

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
АСТРОНОМИЧЕСКИЙ СОВЕТ

ВОПРОСЫ
КОСМОГОНИИ

ТОМ
IX



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
Москва 1963

P998
9

Редакционная коллегия:

Доктор физ.-матем. наук **Б. В. КУКАРКИН** (отв. редактор),
доктор физ.-матем. наук **Н. Н. ПАРИЙСКИЙ** (зам. отв. редактора),
доктор физ.-матем. наук **А. Г. МАСЕВИЧ**,
доктор физ.-матем. наук **Б. Ю. ЛЕВИН**,
доктор физ.-матем. наук **В. И. БАРАНОВ**,
член-корр. АН СССР **В. В. БЕЛОУСОВ**,
канд. физ.-матем. наук **В. С. САФРОНОВ** (ученый секретарь)

**МАТЕРИАЛЫ
ТЕОРЕТИЧЕСКОГО СЕМИНАРА
ПО ВАЖНЕЙШИМ ПРОБЛЕМАМ
АСТРОФИЗИКИ**

Тарту, 7—13 июля 1962 г.

ЦЕНТРАЛЬНАЯ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

523.1

У84
64

Сверено

Сверено
1961 г.

Я. В. Зельдович

ДОЗВЕЗДНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ВЕЩЕСТВА

Рассмотрен вопрос о первых стадиях расширения вещества и о ядерных процессах, которые происходили на этих ранних стадиях. Показано, что представление о веществе, состоящем из протонов, электронов и нейтрино, является наиболее вероятным.

Prestellar evolution of matter, by J. V. Zeldovič.— The problem of the earliest stages of expansion and of nuclear processes occurred during these stages is considered. It is shown that the concept of the matter consisting of protons, electrons and neutrino is the most probable one.

§ 1. Постановка вопроса

Экспериментальный факт расширения Вселенной, следующий из наблюдений Хаббла, согласуется с нестационарной теорией Фридмана.

В большом масштабе распределение вещества приблизительно изотропно и однородно, т. е. в данной точке пространства равноценны все направления, а кроме того, равноценны все точки пространства. Можно полагать, что разбиение вещества на отдельные галактики и скопления галактик является результатом эволюции мира, в котором первоначально имела место точная изотропия и однородность, хотя полная количественная теория такой эволюции еще не создана.

В таком мире был момент, когда плотность вещества была бесконечной.

Рассмотрим вопрос о первых стадиях расширения вещества и о тех ядерных процессах, которые происходили на этих ранних этапах.

Этот вопрос был впервые поставлен почти на современном уровне Гамовым [1] и затем развивался Альфером и Германом [2] с точки зрения происхождения химических элементов. Расчеты ядерных реакций были проделаны также Ферми и Туркевичем [3].

Желание этих авторов получить во всех деталях наблюдаемую в настоящее время распространенность химических элементов представляется наивным. Нельзя же отрицать, что в течение 10^{10} лет в звездах происходит нуклеосинтез и количество различных элементов должно было измениться по сравнению с моментом после расширения.

В действительности есть лишь один вопрос: совместима ли картина расширения вещества бесконечной плотности с общими представлениями о составе дозвездного вещества и прежде всего о преобладании водорода в этом веществе.

Ввиду большой принципиальной важности вопроса, необходимо было исследовать его еще раз с учетом последних данных физики элементарных частиц.

Закон изменения плотности со временем в начальной стадии хорошо известен.

В качестве начальных условий необходимо задать энтропию и лептонные заряды, приходящиеся на один барион, так как эти величины сохраняются в ходе расширения. Точнее, энтропия сохраняется постольку, поскольку расширение происходит медленно (адиабатически) по сравнению с установлением равновесия между частицами. Это условие хорошо выполняется при высокой плотности; при понижении плотности это условие нарушается и энтропия растет, что в дальнейшем будет учтено.

Закон сохранения лептонных зарядов*, независимо примененный к Вселенной Г. С. Саакяном [10], является непривычным моментом, в теории звезд его не рассматривают; это новшество связано не только с новыми данными физики, но прежде всего с тем, что в однородном мире нейтрино никуда не уходят (ср. [9]).

§ 2. Варианты начальных условий

Вкратце результаты рассмотрения различных вариантов сводятся к следующему.

1. При равных нулю начальной энтропии S и лептонных зарядах l_e, l_p есть стадия, когда вещество состоит на 98—99% из нейтронов. При расширении распад нейтронов начинается при такой общей плотности, когда каждый образовавшийся протон успевает по реакциям $p + n = d + \gamma$, $d + n = T + \gamma$ превратиться в тритий; термоядерные реакции могут привести к превращению $T + d = He^4 + n$. Однако начальное содержание 1—2% протонов приводит к образованию тяжелых ядер. Свободных протонов практически не останется. Такой результат противоречит наблюдаемому в настоящее время большому содержанию водорода, когда в звездных процессах расходуется только водород. Поэтому вместе

* Более подробные сведения о лептонном заряде имеются в обзорной статье автора в этом сборнике.

с Гамовым, Альфером и Германом приходится отказаться от начальных условий $S = 0$, $l_e = 0$, $l_p = 0$.

2. Начальная энтропия велика, лептонные заряды равны нулю. Этот вариант начальных условий рассматривали упомянутые выше авторы, предполагая, что на ранней стадии ($t = 200$ сек) плотность излучения во много раз превосходила плотность барионов* ($\rho_{\text{изл}} = 1 \text{ г/см}^3$, $\rho_{\text{бар}} = 10^{-4} \div 10^{-4} \text{ г/см}^3$).

Экстраполируя при данной энтропии в более ранние моменты времени ($t = 1$ сек), т. е. к большим плотностям, неизбежно получаем весьма высокие температуры ($\sim 1 \text{ Мэв}$), при которых электроны не вырождены и, больше того, в равновесии находится ([1] и более подробно [9]) почти одинаковое число электронов и позитронов, почти поровну протонов и нейтронов (с перевесом протонов).

Предположение о большой энтропии несовместимо с гипотезой о том, что в начале вещество состояло из нейтронов**.

Высокая температура препятствует соединению протонов и нейтронов в дейтоны, так как при температуре выше $100-200 \text{ кэв}^{***}$ равновесие сильно смещено в сторону распада $d \rightarrow p + n$. Конкретно это означает, что фотораспад $d + \gamma \rightarrow p + n$ на квантах равновесного излучения преобладает над захватом $p + n \rightarrow \gamma + d$. При расширении одновременно с понижением температуры происходит распад нейтронов и уменьшение общей плотности нуклонов.

Часть протонов соединяется с нейтронами, образуя дейтерий, который далее превращается термоядерными реакциями в He^3 и He^4 . Часть протонов остается свободной. Приняв, например, $\rho_{\text{изл}} = 1 \text{ г/см}^3$ и $\rho_{\text{бар}} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^3$, получим к моменту прекращения ядерных реакций около 80% протонов; около 20% (по весу) нуклонов превратятся в гелий (He^4 и He^3). Наконец, останется около 0,6% дейтерия.

При расширении до современной плотности нуклонов, равной 10^{-30} г/см^3 , плотность всех видов излучения составит $0,5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ (включая нейтрино и гравитоны). При этом эффективная температура электромагнитного излучения (света) равна 23° К .

Следует признать, что эти значения лежат за гранью разумного и не согласуются с современными представлениями о материальном и энергетическом балансе Вселенной.

Содержание водорода даже сейчас, после 10^{10} лет звездных процессов, выше 80%, содержание гелия ниже 20%, изотопный состав межзвездного водорода соответствует содержанию менее

* Мы избегаем применения к барионам термина «вещество» или «материя», поскольку излучение также обладает всеми свойствами вещества, в частности, инертной и гравитационной массой. Один квант имеет массу покоя, равную нулю, но уже два кванта, движущихся не параллельно, имеют в совокупности отличную от нуля массу покоя.

** Альфер и Герман в более поздней обзорной статье не учли этого.

*** $1 \text{ кэв} = 1,16 \cdot 10^7 \text{ град}$, $1 \text{ Мэв} = 10^8 \text{ кэв} = 1,16 \cdot 10^{10} \text{ град}$.

0,02% дейтерия, плотность лучистой энергии существенно меньше вышеуказанных величин.

Если пытаться менять исходные данные, можно ослабить одни противоречия только ценой усиления других. Принимая большую плотность нуклонов при данной плотности излучения, мы уменьшим содержание дейтерия и современную плотность излучения. Однако при этом содержание гелия возрастает до 35—40%, что явно бессмысленно.

С другой стороны, если сильно уменьшить плотность нуклонов при данной плотности излучения, то уменьшится вероятность соединения $n + p$, увеличится доля нейтронов, распадающихся в протоны, уменьшится содержание гелия. При этом, однако, современная плотность излучения получится во много раз больше плотности материи. Это противоречит как прямым измерениям электромагнитного излучения, так и оценкам общей плотности всех видов излучения (включая слабовзаимодействующие нейтрино и гравитоны) по гравитационному действию.

Последний вопрос был рассмотрен в работе Я. А. Смородинского и автора [4], а еще раньше — в работах Уилера [5] и Переса [6]. Пользуюсь случаем с сожалением отметить, что в [4] не были цитированы [5] и [6].

Возвращаясь к вопросу о начальной стадии мира, необходимо признать, что представления Гамова, Альфера и Германа о высокой температуре в этой стадии противоречат современным сведениям*.

Используем тот факт, что в изотропном однородном мире плотность нейтрино меняется лишь в силу расширения и ядерных реакций; как бы ни был велик пробег нейтрино, они не «уходят», или точнее их уход из данной точки компенсируется приходом нейтрино из соседних областей. Такой результат зависит от однородности Вселенной и одинаково приложим к замкнутому миру с конечным объемом и к бесконечному открытому миру (см. также [10]).

В расширяющемся мире нейтрино, приходящие в данную точку, в силу красного смещения, т. е. по существу из-за эффекта Доплера, имеют энергию меньше, чем их энергия в более ранний момент в том месте, где они находились раньше. При этом в каждой из обеих точек «выхода» и «прихода» энергия измеряется в системе координат, сопутствующей среднему движению вещества в данной точке в момент измерения.

Точный учет этого явления приводит к тому, что плотность нейтрино (без учета реакций) меняется пропорционально плотности вещества; если в какой-то момент спектр нейтрино отвечал распределению Ферми, то и в последующие моменты спектр будет оставаться

* Общее указание на неудовлетворительность этих представлений имеется в известных лекциях Ферми [7].

фермиевским, причем энергия Ферми (т. е. химический потенциал) и температура меняются пропорционально $\sqrt[3]{\rho}$, в соответствии с законом адиабатического расширения.

Напомним, для дальнейшего, что частицу, вылетающую при электронном распаде, принято называть антинейтрино $\bar{\nu}$:

$$n = p + e^- + \bar{\nu}$$

в отличие от нейтрино ν , образующегося при позитронном распаде:

$$O^{14} = N^{14} + e^+ + \nu.$$

Далее принято считать положительным лептонный заряд электрона и нейтрино, отрицательным — лептонный заряд позитрона и антинейтрино:

$$l_{e^-} = l_{\nu} = +1, \quad l_{e^+} = l_{\bar{\nu}} = -1.$$

Лептонный заряд других частиц, в частности барионов, равен нулю.

Исследуем варианты с нулевой энтропией и отличным от нуля лептонным зарядом.

3. Отрицательный лептонный заряд. В этом случае $\bar{\nu}$ образуют вырожденное Ферми-распределение и до тех пор, пока энергия Ферми E_F антинейтрино больше энергии возможного β -распада, β -распад невозможен. Следовательно, при высокой плотности вещество состоит из нейтронов и антинейтрино.

За. При ядерной плотности, т. е. $\rho_{\text{нукл}} \sim 10^{14} \text{ г/см}^3$, необходимо, чтобы выполнялось условие $E_F > 30 \text{ Мэв}$, так как образующийся при β -распаде протон сильно взаимодействует с окружающими его нейтронами. Для выполнения этого условия достаточно лептонного заряда системы, приходящегося на один нуклон, равного 0,001.

При лептонном заряде -1 , т. е. если на каждый нейтрон приходится по одному антинейтрино, распад нейтронов запрещен до тех пор, пока их плотность больше 10^6 г/см^3 : при этой плотности расстояние между нейтронами ($\sim 10^{-10} \text{ см}$) гораздо больше радиуса ядерных сил и, чтобы не было распада n , энергия E_F должна быть больше энергии распада свободного нейтрона, т. е. больше $0,76 \text{ Мэв}$.

От первого варианта (в котором распад нейтронов был подавлен энергией Ферми электронов) рассматриваемый вариант отличается только отсутствием 1—2% протонов в виде тяжелых ядер.

Однако, так же как и в первом варианте, в ходе последующего расширения при $\rho < 10^6 \text{ г/см}^3$ начнется распад нейтронов и образующиеся протоны будут вступать с оставшимися нейтронами в реакции, так что практически свободных протонов не останется.

Таким образом, вариант За неприемлем.

Для получения мало-мальски удовлетворительного согласия с опытом необходимо подавить распад нейтронов вплоть до го-

раздо меньшей их плотности, так как лишь только в этом случае протоны, образующиеся при распаде, имеют шансы не вступить в дальнейшие реакции с образованием дейтерия и гелия.

Так мы приходим к варианту Зб, в котором плотность антинейтрино обеспечивает $E_F = 0,76 \text{ Мэв}$ при плотности нейтронов, например, 10^{-6} г/см^3 .

Расчет дает плотность антинейтрино 10^{30} см^{-3} при плотности нейтронов $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в результате чего лептонный заряд на один нуклон оказывается равным $1,6 \cdot 10^{12}$, что выглядит весьма неправдоподобно («с чего бы» такой большой заряд?!).

В остальном вариант Зб весьма похож на вариант 2. Плотность $\bar{\nu}$, выраженная в г/см^3 , равна 10^3 г/см^3 при плотности нуклонов 10^{-6} г/см^3 .

Снова получим заметное количество дейтерия и гелия; больше дейтерия и меньше гелия по сравнению с вариантом 2, так как температуры низки и энтропия возникает только за счет необратимости ядерных реакций.

При расширении до современной плотности нуклонов 10^{-30} г/см^3 получим плотность $\bar{\nu}$, равную 10^{-29} г/см^3 , т. е. в 10 раз превышающую плотность материи! Такая плотность уже недопустима по гравитационному воздействию.

Преимуществом варианта Зб по сравнению с вариантом 2 является лишь отсутствие большой плотности легко наблюдаемого электромагнитного излучения. Все же в целом ясно, что весь вариант 3 (как За, так и Зб) с отрицательным лептонным зарядом является неудовлетворительным.

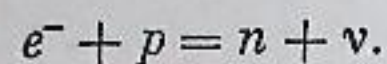
Не годится сама идея о том, что в стадии сверхплотного состояния вещество состояло из нейтронов. Эта идея была некритически заимствована для Вселенной из идеи Ландау о нейтронном ядре сверхплотных звезд (в звезде нейтрино беспрепятственно уходят!).

Мы приходим к единственно возможному, единственно правильному варианту:

4. Положительный лептонный заряд. Примем для определенности, что на каждый протон приходится один электрон и одно нейтрино, при этом лептонный заряд системы, приходящийся на один протон, равен $+2$. Энтропию примем равной нулю. При большой плотности электроны образуют вырожденный релятивистский Ферми-газ. Нейтрино также находятся в состоянии вырожденного релятивистского Ферми-газа.

При этом энергия Ферми нейтрино в $\sqrt{2}$ больше энергии Ферми электронов, так как нейтрино при данном направлении импульса может иметь только одно направление спина (противоположное направлению импульса), а не два, как электрон. Поэтому при данном граничном импульсе Ферми-распределение электронов вмещает вдвое больше частиц по сравнению с Ферми-распределением нейтрино; при данной плотности частиц у нейтрино больше граничный импульс Ферми.

Обычно для звезд принимают, что при плотности, при которой энергия Ферми электронов достигает нескольких $Mэв^*$, начинается процесс



Однако при наличии Ферми-распределения нейтрино с граничной энергией, превышающей граничную энергию электрона $E_{F\nu} > E_{Fe}$, такой процесс запрещен, так как заняты состояния, в которые должно переходить нейтрино.

При ядерной плотности $\rho = 4 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$, $E_{F\nu} = 500 Mэв$, $E_{Fe} = 400 Mэв$, разность $E_{F\nu} - E_{Fe}$ значительно превышает возможную энергию связи нейтрона. При меньшей плотности протоны и позитроны стабильны.

При плотности, во много раз больше ядерной, энергия Ферми протона достигнет сотен $Mэв$, что соответствует плотности порядка 10^{39} см^{-3} , т. е. $\rho \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$. При этом уже плотность становится заметно больше (в 1,5—2 раза) плотности массы покоя и становится в принципе возможным образование гиперонов (ср. расчеты В. А. Амбарцумяна и Г. С. Саакяна [8] для звезд), в данной ситуации — Σ^- или нейтронов и π^- -мезонов.

Возможность количественного рассмотрения состояния вещества при таких плотностях весьма сомнительна.

Существенно, однако, что плотность меняется сравнительно медленно: по известной формуле $\rho \cong 10^6/t^2$ найдем при $\rho = 10^{15} \text{ г/см}^3$, что время изменения плотности вдвое меньше $t = 3 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$. Это время надо сравнить с временем распада Σ^- , которое порядка 10^{-10} сек ; время, характерное для сильного взаимодействия ($\pi^- + p = n$), еще гораздо меньше.

Поэтому независимо от всех сложных вопросов сверхплотного состояния (с плотностью больше ядерной) есть уверенность в том, что расширение идет относительно медленно, адиабатически и при достижении ядерной плотности или плотности более низкой будет достигнуто состояние, равновесное при этой низкой плотности. В силу адиабатичности процесса распад гиперонов и реакция $\pi^- + p = n$ не вызовет значительного увеличения энтропии.

Таким образом, сделанный выбор начальных условий — энтропия равна нулю, лептонный заряд +2 (на один барион) — приводит к дозвездному веществу, состоящему из чистого водорода. При современной средней плотности нуклонов 10^{-30} г/см^3 плотность нейтрино составит $6 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3}$, их энергия Ферми 10^{-6} эв , плотность массы нейтрино 10^{-39} г/см^3 .

Гипотеза, согласно которой в качестве исходного вещества для звездной стадии эволюции берется холодный чистый водород, вполне согласуется с современными астрофизическими представлениями.

* С учетом энергии связи протона в ядре.

Основной вывод данной статьи кратко изложен в статье [11] и более подробно в [12].

Примечание при корректуре. Более подробное рассмотрение ядерных реакций в сверхплотном состоянии в 4-м варианте, проведенное В. Б. Якубовым (Астрономический журнал, 1964 г., в печати) подтверждает сделанные здесь выводы о составе (чистый водород) и малой энтропии вещества.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Gamow. Rev. Mod. Phys., 21, 367, 1949.
2. R. A. Alpher, R. C. Herman. Rev. Mod. Phys. 22, 153, 1950.
3. E. Fermi, A. Turkevich. Не опубликовано, цитируем по R. A. Alpher, R. C. Herman. Annual Review of Nuclear Science, 2, 1, 1953.
4. Я. Б. Зельдович, Я. А. Смородинский. ЖЭТФ, 39, 809, 1961.
5. J. A. Wheeler. Proc. Solv. Congr., 1958. «Гравитация, нейтрино, Вселенная», ИЛ, 1962.
6. A. Peres. Progr. Theoret. Phys., 24, 149, 1960.
7. Э. Ферми. Лекции по атомной физике. М., ИЛ, 1952.
8. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян. Астрон. ж. 37, 193, 1960.
9. С. Hayashi. Progr. Theoret. Phys., 5, 224, 1950.
10. Г. С. Саакян. Изв. АН Арм. ССР, 15, 123, 1962. Диссертация, 1962.
11. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 43, 1561, 1962.
12. Я. Б. Зельдович. Атомная энергия, 14, 92, 1963.

Поступила 6.IX 1962 г.