

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ $N\bar{N}$ И РАЗДЕЛЕНИЕ ВЕЩЕСТВА И АНТИВЕЩЕСТВА ВО ВСЕЛЕННОЙ

*Л.Н.Богданова, И.С.Шапиро*

Показано, что современные теоретические представления и экспериментальные данные о взаимодействии  $N\bar{N}$  противоречат гипотезе Омнеса о фазовом переходе -- возможном механизме разделения вещества и антивещества на ранних стадиях образования Вселенной.

В работах [1, 2] Омнесом было высказано предположение, что в системе, состоящей из нуклонов и антинуклонов, может произойти фазовый переход при температуре около  $300 \text{ } M\ddot{\text{o}}\text{v}$ . Этот эффект, который мог бы объяснить пространственное разделение нуклонов и антинуклонов на ранних стадиях образования Вселенной, по утверждению автора, следует из существования связанных состояний  $N\bar{N}$ . В настоящей статье мы хотим показать, что некоторые предположения, лежащие в основе рассматриваемой схемы, а также утверждения о характере взаимодействия  $N\bar{N}$ , содержащиеся в работах [1, 2] (и в обзоре [3]), противоречат современным теоретическим представлениям и имеющимся экспериментальным данным. Правильный учет связанных и резонансных состояний  $N\bar{N}$  приводит к выводам, противоположным утверждениям, содержащимся в цитированных статьях.

Эффект разделения нуклонов и антинуклонов рассматривается Омнесом в рамках следующей модели: (1) из сильно взаимодействующих частиц в термодинамическом равновесии находятся пионы, нуклоны и антинуклоны; (2) система  $N\bar{N}$  может образовывать связанные состояния, к которым относятся легкие мезоны ( $\pi, \eta, \rho, \omega$ ). Число мезонов не сохраняется и определяется из условия минимума свободной энергии (аналогично фотонам в равновесном тепловом излучении).

В решении задачи используется вириальное разложение свободной энергии системы  $F$  по степеням плотности нуклонов и антинуклонов:

$$F = F_\pi + F_o(N, T) + F_o(\bar{N}, T) + a T(N + \bar{N}) + b T \frac{N\bar{N}}{V} + b' T \frac{N^2 + \bar{N}^2}{V}. \quad (1)$$

Здесь  $F_\pi$  – свободная энергия мезонов,  $F_o(N, T)$  – идеального нуклонного газа. Вириальные коэффициенты  $a, b, b'$  учитывают, соответственно, взаимодействия  $\pi N, N\bar{N}, NN$ .

При некотором значении температуры, таком что

$$b > \frac{1}{4} \left( \frac{2\pi}{m T} \right)^{3/2} e^{1+a+m/T} \quad (2)$$

( $m$  – масса нуклона), минимум свободной энергии отвечает решению с двумя фазами, одна из коих состоит преимущественно из барионов, другая – из антибарионов.

Вывод Омнесса состоит в том, что реализация условия (2) на некоторой стадии эволюции горячей Вселенной представляется возможной.

В вириальном коэффициенте  $b$  удобно различать два слагаемых  $b_1$  и  $b_0$ . Первое из них выражается через  $S$ -матрицу. При наличии неупругих каналов для  $b_1$  имеет место формула Дашена, Ма и Бернстаина [4]:

$$b_1 = -8 \left( \frac{\pi}{mT} \right)^{3/2} \sum_{I,J} \frac{(2I+1)(2J+1)}{16\pi} \int_0^\infty e^{-E/T} \frac{1}{4i} \langle N\bar{N} | S^{-1} \frac{\partial}{\partial E} S | N\bar{N} \rangle dE \quad (4)$$

Здесь  $J$  и  $I$  – спины и изоспины системы  $N\bar{N}$ ,  $E$  – энергия пары в с.ц.и.

$$S^{-1} \frac{\partial}{\partial E} S \equiv S^{-1} \frac{\partial S}{\partial E} - \frac{\partial S^{-1}}{\partial E} S .$$

Слагаемое  $b_0$  есть статсумма по связанным состояниям системы  $N\bar{N}$ :

$$b_0 = -8 \left( \frac{\pi}{mT} \right)^{3/2} \sum_n g_n e^{|\epsilon_n|/T} \quad (5)$$

( $g_n$  – статистический вес,  $\epsilon_n$  – энергия связи).

В работах [1, 3] наличие связанных состояний учитывается в зависимости  $S$ -матрицы от энергии. Сумма же (5) из вириального коэффициента  $b$  выделена в свободную энергию пинонов  $F_\pi$ , химический потенциал которых считается равным нулю.

На самом деле, кроме пинонов, имеются тяжелые связанные состояния  $N\bar{N}$  – мезоны с массой порядка  $2m$  (см. [5, 6]), не учитываемые автором. Эти мезоны не стабильны (из-за аннигиляции) и живут тором. Эти мезоны не стабильны (из-за аннигиляции) и живут  $10^{-22} - 10^{-23}$  сек (их ширины  $\Gamma \approx 10 + 100$  Мэв). Поскольку время жизни этих состояний заведомо меньше или порядка времени релаксации (речь идет о временах  $t < 10^{-5}$  сек), вряд ли возможно рассматривать их как независимые степени свободы в термодинамической системе. Очевидно, что нельзя полагать равным нулю химический потенциал мезонов с массой около 2 Гэв при температурах порядка 300 Мэв. Таким образом, указанные связанные состояния должны быть учтены в статсумме (5).

Далее, неверна принятая в [3] энергетическая зависимость амплитуды рассеяния, непосредственно входящей в  $b_1$  (формула (4)). Автор принимает монотонное убывание фаз рассеяния  $N\bar{N}$  с энергией, что не согласуется с современными данными о взаимодействии  $N\bar{N}$ . В частности, известно, что в рассеянии  $N\bar{N}$  важную роль играют резонансные процессы. Резонансы с ширинами порядка  $10 + 100$  Мэв обнаружены, например, при полных энергиях  $N\bar{N}$  в с.ц.и. 1900, 1922, 1945, 1970,

2190, 2345, 2380 [7].

Следует также отметить, что в работе [3] автор ограничивается учетом лишь  $s$ -волн. Простые оценки показывают, что при температурах  $T = 200 \div 400$  Мэв и радиусе сил  $r \approx 1 \text{ fm}$  в рассеянии участвуют волны с орбитальными моментами  $l \leq 3$ . Упомянутые выше резонансы отвечают состояниям с  $l \neq 0$ <sup>1)</sup>.

Очевидно, что при вычислении виртуального коэффициента по формуле (4) необходимо в первую очередь учитывать наиболее острые, т. е. резонансные зависимости амплитуды как в упругом, так и в неупругих каналах. Если оставить в формуле (4) в первом приближении лишь резонансные члены, можно получить для  $b_1$  следующее выражение:

$$b_1 = -8 \left( \frac{\pi}{mT} \right)^{3/2} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{(2l+1)(2l+1)}{16\pi} \int_0^{\infty} e^{-E/T} \frac{\Gamma_{N\bar{N}}/2}{(E - E_o)^2 + \Gamma^2/4} dE. \quad (6)$$

Здесь  $\Gamma_{N\bar{N}}$ ,  $\Gamma$  – упругая и полная ширина резонанса,  $E_o$  – резонансная энергия. Как видно из (6),  $b_1 < 0$ . Отрицательно также и слагаемое  $b_o$ . Таким образом, из сказанного следует, что  $b = b_1 + b_o < 0$ , и условие (2) не выполнено.

Из этих оценок ясно, что существующие данные о взаимодействии  $N\bar{N}$  не только не дают оснований для положительного заключения о возможности пространственного разделения барионов и антибарионов в результате предложенного в [3] механизма, но скорее приводят к обратному выводу.

Выражаем искреннюю признательность Я.Б.Зельдовичу, обратившему наше внимание на данную проблему, за весьма полезные обсуждения.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
1 июля 1974 г.

### Литература

- [1] R.Omnès. Phys. Rev. Lett., 23, 38, 1969.
- [2] R.Omnès. Phys. Rev., D1, 723, 1970.
- [3] R.Omnès. Physics Reports, 3C, N1, 1972.
- [4] R.Dashen, S.Ma, H.J.Bernstein. Phys. Rev., 187, 349, 1969.
- [5] И.С.Шапиро. УФН, 109, 431, 1973.
- [6] L.N.Bogdanova, O.D.Dalkarov, I.S.Shapiro. Ann. of Phys., 83, 222, 1974.
- [7] Rev. Mod. Phys., 45, №2, Part II, April 1973.
- [8] A.Martin. Phys. Rev., 124, 614, 1961.

<sup>1)</sup> Заметим еще, что в [3] содержится ошибочное утверждение о якобы дальнодействующем характере аннигиляционных сил. В действительности радиус этих сил порядка комптоновской длины нуклона (т. е. значительно меньше протяженности ядерного взаимодействия – см. [5, 6, 8]).