Краткие сообщения по физике № 8 1979

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ СРТ-ИНВАРИАНТНОСТИ И БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ

А. Ю. Игнатьев, В. А. Кузьмин, М. Е. Шапошников

УДК 539.12.01

Доказано, что необходимыми условиями для возникновения барионной асимметрии Вселенной помимо несохранения барионного числа являются нарушение термодинамического равновесия и СР-инвариантности.

Вопрос и происхождении барионной асимметрии Вселенной является одной из кардинальных проблем физики элементарных частиц и космологии. Возможное решение этой проблемы было предложено впервые в /1,2/, где было показано, что барионная асимметрия может возникать на неравновесной стадии расширения из-за несохранения барионного числа и СР-нарушения. В /3/ этот механизм впервые был исследован в рамках объединенных калибровочных теорий.

В настоящей работе мы покажем, что асимметрия между частицами и античастицами (т.е. неравенство их концентраций) не может возникать при термодинамическом равновесии [*)], и, следовательно, барионная асимметрия Вселенной может появиться так или иначе только на неравновесной стадии расширения.

Докажем сначала следующую лемму: если система, описываемая СРТ-инвариантным гамильтонианом H, находится в состоянии термодинамического равновесия, и величины всех сохраняющихся зарядов таковы, что все химические потенциалы μ_i равны нулю, то среднее значение любого несохраняющегося СРТ-нечетного эрмитового оператора B равно нулю.

[*)] После того, как наша работа /4/ была закончена, мы узнали об аналогичном результате, полученном в /5/.

ральных пионов и каонов с СР-неинвариантным взаимодействием. Если бы полная странность была равна сумме странностей отдельных физических каонов K_L и K_S, то она не была бы равна нулю, а так как странность K_L- и K_S-мезонов ненулевая,

$$S(K_L) = S(K_S) = 2\mathrm{Re}\,\varepsilon/(1 + |\varepsilon|^2).$$

Несправедливость такого рода аргументов можно увидеть из строгого квантовомеханического рассмотрения однокаонных состояний. Если полная система описывается матрицей плотности (I), то каон в этой системе характеризуется матрицей плотности

$$\rho_1 = \sum_{mm'n} |n\rangle\langle m,n|\rho|n,m'\rangle\langle m'|,$$

где $|m\rangle, |m'\rangle$ – базис в однокаонном пространстве состояний, $|n,m\rangle$ – базис в пространстве состояний остальной системы. Покажем, что состояние ρ_1 имеет нулевую странность. Действительно, наиболее общая однокаонная матрица имеет вид:

$$\rho_1 = \sum_{pq} W_1|K^\circ\rangle\langle K^\circ| + W_2|\bar{K}^\circ\rangle\langle\bar{K}^\circ| + W_3|K^\circ\rangle\langle\bar{K}^\circ| + W_3^*|\bar{K}\rangle\langle K^\circ|$$

(импульсные переменные опущены). Странность этого состояния равна

$$S_1 = \mathrm{Sp}\,\rho_1 S = W_1 - W_2.$$

Из СРТ-инвариантности следует, что $W_1 = W_2$ и $S_1 = 0$. Таким образом, однокаонное состояние не является ни чистым K°-мезоном, ни $\bar{K}^\circ$-мезоном, а есть их некогерентная суперпозиция.

Отметим, что предположение $\mu_i = 0$ является существенным при доказательстве леммы. Действительно, если $\mu_i \neq 0$, матрица плотности имеет вид

$$\rho = \exp(-\beta H + \beta\sum_i \mu_i A_i)\Big/\mathrm{Sp}\,\exp(-\beta H + \beta\sum_i \mu_i A_i),$$

где A_i – сохраняющиеся операторы, СРТ-четные или СРТ-нечетные, так что СРТ-инвариантность ρ, вообще говоря, может быть потеряна, и доказательство не проходит. Утверждение леммы, однако, справедливо и в некоторых случаях с $\mu_i \neq 0$ и $\theta^+ A_i \theta = -A_i$, если существует (анти)унитарный оператор V со свойствами

$$VHV^+ = H, \quad VA_iV^+ = -A_i, \quad VBV^+ = B.$$

Действительно, используя СРТ-преобразование, получаем

$$\langle B(\mu_i)\rangle = \frac{\mathrm{Sp}\, B \exp\left\{-\beta(H - \sum_i \mu_i A_i)\right\}}{\mathrm{Sp}\, \exp\left\{-\beta(H - \sum_i \mu_i A_i)\right\}} = \langle B(-\mu_i)\rangle.$$

С другой стороны, действие оператора V дает

$$\langle B(\mu_i)\rangle = \langle B(-\mu_i)\rangle, \text{ так что } \langle B(\mu_i)\rangle = 0.$$

Это означает, в частности, что если система несет ненулевое сохраняющееся квантовое число, а B нейтрален по отношению к этому числу, то среднее значение B равно нулю. Например, если система обладает фермионным зарядом, то, несмотря на это, числа бозонов и антибозонов каждого типа совпадают, а странность системы может быть отличной от нуля.

Остановимся теперь на причине ошибочности результата /7/ о том, что барионная асимметрия может возникать и при равновесии. Она заключается в неполном учете процессов, несохраняющих барионное число. Поясним это на примере простой модели самодействующего комплексного скалярного поля с лагранжианом

$$L = \frac{h}{4!}\Phi^3(\Phi + \overset{*}{\Phi}) + \text{э.с.}$$

Этот лагранжиан не сохраняет как CP-четность, так и барионное число (полю Φ приписывает барионный заряд +I, полю $\overset{*}{\Phi}$ – заряд -I). Запишем кинетическое уравнение для барионного числа B:

$$\frac{dB}{dt} \sim 2(\sigma_2 N\bar{N} + \sigma_2 \bar{N}\bar{N} - \sigma_{-2} NN - \sigma_{-2} N\bar{N}) + 4(\sigma_4 \bar{N}\bar{N} - \sigma_{-4} NN), \qquad (2)$$

где N, $\bar{N}$ – соответственно, концентрации Φ и $\overset{*}{\Phi}$, σ_i – сечение процесса рассеяния с $\Delta B = i$ (например, $\sigma_2 = \sigma(\Phi\overset{*}{\Phi} \to \Phi\Phi)$). Вычисляя σ_i во втором порядке теории возмущений, находим

$$\sigma_2 - \sigma_{-2} = -(\sigma_4 - \sigma_{-4}).$$

Поэтому $N = \bar{N}$ удовлетворяет уравнению (2); с другой стороны, если бы мы учитывали лишь процессы с $\Delta B = \pm 2$, мы бы пришли к неправильному выводу о том, что $N \neq \bar{N}$, т.е. что возникает барионная асимметрия.

Покажем теперь, что в случае CP-инвариантного гамильтониана барионная асимметрия не может возникать даже на неравновесной стадии расширения. Матрица ρ системы удовлетворяет следующему уравнению и начальному условию:

$$i \frac{d\rho}{dt} = [H(t),\rho], \tag{3}$$

$$\rho_0 = Z^{-1}\exp(-\beta H(t_0)).$$

(Предполагается, что неравновесному периоду расширения предшествовал равновесный). Обозначим $\rho' = CP\rho(CP)^+$. Нетрудно видеть, что ρ' удовлетворяет тому же уравнению и начальному условию (3). Поэтому $\rho = \rho'$ при всех t, т.е. $B = 0$ всегда.

В действительности, однако, полного термодинамического равновесия в расширяющейся Вселенной не бывает никогда. Поэтому близость к нулю асимметрии Вселенной в конце квазиравновесного периода (если он существовал) будет определяться как его длительностью, так и близостью условий к термодинамически равновесным.

Авторы благодарны А. Н. Тавхелидзе и К. Г. Четыркину за полезные обсуждения.

Институт ядерных исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
30 мая 1979 г.

Литература

1. А. Д. Сахаров, Письма в ЖЭТФ, 5, 32 (1967).
2. В. А. Кузьмин, Письма в ЖЭТФ 13, 335 (1970).
3. A. Yu. Ignatiev, N. V. Krasnikov, V. A. Kuzmin, A. N. Tavkhelidze, Proc. Int. Conf. Neutrino-77, Moscow 1978, Vol.2, p.293; Phys. Lett., B76, 436 (1978).
4. A. Yu. Ignatiev, V. A. Kuzmin, M. E. Shaposhnikov, Preprint INR, P-0102, 1978.
5. S. Dimopoulos, L. Susskind, Phys. Rev., D18, 4500 (1978).
6. С. Вайнберг, Гравитация и космология, Наука, М., 1977 г.
7. M. Yoshimura, Phys. Rev. Lett., 41, 281 (1978).