, 1983, Bd. 58, S. 31.
65. Davis M., Wilkinson D.— *Astrophys. J.*, 1974, v. 192, p. 251.
66. Kaufman M.— *Astrophys. and Space Sci.*, 1976, v. 40, p. 369.
67. Sunyaev R. A.— *Astron. and Astrophys.*, 1971, v. 12, p. 190.
68. Курсков А. А., Озерной Л. М.— В кн. *Крупномасштабная структура Вселенной* Под ред. Я. Эйнасто, М. Лонгейра.— М.: Мир, 1981, с. 449.
69. Розгачева И. К., Сюняев Р. А.— *Письма Астрон. ж.*, 1981, т. 7, с. 23.
70. Partridge R. B.— *Lect. Notes Phys.*, 1979, v. 109, p. 131.
71. Парицкий Ю. Н.— В кн. *Совещание «Образование структуры Вселенной»*.— Таллин, 1981; in: *Proc. of Symposium No. 104 of IAU*.— Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1982, p. 21.
72. Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А., Хлопов М. Ю.— *Письма Астрон. ж.*, 1980, т. 6, с. 465.
73. Kaufman M.— *Astrophys. J.*, 1970, v. 160, p. 459.
74. Thorne K.— Ibidem, 1967, v. 148, p. 51.
75. Doroshkevich A. G., Novikov I. D., Sunyaev R. A., Zel'dovich Ya. B.— *Highlights of Astron.*, 1971, v. 2, p. 318.
76. Dzyzhakova O. V., Ozerou L. M., Pelikhov N. V., Vainer B. V.— *Astron. and Astrophys.*, 1981, v. 98, p. 57.
77. Боярчук М. Е.— *Изв. КРАО*, 1972, т. 46, с. 47.
78. Meneguzzi M., Audouze J., Reeves H.— *Astron. and Astrophys.*, 1971, v. 15, p. 337.
79. Meneguzzi M., Reeves H.— Ibidem, 1975, v. 40, p. 99.
80. Milder H. E.— *Astrophys. and Space Sci.*, 1972, v. 17, p. 186.
81. Boesgaard A. M.— *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1976, v. 88, p. 353.
82. Cameron A. J. W., Fowler W. A.— *Astrophys. J.*, 1971, v. 164, p. 111.
83. Epstein R., Arnett W. D., Schramm D.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1976, v. 31, p. 111.
84. Audouze J., Reeves H.— In ²⁶, p. 355.
85. Audouze J., Boulade O., Malinie G., Poilane Y.— *Astron. and Astrophys.*, 1983, v. 127, p. 164.
86. Friedman I., Redfield A. C., Schoen B., Harris J.— *Rev. Geophys.*, 1964, v. 2, p. 177.
87. Robert F., Merliva L., Javog M.— *Nature*, 1979, v. 282, p. 785.
88. Kolodny Y., Kerridge J. F., Kaplan I.— *Earth and Planet. Lett.*, 1980, v. 46, p. 149.
89. Beer R., Taylor F. W.— *Astrophys. J. Lett.*, 1973, v. 182, p. L131; *Astrophys. J.*, 1978, v. 219, p. 763.
90. Trauger J. T., Roelser F. L., Carleton N. P., Traub W. A.— *Astrophys. J. Lett.*, 1973, v. 184, p. L137.

91. Anglin J. D., Dietrich W. F., Simpson J. A.— *Ibidem*, p. L41.
92. Road R. T., Wilson T. L., Steigman G.— *Astrophys. J.*, 1979, v. 227, p. L97.
93. Reeves H., Bottinga Y.— *Nature*, 1972, v. 238, p. 326.
94. Geiss J., Reeves H.— *Astron. and Astrophys.*, 1981, v. 93, p. 189.
95. Geiss J., Bochsler P.— In: *Proc. of 4th Solar Wind Conference.*— Burghausen, 1979.
96. Rogerson J. B., York D.— *Astrophys. J. Lett.*, 1973, v. 186, p. L95.
97. Vidal-Madjar A., Laurent C., Bonnet R. M., Matkien R.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 211, p. 91.
98. Laurent C., Vidal-Madjar A., York D.— *Ibidem*, 1979, v. 229, p. 923.
99. Vidal-Madjar A., Laurent C., Gry C., Bruston P., Ferlet R., York D. G.— *Astron. and Astrophys.*, 1983, v. 120, p. 58.
100. Black J. H., Dalgarno A.— *Astrophys. J. Lett.*, 1973, v. 184, p. 101.
101. Spitzer L., Jr., Jenkins E.— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1975, v. 13, p. 133.
102. Jeferts K. B., Penzias A. A., Wilson R. W.— *Astrophys. J. Lett.*, 1973, v. 179, pt. 457.
103. Solomon P. M., Woolf N. J.— *Ibidem*, v. 180, p. L89.
104. Blitz L., Shu F. H.— *Astrophys. J.*, 1980, v. 238, p. 148.
105. Gillet F. C., Forest W.— *Ibid.*, 1973, v. 179, p. 483.
106. Cesarsky D. A., Moffet A. T., Pasachoff J.— *Astrophys. J. Lett.*, 1973, v. 180, p. L1.
107. Pasachoff J. M., Cesarsky D. A.— *Astrophys. J.*, 1974, v. 193, p. 65.
108. Weinreb S.— *Nature*, 1962, v. 195, p. 367.
109. Anantharamaiah K. R., Radhakrishnan V.— *Astron. and Astrophys.*, 1979, v. 79, p. L9.
110. Kunde V. et al.— *Astrophys. J.*, 1982, v. 263, p. 443.
111. Tinsley B.— *Fund. Cosm. Phys.*, 1980, v. 5, p. 287.
112. Cannon R. D.— *Highlights of Astron.*, 1983, v. 6, p. 109.
113. Hesser J. E.— *Ibidem*, p. 225.
114. Schramm D. N.— *Ibidem*, p. 241.
115. Pagel B. E.— *Phil. Trans. Roy. Soc. Ser. A*, 1982, v. 307, p. 19.
116. Güsten R., Mezger P. G.— *Vistas Astron.*, 1982, v. 26, p. 159.
117. Penzias A. A.— *Astrophys. J.*, 1979, v. 228, p. 430.
118. Ostriker J., Tinsley B.— *Astrophys. J. Lett.*, 1975, v. 201, p. L51.
119. Audouze J., Tinsley B.— *Astrophys. J.*, 1974, v. 192, p. 487.
120. Penzias A. A., Wannier P. G., Wilson R. W., Linke R. A.— *Ibidem*, 1977, v. 211, p. 108.
121. Bruston P., Audouze J., Vidal-Madjar A., Laurent C.— *Ibidem*, 1981, v. 242, p. 161.
122. Щекинов Ю. А.— *Астрон. ж.*, 1984, т. 62.
123. Mayor M.— *Astron. and Astrophys.*, 1976, v. 48, p. 301.
124. Panagia N., Tosi M.— *Ibidem*, 1981, v. 96, p. 306.
125. Churchwell E.— In: *Radiorecombination Lines/Ed. P. A. Shaver.*— Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1980, p. 225.
126. Snell R. L., Wootten A.— *Astrophys. J.*, 1979, v. 228, p. 748.
127. Mezger P. G.— *Astron. and Astrophys.*, 1978, v. 70, p. 565.
128. D'Odorico S., Peimbert M., Sabbadin F.— *Ibidem*, 1976, v. 47, p. 341.
129. Kaler J. B.— *Astrophys. J.*, 1978, v. 226, p. 947.
130. Kaler J. B.— *Ibidem*, 1980, v. 239, p. 78.
131. Wannier P.— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1980, v. 18, p. 399.
132. Shaver P. A., McGee R. X., Newton L. M., Danks A. C., Pottasch S. R.— *Mon. Not. RAS*, 1983, v. 204, p. 53.
133. Epstein R., Lattimer J. M., Schramm D. N.— *Nature*, 1976, v. 263, p. 198.
134. Wagoner R. V.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1969, v. 18, p. 247.
135. Weaver T. A., Woosley S.— In: *Proc. of 9th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics.*— N.Y., 1978.
136. Chechetkin V. M., Imschennik V. S., Ivanova L. N., Nadyozhin D. K.— In: *Supernovae: Proc. of Spec. IAU Sess.*— Grenoble, France, 1976, p. 159.
137. Arnett W. D.— *Astrophys. J.*, 1978, v. 219, p. 1008.
138. Ober W. W., El Eid M. F., Fricke K. J.— *Astron. and Astrophys.*, 1983, v. 119, p. 61.
139. Silk J.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 211, p. 648.
140. Щекинов Ю. А. Автореферат канд. диссертации.— Тарту, 1978.
141. Дорошкевич А. Г., Колесник И. Г.— *Астрон. ж.*, 1976, т. 53, с. 10.
142. Pikel'ner S. B.— *Comm. Astrophys. and Space Phys.*, 1974, v. 6, p. 15.
143. Partridge R. B.— *Astrophys. J.*, 1974, v. 192, p. 241.

144. Дорошкewич А. Г., Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.— *Астрон. ж.*, 1967, т. 44, с. 295.
145. Ferlet R., Dennefeld M., Spite M.— *Astron. and Astrophys.*, 1983, v. 124, p. 172.
146. Потташ С. Р.— *Цит. в 8 сб.*, с. 313.
147. Renzini A.— In: *Mass Loss and Stellar Evolution, Stars and Star Systems: Proc. of 4th European. Regional Meeting on Astronomy.*— Uppsala, 1978.
148. Hutchings J. B., Rudloff von I. R.— *Astrophys. J.*, 1980, v. 238, p. 909.
149. Abbott D. C.— *Ibidem*, 1982, v. 263, p. 723.
150. Боярчук А. А.— *Цит. в 8 сб.*, с. 324.
151. Walker M. F., Chincarini G.— *Astrophys. J.*, 1968, v. 154, p. 157.
152. Горбачкий В. Г. Новые и новоподобные звезды.— М.: Наука, 1974.
153. Горбачкий В. Г.— В кн.: *Эруптивные звезды/Под ред. А. А. Боярчука, Р. Е. Гершберга.*— М.: Наука, 1970, с. 6.
154. Krzeminsky W.— *Acta Astron.*, 1972, v. 22, p. 387.
155. Скульский М. Ю.— *Астрон. ж.*, 1971, т. 48, с. 766.
156. Garmanu C. D., Conti P. S.— In: *Close Binary Stars: Observations and Interpretations: IAU Symp. No. 88/Ed. M. J. Plavec, D. M. Popper, P. K. Ulrich.*— Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1980, p. 163.
157. Портнова И. Н., Хусаинов Е. И. *Деп. ВИНТИ*, № 5154-83, 9.09, 1983 г.
158. Chiosi C.— *Astron. Astrophys.*, 1983, v. 93, p. 163.
159. Vanbeveren D.— *Цит. в 156 сб.*, p. 169.
160. Pickett W.— *Ibidem*, p. 211.
161. Hack M.— *Ibidem*, p. 271.
162. Hills J. G.— *Astrophys. J.*, 1980, v. 240, p. 242.
163. Chevalier R.— *Fund. Cosm. Phys.*, 1981, v. 7, p. 1.
164. Oemler A., Tinsley B.— *Astron. J.*, 1979, v. 84, p. 985.
165. Hainebach K., Eichler D., Schramm D.— In: *Proc. of 16th Intern. Cosmic Rays Conference.*— Kyoto, 1979, v. 12, p. 70.
166. Вайнер Б. В., Щекинов Ю. А.— *Астрофизика*, 1982, т. 18, с. 143.
167. Arnett W. D.— *Astrophys. J.*, 1979, v. 230, p. L37.
168. Arnett W. D.— *Ibidem*, 1980, v. 237, p. 541.
169. Gordon C.— *Astron. and Astrophys.*, 1980, v. 81, p. 43.
170. Kirshner R. P., Kwan J.— *Astrophys. J.*, 1975, v. 197, p. 415.
171. Becker R. H., Holt S. S., Smith B. W., White N. E., Boldt E. A., Mushotzky R. F., Serlemitsos P. J.— *Ibidem*, 1980, v. 235, p. L5.
172. Iben I., Jr., Truran J. W.— *Ibidem*, 1978, v. 220, p. 980.
173. Тутуков А. В., Янгельсон Л. Р.— *Научные информации Астрон. совета АН СССР*, 1973, т. 27, с. 1.
174. Варшавский В. И., Тутуков А. В.— *Астрон. ж.*, 1975, т. 52, с. 227.
175. Miller G. F., Scalo J. M.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1979, v. 41, p. 513.
176. Garmanu C. D., Conti P. S., Chiosi C.— *Astrophys. J.*, 1982, v. 263, p. 777.
177. Burton W. D., Gordon M. A.— In: *Topics of Interstellar Matter/Ed. H. van Woerden: Gen. Assem. IAU.*— Grenoble, 1977, p. 165.
178. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. *Физика межзвездной среды.*— М.: Наука, 1979.
179. Tosi M.— *Astrophys. J.*, 1982, v. 254, p. 699.
180. Сучков А. А., Щекинов Ю. А.— *Астрон. ж.*, 1979, т. 56, с. 1179.
181. Larson R. B.— *Highlights Astron.*, 1983, v. 6, p. 191.
182. Biermann P.— *Astron. and Astrophys.*, 1978, v. 62, p. 255.
183. Colgate S. A.— *Astrophys. J.*, 1973, v. 181, p. L53.
184. Hoyle F., Fowler W.— *Nature*, 1973, v. 241, p. 384.
185. Epstein R., Arnett W. D., Schramm D. N.— *Astrophys. J.*, 1974, v. 190, p. L13.
186. Гольдберг В. З., Чечеткин В. М.— *Астрон. ж.*, 1976, т. 53, с. 782.
187. Domogatzky G. V., Egamzhyan R. A., Nadyozhin D. K.— *Astrophys. and Space Sci.*, 1978, v. 58, p. 273.
188. Бисноватый-Коган Г. С., Чечеткин В. М.— *УФН*, 1979, т. 127, с. 263.
189. Манчестер Р., Тейлор Дж. *Пульсары.*— М.: Мир, 1980.
190. Озерной Л., Черномордик В. В.— *Астрон. ж.*, 1975, т. 52, с. 1156.
191. Мелик-Алавердян Ю. К.— *Астрофизика*, 1974, т. 10, с. 123.
192. Guseinov O. N., Kasimov F. K., Kalinin E. V.— *Astrophys. and Space Sci.*, 1980, v. 68, p. 385.
193. Aharonian F. A., Sunyaev R. A. *Preprint Space Res. Inst. No. 762. Moscow.* 1983.
194. Mayor M., Vigroux L.— *Astron. and Astrophys.*, 1981, v. 98, p. 1.
195. Cox D. P., Smith B. W.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 203, p. 361.
196. Яниште Я. А., Саар Э. М.— *Письма Астрон. ж.*, 1977, т. 3, с. 9.
197. Tinsley B., Danly L.— *Astrophys. J.*, 1980, v. 242, p. 435.

198. Mitchell R. J., Culhan J. L.— Mon. Not. RAS, 1977, v. 178, p. 75P.
199. Serlemitsos P. J., Smith B. W., Boldt E. A., Holt S. S., Swank J. H.— Astrophys. J. Lett., 1977, v. 211, p. L63.
200. Raphaelli Y.— Astrophys. J., 1978, v. 225, p. 335.
201. Силк Дж.— Цит. в ⁶⁸ сб., с. 204.
202. Irawich F. M.— Astrophys. J., 1975, v. 196, p. 107.
203. Горбацкий В. Г.— Астрофизика, 1982, т. 18, с. 234.
204. York D. G.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1982, v. 20, p. 221.
205. Вайнштейн Л. А., Сюняев Р. А.— Письма Астрон. ж., 1980, т. 6, с. 673.
206. Dupree A. K., Ballinnas S. L., Shipman H. L.— Astrophys. J., 1977, v. 218, p. 361.
207. Anderson R. C., Henry R. C., Moos H. W., Linsky I. L.— Ibidem, 1978, v. 226, p. 883.
208. Hartquist T. W., Black J. H., Dalgarno A.— Mon. Not. RAS, 1978, v. 185, p. 643.
209. York D., Rogerson J. B.— Astrophys. J., 1976, v. 203, p. 378.
210. Barrow J. D.— Fundam. Cosmic Phys., 1983, v. 8, p. 83.
211. Yang J., Turner M. S., Steigman G., Schramm D. N., Olive K. A.— Astrophys. J., 1984, v. 281, p. 493.
212. Wilson T. L., Rood R. T., Bania T. M.— In: Proc. of ESO Workshop on Primordial Helium/Eds P. A. Shaver et al.— Munich, 1983, p. 379.
213. Scherrer R. J.— Mon. Not. RAS, 1984, v. 210, p. 359.
214. Spite F., Spite M.— Astron. and Astrophys., 1982, v. 115, p. 357.
215. Sciamma P. W. Preprint 2184 A.— Trieste, 1984.
216. Audouze J., Silk J. Formation and Evolution of Galaxies and Large Structures in the Universe/Eds J. Audouze, J. Tran Thanh Van.— Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1984, p. 267.
217. Rees M. J.— Ibidem. p. 271.
218. Yang J., Epstein S.— Nature, 1984, v. 311, p. 544.
219. Audouze J.— In: Diffuse Matter in Galaxies Eds J. Audouze et al.— Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1983, p. 95.