Рабочий экз. с устранением опечаток и
аутентичного перевода в ЛТФ

СБОРНИК

[См Bogoliubov Laboratory
40 YEARS] стр 178

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ПО ФИЗИКЕ

№ 1 январь 1971

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

Ордена Ленина

Физический институт им П.Н. Лебедева

Краткие сообщения по физике № 1 январь 1971 ФИАН.

МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ И ВОЗМОЖНОСТЬ ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКОМ УСКОРЕНИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

А. М. Балдин

Пучки частиц высоких энергий до последнего времени получались исключительно на протонных и электронных ускорителях, т.е. при ускорении частиц, обладающих единичным зарядом. Ускорение частиц, обладающих зарядом большим единицы, как известно, в принципе дает возможность получить энергию ускоряемых частиц (при одинаковых параметрах ускорителя) большую, чем энергия протонов, в число раз, равное кратности заряда. Так, например, на Дубненском синхрофазотроне, рассчитанном на получение протонов с энергией 10 Гэв, можно получить ядра гелия с энергией 20 Гэв, а ядра неона (заряд 10 е) с энергией 100 Гэв. Возникает естественный вопрос, не получатся ли в результате столкновения с мишенью ядер, например, неона, обладающих энергией 100 Гэв, пучки вторичных частиц, полученные пока только на Серпуховском ускорителе? Утвердительный ответ на этот вопрос означал бы, что с помощью ускорения тяжелых ядер, обладающих более высоким зарядом, можно было бы сравнительно дешевым способом в короткие сроки получить пучки частиц рекордно высоких энергий.

Цель настоящей заметки – рассмотреть этот вопрос и сделать определенные предсказания.

Обычно на вопрос о возможности передачи большой энергии составным ядром отдельному (например, свозадаче, очень близкой к интересующей нас – к задаче о передаче больших импульсов при столкновениях высоких энергий.

Дифференциальное сечение процесса $I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \ldots$ дается известной формулой Меллера

$$d\sigma = \frac{4\pi^2}{m_{II} P_I} \cdot \left[\frac{d^3P_1}{E_1} \ldots \frac{d^3P_n}{E_n} \right] \cdot \delta^4 (P_f - P_I - P_{II}) \times$$

$$\times \frac{1}{(2j_{II} + 1)(2j_I + 1)} \sum_{f,i} |\langle f|S - 1|i\rangle|^2,$$

$\langle f|S - 1|i\rangle$ – матричные элементы S–матрицы.

Наше исходное предположение означает, что масштабное преобразование всех импульсов вида

$$P_i \rightarrow \xi P_i$$

приводит к умножению сечения на множитель ξ^{-2}.

Пусть нас интересует судьба частицы 1, по импульсам остальных частиц проинтегрируем. Сечению можно придать вид (принебрегая m_1^2 по сравнению с P_1^2).

$$\frac{d\sigma}{dP_1 d\Omega_1} = \frac{P_1}{P_I m_{II}} \varphi, \tag{1}$$

φ– функция, зависящая только от релятивистских инвариантов и имеющая размерность $[m^{-2}]$. Сохраняя преемственность с задачей неупругого рассеяния электронов на нуклонах, выберем в качестве релятивистски инвариантных переменных $q^2 = -(P_I - P_1)^2 \approx 4E_I E_1 \sin^2\theta/2$ и $\nu = \cancel{q_0 = -\frac{q \cdot P_{II}}{m_{II}}} = E_I - E_1$. Тогда φ можно записать в виде

$$\varphi = \frac{1}{q^2} F\left(\frac{2m_{II}\nu}{q^2}\right)$$

бодному и покоящимуся) протону отвечают отрицательно. Выдвигаются соображения о "рыхлости" ядра, о малой вероятности концентрации энергии группы нуклонов на одном нуклоне. Возражения формулируются также следующим образом.

Известно, что дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на ядрах экспоненциально зависит от квадрата четырехмерного передаваемого импульса $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{at}$, причем $a \sim R^2$, где R – радиус ядра, а $-t = (P - P')^2 = 2mT$. Здесь P и P' – 4-импульсы нуклона до и после столкновения, m – масса нуклона, а T – кинетическая энергия протона после столкновения. Из приведенной формулы нетрудно получить, что вероятность передачи энергии ~ 1 Гэв будет составлять $\sim e^{-40}$. Однако эти соображения относятся к чисто упругому столкновению. Статистические же соображения о концентрации энергии относятся к равновесным процессам и не имеют отношения к делу. Наилучший контраргумент – получение пучков вторичных частиц на современных релятивистских ускорителях при столкновении протонов с протонами. Хотя сечение рассеяния π-мезона на нуклоне тоже имеет вид $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{at}$, это не мешает получать пучки пионов с энергией 50 и даже 60 Гэв на ускорителе протонов с энергией 70 Гэв. Приведенный пример показывает, что формфакторы не играют существенной роли в процессах образования частиц в жесткой части спектра.

Сделаем крайнее предположение, что не только формфакторы, но и другие пространственные характеристики (например, среднее расстояние между нуклонами) не играют существенной роли при столкновении адронов и ядер при высоких энергиях. Наше предположение соответствует автомодельному характеру поведения решений некоторых задач гидродинамики (задача сильного точечного взрыва)/1,2/. Это предположение с успехом было применено к задаче глубоко неупругого рассеяния электронов на нуклонах /3-5/, т.е. как раз к где F – универсальная функция от одной безразмерной, инвариантной переменной

$$2m_{II}\frac{P_{II}\, q}{m_{II} q^2} \sim \frac{E_I - E_1}{4E_I E_1 \sin^2\theta/2} = E_I^{-1}\,\frac{1 - Z}{4Z\sin^2\theta/2}\cdot m_{II}$$

где $Z = E_1/E_I$.

Сечение, проинтегрированное по интервалу углов, можно записать в виде

$$\frac{d\sigma}{dP_1} = \frac{1}{E_I^2}\,\Phi(Z), \qquad (2)$$

где Φ – универсальная функция от E_1/E_I. Именно такого характера спектры вторичных частиц наблюдались на Серпуховском ускорителе /6/. Это свидетельствует в пользу того, что столкновения частиц высоких энергий определяются гидродинамическими свойствами адронной материи, а не геометрическими характеристиками сталкивающихся объектов.

Таким образом мы считаем, что следует ответить положительно на поставленный в начале статьи вопрос. Проверка полученной выше основной закономерности (2) после получения пучков релятивистских ядер представляется нам крайне важной. Главный вопрос, на который надо получить ответ, следующий: Начиная с каких энергий начнет осуществляться автомодельный режим при столкновении релятивистских ядер?

Как показано выше, данные о вторичных пучках на Серпуховском ускорителе явно указывают на реализацию автомодельного режима в чисто адронных столкновениях. Более детальная проверка этого вывода заслуживает специальных экспериментов на релятивистских ускорителях протонов. В особенности желательна прямая проверка закономерности

$$\frac{d\sigma}{dE_1 d\Omega_1} = \frac{1}{m_{II}}\,\frac{E_1}{E_{II}}\,\frac{1}{q^2}\,F\!\left(\frac{2m_{II}\nu}{q^2}\right),$$

включающая изучение угловых распределений.

$$\left.\frac{2m_{II}\nu}{q^2}\right|_{\theta=0} = \frac{m_{II}(E_I - E_1)}{E_I E_1 - P_I P_1} = \frac{m_{II}\left(1 - E_1/E_I\right)E_I}{\frac{m_I^2}{2E_I}E_1 + \frac{m_1^2}{2E_1}E_I} = 2m_{II}E_I\,\frac{(1-Z)}{m_I^2 Z + \frac{m_1^2}{Z}}$$

Выражаю глубокую благодарность С. Б. Герасимову, А. Б. Говоркову и Г. Н. Флерову за обсуждение изложенных соображений. Как мне стало известно, Г. Н. Флеров еще несколько лет назад высказывал мысль о возможных кумулятивных эффектах при соударении релятивистских ядер.

Поступила в редакцию
11 ноября 1970 г.

Литература

1. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. ГИТТЛ, Москва, 1957 г.
2. К. П. Станюкевич. Неустановившиеся движения сплошной среды. ГИТТЛ, Москва, 1958 г.
3. J. D. Bjorken. Phys. Rev., 179, 1547 (1969).
4. В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тахвелидзе. Сообщения ОИЯИ Р2-4578, 1969 г.
5. В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тахвелидзе. Сообщения ОИЯИ Е2-4968, 1970 г.
6. Ю. Б. Бушнин, Ю. П. Горин, С. П. Денисов и др. Ядерная Физика, 10, 585 (1969).

Метрика $A\cdot B = A_0 B_0 - \vec{A}\vec{B}$

$q = (P_I - P_1)$ $\quad q^2 \cong 2(P_I \cdot P_1)$

$2m_{II}\nu = 2(P_{II}\cdot q) = 2\left[(P_{II}\cdot P_I) - (P_{II} P_1)\right]$

$$\frac{2m\nu}{q^2} = \frac{(P_I P_1)/(P_{II} P_I)}{1 \;\; (P_{II}\cdot P_1)/(P_{II}\cdot P_I)}$$

т.е. предложена комбинация X_I и X_{II}

в системе покоя $\vec{P}_{I} = 0$: $\quad \frac{2m\nu}{q^2} = \frac{m_1 (E_1/E_{II})}{1 - (P_{II} P_1)/m_{II} E_{II}}$