

И. ПОМЕРАНЧУК

К ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ МНОГИХ ЧАСТИЦ В ОДНОМ АКТЕ

(Представлено академиком [А. И. Алихановым 12 IV 1951])

Как известно (^{1, 2}), взаимодействие между нуклонами и мезонами, ответственными за специфические ядерные силы, весьма велико. Это в первую очередь относится к π -мезонам (^{3, 4}), которые показывают сильное взаимодействие с нуклонами. Вследствие этого применение мезонной теории к описанию взаимодействия нуклонов с π -мезонным полем наталкивается на огромные трудности, так как теория возмущений в этом случае почти никогда не применима (за исключением, может быть, области малых энергий). Неприменимость теории возмущений особенно очевидна при больших энергиях, когда главную роль играют такие столкновения, в результате которых образуется сразу несколько или много частиц (взрывные ливни).

Этот вывод сразу получается, если учесть, что π -мезоны (как заряженные, так и нейтральные) являются псевдоскалярными частицами (^{5, 6}), имеющими энергию взаимодействия с нуклонами следующего вида:

$$U = g\bar{\Psi}\gamma_5\Psi\phi + f\frac{\hbar}{\mu c}\bar{\Psi}\gamma_i\gamma_k\Psi\frac{\partial\phi}{\partial x_m}.$$

Постоянная $g^2/\hbar c$ не является малой по сравнению с единицей, и поэтому под действием первого члена процессы с рождением в одном акте многих частиц имеют большую вероятность, так как отношение вероятности образования n частиц к вероятности образования $n-1$ частиц должно быть порядка $g^2/\hbar c$. Под действием члена с f это обстоятельство выступает еще сильнее, так как взаимодействие растет с увеличением энергии (⁷). Таким образом, рассмотрение столкновений нуклонов друг с другом или с π -мезонами при больших энергиях сталкивающихся частиц требует методов, в корне отличающихся от теории возмущений.

Недавно Ферми (⁸) обратил внимание на возможность применения методов статистической механики и термодинамики к описанию ядерных столкновений при больших энергиях. Эта возможность является непосредственным следствием интенсивного взаимодействия сталкивающихся частиц друг с другом. Ферми считает, что энергия сталкивающихся частиц выделяется в малой области, в которой затем устанавливается статистическое равновесие, при котором вероятности различных состояний пропорциональны статистическим весам. Выбирая этот объем равным

$$\Omega = \Omega_0 \frac{2Mc^2}{W} = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^3 \frac{2Mc^2}{W} \quad (1)$$

(M — масса нуклона, μ — масса π -мезона, W — энергия в системе центра инерции), Ферми получает возможность рассчитать вероятность образования ливней как функцию числа частиц и массы этих частиц при разных начальных энергиях. (Полное сечение для всех процессов принимается Ферми равным $\pi (\hbar / \mu c)^2$ *).

Однако выбор Ω в виде (1) представляется неправильным в наиболее интересной области релятивистских энергий, когда каждое столкновение сопровождается образованием нескольких или многих частиц. Каждая возникшая частица (нуклон, π -мезон или какая-нибудь другая сильно взаимодействующая частица) так же сильно взаимодействует с остальными частицами, как это делают первичные сталкивающиеся частицы. Поэтому, если выбрать Ω в соответствии с (1), то в области, имеющей размеры порядка радиуса взаимодействия частиц, равного $\hbar / \mu c$ (полное сечение σ порядка $(\hbar / \mu c)^2$ и не зависит от энергии частиц или их индивидуальности), окажется много частиц. Все эти частицы будут сильно взаимодействовать друг с другом, и поэтому незаконно применять выражения, относящиеся к статистическим весам и термодинамическим формулам идеальных газов, как это сделано в (8). Вместо этого следует считать, что каждая образующаяся частица продолжает сильно взаимодействовать с остальными, в результате чего число частиц будет сильно расти. Система при этом сильно возрастает в своих размерах, расширение во всех направлениях должно происходить со скоростью порядка скорости света. Так должно продолжаться до тех пор, пока не наступят плотности частиц настолько малые, что среднее расстояние между частицами будет больше $\sqrt{\sigma} \approx \sqrt{\hbar^2 / \mu^2 c^2}$, так как $\sqrt{\sigma}$ есть величина порядка радиуса взаимодействия. После этого частицы будут разлетаться, не взаимодействуя друг с другом. Окончательным критическим плотностям n_0

$$n_0 \approx \left(\frac{\mu c}{\hbar} \right)^3 \quad (2)$$

может отвечать различное число частиц N , т. е. различный объем

$$\Omega \approx \frac{N}{n_0} \approx \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^3 N. \quad (3)$$

В отличие от (1), Ω не только не падает с ростом энергии, а даже растет с возрастанием числа частиц в ливне, т. е. с ростом N . Вероятности $P(N)$ различных чисел N могут быть получены с помощью (3) и формулы (13) в (8):

$$P(N) \approx \left[\left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/2} \frac{1}{\pi^{3/2}} \frac{W}{\mu c^2} \right]^{3N} \frac{N^N}{(3N)! \left[\left(\frac{N}{3} \right)! \right]^3}. \quad (4)$$

Дополнительный множитель N^N возникает в силу (3), а $\left[\frac{N}{3}! \right]^3$ учитывает неразличимость π^+ , π^- , π^0 между собой. При этом рассматривается случай $N \gg 1$, а также наиболее вероятная комбинация, когда $N_{\pi^+} = N_{\pi^-} = N_{\pi^0}$. В (4), кроме того, предполагается отсутствие нуклонных пар, а также, что все частицы являются предельно релятивистскими.

P достигает максимума при \bar{N} , равном:

$$\bar{N} \approx \frac{W}{\epsilon} = \frac{V 2Mc^2 W}{\epsilon}. \quad (5)$$

* Повидимому, такая величина сечения несколько велика. Данные космических лучей скорее указывают на сечение, равное $(\hbar / \mu c)^2$.

ϵ порядка нескольких сот мегавольт, W' — энергия в лабораторной системе координат, $W' \gg Mc^2$.

Таким образом, среднее число частиц в ливне должно возрасти пропорционально $\sqrt[4]{W'}$, а не $\sqrt{W'}$, как это получается в (8).

Формула (5) применима к случаю лобового удара, когда вся энергия сталкивающихся частиц превращается в большое количество новых частиц. Если столкновение не лобовое, то число частиц будет существенно меньше, чем согласно (5). В случае звезды, которая наблюдалась в (9), $W' = 3 \cdot 10^{13}$ эв. Так как, однако, у этой звезды в системе центра инерции не достигнута полная изотропия в распределении частиц по направлениям, то она относится, повидимому, к столкновениям с большими прицельными параметрами, для которых N должно быть значительно меньше \bar{N} .

Вводя в рассмотрение температуру системы в момент достижения ею критической плотности (2), легко видеть, согласно (5), что эта температура будет порядка ϵ , т. е. меньше, чем Mc^2 . Поэтому даже при сколь угодно больших энергиях конечные температуры перед окончательным разлетом оказываются малыми по сравнению с теми, при которых происходит интенсивное парообразование нуклонов. Поэтому в звезде (9) не следует ожидать нуклонных пар, в отличие от вывода, сделанного в (8).

Следует отметить в развитие вывода, сделанного в (8), что при каждом столкновении антинуклона с нуклоном с подавляющей вероятностью должна происходить аннигиляция нуклонной пары с превращением этой пары в π -мезоны. Это вызвано тем, что статистический вес состояния, в котором нет нуклонной пары, велик по сравнению со статистическим весом состояния, в котором сохранился антинуклон. Независимо от начальной энергии, число нуклонных пар в взрывных ливнях всегда должно быть очень мало по сравнению с числом π -частиц. По аналогичным причинам число мезонов со значительно большей массой, чем у π , должно быть также мало. Средняя энергия частиц в таком ливне в системе центра инерции должна не зависеть от начальной энергии и быть порядка ϵ .

У ливней, не вызванных лобовыми столкновениями, число частиц будет значительно меньше, чем \bar{N} , причем такой ливень должен состоять из двух ливней, каждый из которых развивается около одной из сталкивающихся частиц. Объединение двух сталкивающихся частиц в одну систему может осуществиться только при лобовых или почти лобовых соударениях. Однако даже тогда, когда $N \ll \bar{N}$, средняя энергия частиц в каждом из двух ливней должна быть порядка ϵ в системе координат, в которой полный импульс всех частиц ливня равен нулю. В этой же системе частицы распределены изотропно по направлениям.

Я хотел бы поблагодарить проф. Л. Д. Ландау и проф. Я. Б. Зельдовича за интересные дискуссии по вопросам, рассматриваемым в этом сообщении.

Поступило
11 IV 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ G. Wentzel, Rev. Mod. Phys., 19, 1 (1947). ² В. Паули, Мезонная теория ядерных сил, 1947, стр. 75. ³ K. A. Brueckner, Phys. Rev., 79, 641 (1950). ⁴ J. Ashkin, A. Simon and R. Marshak, Progr. Theor. Phys., 5, 634 (1950). ⁵ L. Aamodt, J. Hadley and W. Panofsky, Phys. Rev., 80, 282 (1950). ⁶ S. Tamor and R. E. Marshak, Phys. Rev., 80, 766 (1950). ⁷ H. W. Lewis, J. R. Oppenheimer and S. A. Wouthuysen, Phys. Rev., 73, 127 (1948). ⁸ E. Fermi, Progr. Theor. Phys., 5, 570 (1950). ⁹ J. J. Lord, J. Fainberg and M. Schein, Phys. Rev., 80, 970 (1950).