

индекс 3624

ЕФИ-837(64)-85

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

К.Ш.ЕГИЯН

К ВОПРОСУ О РЕЖИМЕ ПРЕДЕЛЬНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН-1985

K.Sh. EGIYAN

ON THE QUESTION OF NUCLEI LIMITING  
FRAGMENTATION REGIME

A question on reaching the regime of nuclei limiting fragmentation as a function of initial energy is discussed. It is shown that if making use of the correlation length hypothesis, then one can obtain the expression of critical energy as a function of mass of the effective target and investigated process. Conclusions are made, whose validity can be checked up experimentally.

Yerevan Physics Institute  
Yerevan 1985

Согласно гипотезе предельной фрагментации (ПФ) [1] в инклюзивном рождении частицы  $c$  в реакции



инвариантный выход  $f_c(s, \vec{p}_c)$  становится независимым от первичной энергии при  $S \rightarrow \infty$  и  $P_{c||} = \text{const}$ . Применяя ПФ к случаю рождения кумулятивных частиц на ядрах, Лексин Г.А. и др. пришли к выводу [2], что режим предельной фрагментации в этом случае должен наступить значительно раньше. Это утверждение является одним из основных постулатов гипотезы ядерного скейлинга. Обсуждая указанную проблему, Балдин А.М. [3,4,5] оценил энергию, при которой должен начинаться режим такого раннего скейлинга. Эти оценки основаны на гипотезе корреляционной длины (КД), согласно которой, если разница быстрот двух частиц из реакции типа (I) значительно превышает некоторую корреляционную длину  $L$ , то корреляция между этими двумя частицами должна отсутствовать.

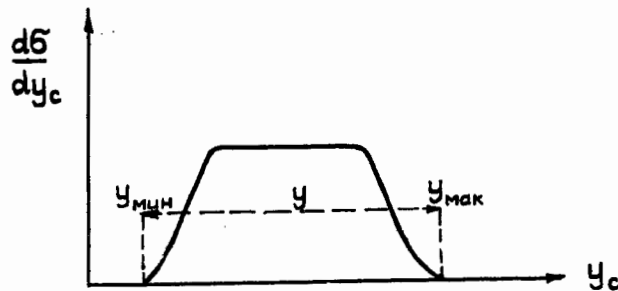
Балдин А.М. [3,4] получил критическую энергию налетающей частицы, при которой выполняется это условие:

$$E_{кр} = \frac{m_a}{2} \cdot \exp(Y_a - Y_B) = \frac{m_a}{2} \cdot e^{4Y \gg L}, \quad (2)$$

что для случая первичных нуклонов порядка 3,5 - 4 ГэВ, если  $\Delta y \approx L = 2$  [6].

Соотношение (2) имеет, по крайней мере, два недостатка. Во-первых, для первичных  $\gamma$ -квантов оно не приемлемо, так как  $m_a \rightarrow m_\gamma = 0$ . Во-вторых, в этом соотношении нет зависимости от мишени, поэтому невозможно определить энергию раннего скейлинга именно для сложных мишеней.

Указанные недостатки возникают потому, что при получении (2) в качестве критерия ГКД было принято условие  $Y_a - Y_B \gg L$ , что для процесса рождения инклюзивной частицы не является определяющим. Для выявления границы предельной фрагментации необходимо, чтобы ГКД была применена для данного конкретного процесса рождения частицы  $C$ . Нужно, чтобы не разность  $Y_a - Y_B$ , а абсолютный интервал быстрой  $Y$  на диаграмме рисунка был значительно больше корреляционной длины  $L$  [6]. Эти два условия совпадают, если  $Y_a$  и  $Y_B$  находятся точно в начале и в конце диаграммы, что не всегда может выполняться.



Таким образом, для достижения режима предельной фрагментации мишени необходимо, чтобы  $Y = Y_{max} - Y_{min} \gg L$ .

Величина  $Y$  зависит от первичной энергии, а также от характеристик мишени и инклюзивной частицы  $C$ . В [6] показано, что

$$y = \ln s / \mu_e^2, \quad (3)$$

где  $\mu_e^2 = m_e^2 + P_{c\perp}^2$ .

При больших энергиях налетающей частицы и в случае, когда мишень покоится (соотношения (2) и (3) получены в этих условиях) имеем

$$s = m_a^2 + m_B^2 + 2m_B E_a \approx 2m_B E_a. \quad (4)$$

Из (4) и (3) находим

$$E_{кр} = \frac{\mu_e^2}{2m_B} e^{y \gg L}. \quad (5)$$

Соотношение (5) отличается от (2) тем, что  $E_{кр}$  теперь зависит как от мишени, так и от исследуемого процесса, но не зависит (в явном виде) от сорта налетающей частицы, поэтому оно приемлемо как для адронов, так и для  $\gamma$ -квантов и электронов. Оно, кроме того, позволяет делать следующие выводы:

I. Для случаев, когда мишенью являются нуклон или сложное нуклонное образование с массовым числом  $A$  и участвующей в реакции как целое,

$$E_{кр}^A = E_{кр}^N / A, \quad (6)$$

т.е. если рассматривать процесс (I) на сложной мишени и на нуклоне, то критическая энергия, при которой начинается режим

предельной фрагментации, в первом случае уменьшается во столько раз, во сколько сложная мишень тяжелее нуклона.

2. С другой стороны, если найдено значение критической энергии экспериментально, то соотношения (5) и (6) позволят оценить эффективную массу мишени, на которой родилась инклюзивная частица.

3. В пределе  $P_{cl}^2 \gg m_c^2$ , для одной и той же мишени, критическая энергия одинаковая для рождения различных частиц, а в области  $P_{cl}^2 \ll m_c^2$  она квадратично зависит от массы вторичной частицы.

Несмотря на то, что в настоящее время уже накоплен большой объем экспериментальных данных по рождению кумулятивных частиц, проверка первого и последнего выводов не представляется возможной, так как фактически нет измерений в одних и тех же условиях по выходу данной инклюзивной частицы от различных эффективных мишеней (для первого вывода) и по выходу различных частиц от одной и той же эффективной мишени. Такие измерения должны быть выполнены, например, для  $\pi$ -мезонов и протонов на ядре дейтерия.

Что касается второго вывода, то имеющиеся данные по выходу, например, протонов из различных ядер под действием адронов [7] и  $\gamma$ -квантов [8] показывают, что  $E_{кр} \approx 2-3$  ГэВ, что по соотношению (5) дает значение  $m_e \approx (2-3)m_N$ , т.е. кумулятивные протоны образуются на эффективной мишени, состоящей, в среднем, из двух-трех нуклонов. Этот вывод не противоречит тому, что в настоящее время становится общепринятым мнением: основным ис-

точником кумулятивных (по крайней мере) нуклонов являются малонуклонные корреляции в ядрах [9].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Veneska J., Chou T.T., Yang C.M. et al. Hypothesis of Limiting Fragmentation in High-Energy Collisions-Phys.Rev. 1969, vol.188, p.2159-2169.
2. Бажков Ю.Д., Воробьев Л.С., Лексин Г.А. и др. Эффекты масштабной инвариантности при обратном рассеянии протонов с энергией несколько гигаэлектронвольт ядрами. ЯФ, 1973, т.18, вып.6, с.1246-1250.  
Бажков Ю.Д., Воробьев Л.С., Лексин Г.А. и др. Инвариантные эффекты испускания  $p$ ,  $d$ ,  $t$  назад ядрами, облученными элементарными частицами с энергией 0,7 - 6 ГэВ. ЯФ, 1974, т.19, вып.6, с.1266-1269.
3. Балдин А.М. Мультибарнионные взаимодействия при высоких энергиях. ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429.
4. Балдин А.М. Рассеяние частиц и ядер при больших энергиях. Лекции в школе молодых физиков ЦЕРН. ОИЯИ, Ханко, Финляндия, июнь, 1981.
5. Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. О распределении кварков в ядрах. Препринт ОИЯИ, I-84-185, Дубна, 1984.
6. Frezer W.R., Ingber L. Mente S.H. et al. High-Energy Multiparticle Reactions, Rev.Mod.Phys., 1972, vol.44, N.2 p.284-319
7. Лексин Г.А. Ядерный скейлинг - В кн. "Элементарные частицы", Труды Ш школы ИТЭФ, вып.2, с.15-16, М.:Атомиздат. 1985.

8. Егтян К.Ш. Исследование кумулятивного фоторождения протонов и  $\pi$  - мезонов. Изв.АН Арм ССР, Физика, 1981, т.16, вып.6, с.421-438.
9. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. Проявление короткодействующих корреляций в рождении кумулятивных нуклонов при высоких энергиях. ЯФ, 1979, т.29, вып.2, с.490-506.

Рукопись поступила 9 июля 1985 г.

К.Ш.ЕГТЯН

К ВОПРОСУ О РЕЖИМЕ ПРЕДЕЛЬНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

---

Подписано в печать 21/Х-85г. Т-17966      Формат 60x84/16  
Офсетная печать. Уч.изд.л. 0,5      Тираж 299 экз. Ц. 8 к.  
Зак. тип. № 474      индекс 3624

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте  
Ереван 36, Маркаряна 2