Доклады Академии Наук СССР
1953. Том XCI, № 3

ФИЗИКА

Е. Л. ФЕЙНБЕРГ и Д. С. ЧЕРНАВСКИЙ

К ВОПРОСУ О СЕЧЕНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХБЫСТРЫХ НУКЛОНОВ

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 26 V 1953)

В работе [1] В. Гейзенберг вновь обращается к полуклассической трактовке процесса множественной генерации частиц при соударении сверхбыстрых нуклонов. Оставляя в стороне вопрос о справедливости основных соображений, связанных с применением некоторых положений классической гидродинамики, мы хотели бы обратить внимание на ту часть работы, в которой делается вывод о логарифмическом росте сечения (приводящего к возникновению ливня) с энергией, вывод, вызывающий серьезные возражения.

В. Гейзенберг рассматривает соударение сверхбыстрых нуклонов в системе их общего центра тяжести. В этой системе их мезонные поля сильно сплющены в направлении движения, а в перпендикулярном направлении y убывают по закону e^{-y/r_0}, где $r_0 = \hbar / \mu c$, μ — масса мезона. Чтобы оценить долю γ первоначальной энергии нуклона E, переходящую в новообразующиеся частицы, рассматривается степень перекрывания мезонных облаков обеих частиц, пролетающих на расстоянии b друг от друга. Легко видеть, что при этом получается $\gamma \sim e^{-b/r_0}$ и число новообразованных мезонов N имеет порядок

$$N \sim \frac{\gamma E}{\mu c^2} \sim \frac{E}{\mu c^2} e^{-b/r_0}.$$

Поэтому, если интересоваться сечением соударения, приводящего к образованию не менее некоторого числа $N_{\text{мин}}$ мезонов, нужно брать πb_0^2 при b_0, соответствующем $N_{\text{мин}}$. Полагая, например, $N_{\text{мин}} = 2$, получаем [1]:

$$\sigma_{N \geqslant 2} \sim \pi r_0^2 \left(\lg \frac{E}{\mu c^2}\right)^2.$$

Таким образом, по Гейзенбергу, сечение логарифмически растет с энергией, причем главным образом возникают ливни с малым числом частиц.

С нашей точки зрения процесс протекает иначе. Мы уже рассматривали этот вопрос ранее [2] и отмечали, что при $b \gg r_0$ описанное рассмотрение, в котором мезонное поле представлено классически, несправедливо, поскольку в действительности здесь сказываются квантовые эффекты *.

---

* Речь идет при этом не о распаде возбужденного состояния на мезоны, который действительно, как в [1], можно рассматривать при $N \gg 1$ классически, а о процессе образования самого возбужденного состояния.

Оценить их можно следующим образом. Соударение длится время

$$\Delta t \sim r_0 \frac{Mc^2}{E},$$

где M — масса нуклона. Следовательно, по соотношению неопределенностей для времени и энергии возбужденная система имеет неопределенную энергию *, причем

$$\Delta E \sim E \frac{h}{Mcr_0}.$$

Поэтому, когда речь идет о переходе в новые частицы очень малой доли энергии, порядка или менее, чем эта неопределенность ΔE, необходимо квантовое рассмотрение. Это будет при $\gamma E \leqslant \Delta E$,

$$\gamma < \frac{\Delta E}{E} \sim \frac{h}{Mcr_0} \approx \frac{\mu}{M},$$

т. е. при

$$b > r_0 \lg \frac{Mcr_0}{h} \approx r_0 \lg \frac{M}{\mu} \sim r_0.$$

В этой области мезонное поле одного нуклона, действующего на другой, является слабым. Мы можем воспользоваться методом прицельного параметра и разложить его на плоские волны, т. е. представить как поток мезонов плотности $\nu(b)$ ($\nu(b)$ — число мезонов на единицу поверхности, перпендикулярной направлению движения в точке $y = b$) и рассматривать действие этого потока на второй нуклон. Вероятность процесса будет равна произведению $\nu(b)$ на сечение соударения одного мезона с нуклоном, способное вызвать ливень, т. е. величине порядка $\nu(b)\pi r_0^2$. Сечение всего процесса получим, проинтегрировав эту величину по всем параметрам удара. Так как $\nu(b)$ экспоненциально падает с b, пропорционально e^{-b/r_0}, то сечение будет порядка r_0^2, т. е. геометрическое.

Таким образом, учет квантовой структуры мезонного поля нуклонов (наглядно обозначающий учет того, что нуклон может поглотить один целый мезон или не поглотить ничего, но не может поглотить «часть мезона») при больших параметрах удара приводит к следующим результатам:

1. Сечение взаимодействия не растет с энергией столь сильно, как это получается при классическом рассмотрении в [1], а остается всегда по порядку величины равным геометрическому.

2. Характер каждого акта будет типа взаимодействия нуклона с одним мезоном. Энергия возбуждения нуклона будет мало отличаться от энергии возбуждения при лобовом соударении $\mathcal{E}_{0\,\text{возб}}$, именно

$$\mathcal{E}_{\text{возб}} \approx \mathcal{E}_{0\,\text{возб}} \sqrt{\frac{\mu}{M}}.$$

В отличие от выводов в [1], число рождающихся частиц очень слабо зависит от параметра удара. В схеме Гайзенберга $N \sim \mathcal{E}_{\text{возб}}$ и, следовательно, оно при далеких соударениях должно было бы быть порядка $N \sim N_0 \sqrt{\frac{\mu}{M}}$. В схеме Ферми (которая, несомненно, гораздо

* Как показали Л. И. Мандельштам и И. Е. Тамм [3], квантовая система, в которой зависимость волновой функции от времени описывается уравнением $ih\,\partial\Psi/\partial t = H\Psi$, может существенно изменить свое состоянеи за время Δt только если неопределенность ее энергии имеет порядок $\Delta E \sim h/\Delta t$. Тот же результат, что приведен ниже, можно получить из рассмотрения соотношения неопределенностей для импульса и координаты.

ближе к действительности, нежели первая, см. ([4]))

$$N \sim \mathscr{E}^{1/2}_{\text{возб}} \sim \mathscr{E}^{1/2}_{0\text{возб}} \left(\frac{\mu}{M}\right)^{1/4} = N_0 \left(\frac{\mu}{M}\right)^{1/4},$$

где N_0 — число частиц, рождающихся при лобовом ударе.

Следовательно, весь процесс определяется характером лобового удара, который наиболее полно и последовательно рассмотрен в теории Л. Д. Ландау ([4]).

Значительное расхождение результатов классического и квантового подсчетов, таким образом, указывает на то, что пренебрежение соотношением неопределенностей, имеющее место в работе ([1]) недопустимо.

Поступило
13 III 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] W. Heisenberg, Z. f. Phys., **133**, 65 (1952). [2] Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, ДАН, **81**, 795 (1951). [3] Л. И. Мандельштам, И. Е. Тамм, Изв. АН СССР, сер. физ. **9**, № 1—2, 122 (1945); Л. И. Мандельштам, Полн. собр. тр., **5**, 1950. [4] Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР, сер. физ., **17**, № 1, 51 (1953).