

БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ И НАРУШЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

А. Д. Долгов

Обсуждается возможность объяснения наблюдаемого избытка барионов по сравнению с антибарионами за счет несохранения барионного заряда во взаимодействиях элементарных частиц. Показано, что для первичной плазмы, выход из равновесного состояния, в котором плотности частиц и античастиц равны друг другу, затягивается до довольно позднего времени, в результате чего для современной концентрации барионов во Вселенной получается слишком малое число.

Современная астрономия утверждает [1], что количество барионов в видимой части Вселенной составляет $10^{-9} - 10^{-10}$ от числа релик-

товых фотонов, а содержание антивещества совершенно ничтожно. В случае, если барионный заряд (B) строго сохраняется, избыток барионов может быть объяснен либо "начальным" барионным зарядом Вселенной, что для горячей модели эстетически не слишком привлекательно, либо несимметричным поглощением барионов и антибарионов черными дырами [2]. В последнем случае, который осуществляется только при нарушении зарядовой (CP -инвариантности), черные дыры имеют отрицательный барионный заряд, компенсирующий наблюдаемый избыток барионов.

Ниже мы обсудим альтернативную возможность генерации барионов в модели горячей Вселенной за счет процессов, в которых нарушается сохранение барионного заряда и одновременно симметрия относительно замены частиц и античастиц. Первоначально высказанная в работе [3] эта гипотеза в последние годы получила поддержку в связи с попытками построения единой теории сильных и электромагнитно-слабых взаимодействий [4]. В любой такой схеме всеобщего объединения лептонов и кварки помещаются в один и тот же мультиплет той или иной группы симметрии и поэтому несохранение барионного заряда обязательно имеет место.

В недавно опубликованных работах [5] обсуждались различные схемы подобного возникновения избытка барионов в горячей Вселенной. Ниже мы покажем, что в приближении идеального газа генерация барионного заряда должна начинаться относительно поздно, когда плотность первичной плазмы уже слишком мала, чтобы дать наблюдаемое количество барионов $r = n_B/n_\gamma \approx 10^{-9} \div 10^{-10}$.

Как известно [6], независимо от C - и T -инвариантности и сохранения барионного заряда равновесная система должна иметь нулевой барионный заряд, если начальные условия были достаточно симметричными¹⁾. В силу этого на ранней равновесной стадии развития Вселенная должна содержать равное количество барионов и антибарионов. По мере расширения Вселенной плотность первичной плазмы n падает $n \sim t^{-3/2} T^3$, где T — температура, а t — время, отсчитываемое от момента сингулярности. Скорость элементарных процессов пропорциональна σn (σ — сечение процесса), а скорость расширения мира $\dot{R}/R \sim t^{-1}$, и поэтому с ростом времени Вселенная оказывается в неравновесном состоянии и в принципе может иметь ненулевой барионный заряд. Ниже в приближении идеального газа мы оценим величину возникающей барионной асимметрии. Поправки за счет неидеальности зависят от конкретной модели и будут рассмотрены в более подробной работе. Заметим только, что в калибровочных моделях отклонения от идеальности порядка $E_{\text{пот}}/E_{\text{кин}} \sim a < 1$.

Предварительно мы проследим, как условие унитарности S -матрицы обеспечивает справедливость обычных статистических распределений независимо от T -инвариантности и принципа детального равновесия. Пусть имеется газ для простоты бесспиновых частиц и имеют-

¹⁾ Это является следствием таких общих принципов как CPT -инвариантность и унитарность S -матрицы.

ся процессы взаимного превращения

$$a_i + b_i + \dots \rightarrow a_k + b_k + c_k + \dots \quad (1)$$

Рассмотрим изменение со временем полного числа частиц a_i :

$$\dot{N}(a_i) \equiv \frac{d}{dt} \int n(a_i) d^3 p = \text{const} \sum_k \int d^4 \mathcal{P} d\tau_i d\tau_k (\Pi n_k |A_{ki}|^2 - \Pi n_i |A_{ik}|^2), \quad (2)$$

где $\Pi n_k = n(a_k)n(b_k)n(c_k)\dots$; $n(a_k)$ — функция распределения частиц a_k по импульсам; $\mathcal{P} = p_a + p_b + \dots$ — суммарный импульс; $d\tau_i = \delta^4(\mathcal{P} - \Sigma p) \Pi(d^3 p / 2E 8\pi^3)$; — элемент фазового объема и A_{ik} — амплитуда перехода из состояния i в состояние k . Мы предположим, что справедливо бoльцмановское распределение по импульсам, т. е. $n(a_i) = n_0(a_i) \exp\{(\mu_{ai} - E_{ai})/T\}$. Учет квантовых поправок приводит лишь к незначительным техническим усложнениям. Легко видеть, что это распределение действительно является равновесным, т. е. при подстановке в уравнение (2) обеспечивает условие $\dot{N} = 0$. Действительно в силу условий сохранения энергии и химического потенциала $\Pi n_i = \Pi n_k$, и равенство (2) переписется в виде

$$\dot{N}(a_i) = \text{const} \int d^4 \mathcal{P} d\tau_i \Pi n_i \sum_k \int d\tau_k (|A_{ki}|^2 - |A_{ik}|^2). \quad (3)$$

В T -инвариантной теории $|A_{ik}|^2 = |A_{ki}|^2$ (принцип детального равновесия) и $\dot{N}(a_i) = 0$. Если же T -инвариантность не имеет места, то справедливо более общее условие:

$$\sum_k \int d\tau_k (|A_{ki}|^2 - |A_{ik}|^2) = 0, \quad (4)$$

которое можно назвать условием циклического равновесия и которое также обеспечивает равенство $\dot{N}(a_i) = 0$.

В равновесном состоянии химический потенциал барионов равен химическому потенциалу антибарионов и равен нулю. Это связано с "выравниванием" химических потенциалов в реакциях с несохранением B . Так как равновесные распределения определяются, помимо температуры, только массой и химическим потенциалом частиц данного сорта, то, как уже отмечалось, не возникает избытка барионов над антибарионами. Обсудим теперь, что будет в неравновесной ситуации. Пусть для примера несохранение барионного заряда происходит за счет реакции

$$qq \rightarrow \bar{q}l, \quad (5)$$

где q — кварки, а l — лептон. По мере расширения Вселенной первыми выходят из равновесия наиболее медленные процессы, поэтому когда реакция (5) окажется уже неравновесной, другие реакции, в которых принимают участие q и l , идущие за счет обычных сильного и слабого взаимодействий, будут еще в равновесии. В силу последнего обстоятельства функция распределения, например, кварков должна иметь вид

$$n(q) \sim \exp\{[\mu_q(t) - E]/T\} \quad (6)$$

и аналогично для \bar{q} и l . Неравновесность реакции (5) теперь отражается тем обстоятельством, что равенство $2\mu_q = \mu_{\bar{q}} + \mu_e$ уже может быть несправедливо. Однако, если в начальный момент имело место условие $\mu_q = \mu_{\bar{q}} = 0$, обеспечивающее равное количество кварков и антикварков, то оно останется верным и после того, как реакция (5) выйдет из равновесия. Это условие будет справедливым, пока в равновесии будут более быстрые, чем (5) процессы, обеспечивающие канонический вид распределения (6). Действительно, пусть $\mu_q(t=0) = 0$, тогда в силу уравнения (3) при малых t (и соответственно малых $\mu(t)$) временная производная полного числа кварков $\dot{N}(q) \sim \mu$. С другой стороны $\Delta N = N(q) - N(\bar{q}) \sim \mu$. Отсюда следует, что $\Delta \dot{N} \sim \Delta N$. Единственным решением этого уравнения такого, что $\Delta N(t=0) = 0$, является $\Delta N \equiv 0$. Таким образом, генерация барионного заряда за счет реакции (5) начинается не в тот момент, когда эта реакция выходит из равновесия, но существенно позже, когда из равновесия выходят все процессы, в которых принимает участие хотя бы один тип из участвующих в реакции (5) частиц. Для нашего примера генерация барионного заряда начнется тогда, когда температура кварков станет отличной от температуры лептонов. Однако в этот момент концентрация лептонов [7] и (или) кварков [8] во Вселенной становится уже слишком малой, чтобы обеспечить наблюдаемое сейчас отношение $r(B) = 10^{-9} - 10^{-10}$. Генерация барионного заряда начнется достаточно рано, когда концентрации частиц, участвующих в реакции еще не малы, если хотя бы одна из частиц является почти стерильной, т. е. не участвует ни в сильном ни в электромагнитно-слабом взаимодействиях, в силу чего все процессы с ее участием рано выходят из равновесия.

Для величины $r(B)$ можно получить оценку:

$$r(B) = r_H \Delta\sigma / \sigma_{min} \quad (7)$$

где $\Delta\sigma$ — C (CP)-нечетная часть сечения реакции с несохранением B , σ_{min} наименьшее из *полных* сечений взаимодействия частиц, участвующих в этой реакции, а r_H — концентрация тяжелых частиц, (т. е. таких, что $m_H > T$), если они участвуют в обсуждаемом процессе. Важно отметить, что все величины в правой части равенства (7) берутся в момент времени, определяемый условием выхода из равновесия процессов с сечением σ_{min} , т. е. $\sigma_{min} n t \approx 1$. В частности, для реакции (5) σ_{min} — обычное слабое сечение, поэтому барионный заряд начинает генерироваться при $T \lesssim m_e/20$ [7], что приводит к слишком малой величине $r(B)$. В заключение отметим, что в силу изложенных соображений оценки работ [5] должны быть сдвинуты в сторону существенно меньших значений. В частности, это, по-видимому, исключает группу $SU(5)$ как группу объединения сильных и электромагнитно-слабых взаимодействий.

Я глубоко благодарен Я.Б.Зельдовичу, И.Ю.Кобзареву и Л.Б.Окуню за стимулирующие обсуждения.

Литература

- [1] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. Строеение и эволюция Вселенной. М., изд. Наука, 1975; G. Steigman. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, **14**, 339, 1976.
- [2] S. Hawking. Commun. Mattr. Phys., **43**, 199, 1975; Я.Б.Зельдович. Письма в ЖЭТФ, **24**, 29, 1976.
- [3] А.Д.Сахаров. Письма в ЖЭТФ, **5**, 32, 1967.
- [4] J. C. Pati, A. Salam. Phys. Rev., **D8**, 1240, 1973; **D10**, 275, 1974; H. Georgi, S.L. Glashow. Phys. Rev. Lett., **32**, 438, 1974; F. Gürsey, P. Sikivie. Phys. Rev. Lett., **36**, 775, 1976; H. Fritzsche, P. Minkowski. Ann. Phys. (N.Y.) **93**, 193, 1977.
- [5] A. Yu. Ignatiev, N. V. Krasnikov, V. A. Kuzmin, A. N. Tavkheldze. Phys. Lett., **76B**, 436, 1978; N. Yoshimura. Phys. Rev. Lett., **41**, 281, 1978; S. Dimopoulos, L. Susskind. SLAC - PUB-2126, 1978; J. Ellis, M.K. Gaillard, D. V. Nanopoulos. TH 2596-CERN, 1978.
- [6] L. B. Okun, Ya. B. Zeldovich. Comments on Nucl. and Part. Phys., **6**, 69, 1976.
- [7] М.И.Высоцкий, А.Д.Долгов, Я.Б.Зельдович. Письма в ЖЭТФ, **26**, 200, 1977; P. Hut. Phys. Lett., **69B**, 85, 1977; B.W. Lee, S. Weinberg. Phys. Rev. Lett., **39**, 165, 1977.
- [8] Я.Б.Зельдович, Л.Б.Окунь, С.Б.Пикельнер. УФН, **87**, 113, 1965.
-