

О ВЛИЯНИИ СТРУЙ НА ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ

А. М. Орлов

УДК 539.12

Обращается внимание на возможное существование аномалий в пионизационной области инклюзивных спектров при ускорительных энергиях. Эти аномалии могут быть объяснены излучением жестких струй под фиксированными углами.

Развитие кварк-глюонной физики привело к представлению о важной роли струйных механизмов рождения частиц. Некоторые из этих механизмов могут приводить к качественным наблюдаемым эффектам в различных измеряемых характеристиках. В настоящей работе исследуется возможность проявления струй в инклюзивных спектрах.

Определим, как обычно, быстроту частицы формулой $y = 0,5 \ln [(E + p_{||}) / (E - p_{||})]$, а псевдобыстроту $\eta = - \ln \operatorname{tg} \Theta / 2$.

Очевидно $p_{||} = m_T \operatorname{sh} y$, $E = m_T \operatorname{ch} y$, где $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ - поперечная масса, m - масса частицы, $p_{||}(T)$ - продольный (поперечный) импульс, E - энергия, Θ - азимутальный угол. Легко показать, что связь η и y в одной системе отсчета выражается формулой.

$$\operatorname{sh} y = (p_T / \sqrt{p_T^2 + m^2}) \operatorname{sh} \eta. \quad (1)$$

Откуда видно, что при $p_T \gg m$ быстрота и псевдобыстрота частицы численно совпадают.

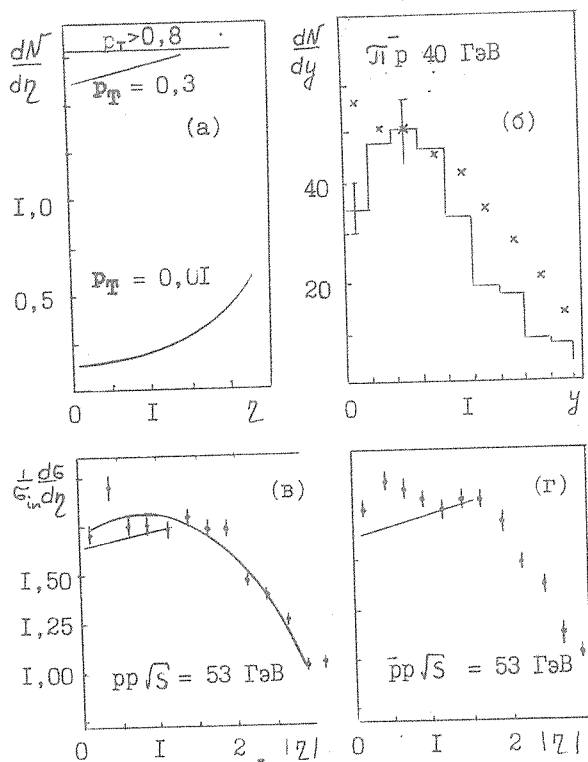
Найдем связь распределений по быстроте и псевдобыстроте. Используя (1) получим

$$\frac{dN}{d\eta} = \frac{dN}{dy} \frac{dy}{d\eta} = \frac{dN}{dy} (y = f(\eta)) \frac{\operatorname{ch} \eta}{\sqrt{\operatorname{sh}^2 \eta + m_T^2 / p_T^2}} \quad (2)$$

для m и $p_{Tf} = \text{const}$.

Рассмотрим спектры в упрощенной модели с $dN/dy = \text{const}$ (все частицы имеют одинаковую массу). Из формулы (2) видно, что при этом форма $dN/d\eta$ определяется соотношением массы и поперечного импульса частиц. В системе центра масс для $p_{Tf} \lesssim m$ множитель при dN/dy в (2) меньше единицы (для $0 < |\eta| < \text{Arsh}(m_{Tf}/p_{Tf})$), а при $p_{Tf} \gg m$ (или для $|\eta| > \text{Arsh}(m_{Tf}/p_{Tf})$) спектры по η и y практически совпадают.

На рис. 1а приведены примеры спектров $dN/d\eta$ при различных поперечных импульсах, полученные по формуле (2) для $dN/dy = 1,83$ и $m = 0,14$ ГэВ. Быстротные и псевдобыстротные спектры жест-



Р и с. 1 Инклюзивные спектры

ких частиц совпадают. Спектры мягких частиц по η и u отличаются. Например, в модели продольного фазового объема с $p_T = \text{const} = 0,3$ ГэВ и $m = 0,14$ ГэВ при постоянном распределении по быстроте в распределении по псевдобыстроте имеется кинетический провал глубиной $0,1 dN/du$ и шириной $\Delta\eta \sim 1,5 - 2,0$. Особо отметим, что кривые $dN/d\eta$ при $p_T = \text{const}$ монотонные.

Если в силу какого-либо механизма на фоне обычных мягких процессов испускаются струи под фиксированными углами, то жесткие частицы из этих струй будут концентрироваться вдоль осей струй по псевдобыстроте, а мягкие частицы сдвигаться в сторону больших псевдобыстрот и перемешиваться с частицами основного мягкого процесса. Поэтому для выделения пиков в распределении по псевдобыстроте, обусловленных такими струями, желательно предварительно отобрать частицы с достаточно большими поперечными импульсами.

На рис. 1б показано распределение dN/du жестких частиц (с $p_T > 0,8$ ГэВ) в π^+p -взаимодействиях при 40 ГэВ ($n_{ch} = 10$). Максимум распределения расположен при $u \approx 0,5$. Из проведенного выше анализа следует, что такое же распределение с $\eta = u$ будет и по псевдобыстроте. Положение максимума по псевдобыстроте соответствует углам в районе $60^\circ - 70^\circ$ в системе центра масс начальных частиц. В полном распределении для всех p_T (крестики) максимум при $u \approx 0,5$ незаметен.

На рис. 1в,г приведены экспериментальные спектры по псевдобыстроте (без ограничений на поперечный импульс) в системе центра масс для pp - и $\bar{p}p$ -столкновений при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ /2/ (точки). Прямые линии - расчет по упрощенной модели продольного фазового объема ($dN/du = 1,83$; $m = 0,14$ ГэВ и $p_T = 0,3$ ГэВ), пересчитанной к псевдобыстроте по формуле (2). Сплошная кривая - модель надкритического померона /3/. Видно, что в эксперименте имеется указание на избыток частиц при $|\eta| \approx 0,4 - 0,5$. Это может быть следствием испускания струй под углами θ между 60° и 70° .

С целью более надежной интерпретации желательно получить экспериментальные спектры в pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ с более мелким шагом (например $\Delta\eta = 0,05$), а также отдельно для жестких частиц с $p_T > 0,6 - 0,8$ ГэВ.

Найденная аномалия в экспериментальных данных может быть

связана с максимумами в угловых распределениях при углах 60° – 70° . Единственной моделью, объясняющей появление пиков при этих углах, является предсказанное в работах /4,5/ тормозное испускание глюонов на конечной длине. Более четко максимумы могут быть выявлены, если отбирать достаточно жесткие частицы.

Для дальнейшего изучения эффекта желательно провести аналогичный анализ данных при других энергиях и для различных сталкивающихся частиц (и ядер) с учетом масс начальных и конечных адронов. Количественная информация о струях в пионизационной области может быть получена при использовании более чувствительных характеристик (корреляционных) и анализе индивидуальных событий, дающих вклад в угловые аномалии.

Автор искренне благодарен С. И. Никольскому за предложение темы данной работы и обсуждение результатов. И. М. Дремину и А. Д. Ерлыкину за стимулирующие дискуссии и ценные замечания.

Поступила в редакцию
2 июня 1983 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. Н. Агакишев и др., Препринт Дубна I-82-783, 1983 г.
2. R. Alpgard et al., *Phys. Lett.*, B112, 183 (1982).
3. A. B. Kaidalov, *Preprint ITEP*, No 50, 1982.
4. И. М. Дремин, Письма в ЖЭТФ, 30, 152 (1980).
5. И. М. Дремин, ЯФ, 33, 1357 (1981).