

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



28/a-77

P2 - 10244

Б-916

751/2-77

В.В.Буров, В.К.Лукьянов, А.И.Титов

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ПИОНООБРАЗОВАНИЕ  
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

**1976**

P2 - 10244

В.В.Буров\*, В.К.Лукьянов, А.И.Титов

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ПИНООБРАЗОВАНИЕ  
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

*Направлено в "Physics Letters"*

---

\*Московский государственный университет.

Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И.

P2 - 10244

Высокоэнергетическое пинообразование в протон-ядерных  
столкновениях

Показано, что образование высокоэнергетических пионов может быть объяснено в рамках предположения о существовании флуктуаций ядерной плотности - "флюктонов". Размер флюктона - порядка радиуса нуклонного кора, его масса - несколько нуклонных масс.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований  
Дубна 1976

---

Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I.

P2 - 10244

Large Momentum Pion Production in Proton  
Nucleus Collisions.

It is shown that in proton-nucleus collisions, the production of pions with large momenta can be explained by the assumption of the existence of nuclear density fluctuations ("fluctuons") at short distances of the nucleon core radius order, with the mass of several nucleons.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research  
Dubna 1976

---

© 1976 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

В последнее время довольно широко обсуждается вопрос о природе образования высокоэнергетических пионов в протон-ядерных столкновениях с энергией в 2-5 раз больше кинематически разрешенного предела в элементарном  $pp \rightarrow \pi$ -акте. Та же самая проблема возникает при интерпретации выходов других продуктов в инклюзивных ядерных реакциях при высоких энергиях<sup>/2/</sup>.

Установлено, что, во-первых, эти явления не могут быть объяснены в рамках обычных представлений о ядре<sup>/3,4/</sup> и, во-вторых, эти процессы носят кумулятивный характер, т.е. налетающая высокоэнергетическая частица сталкивается с группой нуклонов<sup>/5/</sup>. В качестве иллюстрации первого утверждения на рис. 1а приведен пример расчета<sup>/6/</sup> в импульсном приближении сечения типичной  $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi + \dots$  реакции<sup>/1/</sup>. Кривая I на этом рисунке - сечение пионообразования на неподвижных нуклонах. Кривая II показывает эффект фермидвижения нуклонов в ядре мишени. Кривая III рассчитана с учетом эффектов релятивизации в волновой функции связанного состояния нуклона. Из рисунка видно, что различие теоретических кривых с экспериментом, составляющее 4-5 порядков величины, обязано другому механизму пионообразования.

Целью этой статьи является реализация идеи о том, что кумулятивный эффект связан в основном с существованием в ядрах так называемых флюктонов. Ранее идея флюктонов<sup>/7/</sup> была использована для того, чтобы понять природу "дейтронного пика" в сечениях  $pA$ -рассеяния при больших передаваемых импульсах<sup>/8/</sup>, а также для интерпретации сечения  $pd$ -рассеяния<sup>/9/</sup>.

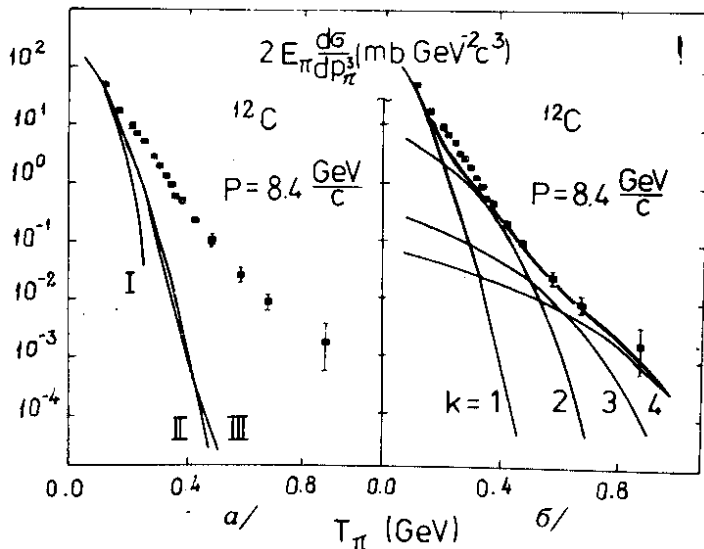


Рис. 1. а/ Вычисление инвариантного сечения пионообразования для  $^{12}\text{C}$ : I - образование на неподвижных нуклонах, II - с учетом ферми-движения, III - с учетом релятивистских эффектов; б/ вклады в сечения от отдельных флюктонов с массой  $M_k = km_p$ , где  $k$  - порядок кумулятивности.

Предполагалось существование сильносжатых флюктуаций  $k$ -нуклонов в малом объеме  $V_\xi = (4/3)\pi r_\xi^3$ , где  $r_\xi$  - радиус флюктона массы  $M_k = km_p$ . Волновая функция движения центра тяжести флюктона есть интеграл перекрытия в этом объеме одночастичных волновых функций ядра  $\phi_1(\vec{r}_1) \dots \phi_k(\vec{r}_k)$  с функцией внутреннего состояния флюктона  $\chi_k$ , имеющей характерную зависимость  $\delta$ -образного типа от его внутренних переменных  $\xi_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ . Тогда

$$\begin{aligned} \Psi(\vec{R}) &= \int \chi_k(\vec{\xi}) \phi_1(\vec{r}_1) \dots \phi_k(\vec{r}_k) \{d\vec{\xi}\}_{1 \dots (k-1)} \approx \\ &\approx V_\xi^{\frac{k-1}{2}} \phi^k(\vec{R}) = V_\xi^{\frac{k-1}{2}} n^{1/2}(\vec{R}), \end{aligned} \quad /1/$$

где

$$\int |\chi_k(\vec{\xi})|^2 \{d\vec{\xi}\}_{1 \dots k} = 1, \quad \int n(\vec{R}) d\vec{R} = 1, \quad /2/$$

$n(\mathbf{R})$  - плотность распределения ядерного вещества. Вероятность найти в ядре флюктон, состоящий из  $k$  - нуклонов и имеющий импульс  $\vec{p}$ , может быть записана так:

$$W_k(p) = \beta_k \omega_k(p) = \binom{A}{k} \alpha_k A^{1-k} \omega_k(p), \quad /3/$$

где вероятность импульсного распределения

$$\omega_k(p) = (V_0 A)^{k-1} \left| \int n^{k/2}(\mathbf{R}) e^{i\vec{p}\cdot\vec{R}} d\mathbf{R} \right|^2 \quad /4/$$

нормирована условием

$$\int \omega_k(p) d\vec{p} / (2\pi)^3 = 1, \quad /5/$$

которое следует из соотношения /2/. Далее,  $\alpha_k = (V_\xi / V_0)^{k-1} = (r_\xi / r_0)^{3(k-1)}$ , где  $V_0$  и  $r_0$  - объем и радиус нуклона,  $\beta_k$  - вероятность найти центры  $k$  нуклонов в ядре в объеме  $V_\xi$  с радиусом  $r_\xi$ . Сечение пинообразования в импульсном приближении будет иметь вид

$$E_\pi \frac{d^3 \sigma}{d\vec{p}_\pi} (pA \rightarrow \pi \dots) = \sum_k \beta_k \int \mathcal{R} E_\pi \frac{d^3 \sigma}{d\vec{p}_\pi} (pF(p_f) \rightarrow \pi \dots) \times \\ \times \omega_k(p_f) d\vec{p}_f / (2\pi)^3. \quad /6/$$

В фактор  $\mathcal{R}$  включены немассовые эффекты<sup>/10/</sup>, вызванные виртуальностью флюктонов.

В качестве подынтегрального инвариантного  $p +$  флюктон  $\rightarrow \pi \dots$  сечения взято сечение  $p + p \rightarrow \pi \dots$  процесса, запараметризованное как функция фейнмановской масштабной переменной  $x_1 = p_\pi / p_{0\max}$  в<sup>/10/</sup>. Отметим, что для флюктонов форма этого сечения не подчиняется правилу кваркового счета при  $x_k \leq 1$ <sup>/11/</sup>. Однако правильное степенное поведение инвариантных сечений должно проявляться лишь в области  $x_k \approx 1$ , где, однако, из-за сильного убывания сечения  $E_\pi d\sigma/dp_\pi^2(k)$  при  $x_k \rightarrow 1$  существенную роль играет уже следующий  $(k+1)$  флюктон. Это подтверждается расчетом, приведенным

на рис. 1б, где отдельно показан вклад в сечение каждого из  $k$ -флюктонов в ядре  $^{12}\text{C}$  и их сумма.

Рис. 2 демонстрирует расчет и сравнение с экспериментом выхода  $\pi$ -мезонов для ядер  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ . Во всех случаях были введены флюктоны с числом нуклонов  $k=2,3,4$ . Размер флюктонов для всех ядер оказался равным  $r_\xi = 0,5 \pm 0,7$  Фм, т.е. порядка радиуса отталкивательного кора в NN-силах. Интересно отметить, что вероятность образования флюктонов с  $k=2$  в

ядрах  $\beta_2 = \frac{1}{2} \frac{V_\xi}{V_0} \approx 6\%$ , что согласуется с выводом о на-

личии в дейтроне 8% примеси шестикварковой компоненты, полученным на основе анализа данных о  $\text{pd}\pi$  инклюзивных реакциях, а также данных по упругому  $e d$ -рассеянию с большими передаваемыми импульсами  $^{12}/\text{см. также } ^{3/}$  /.

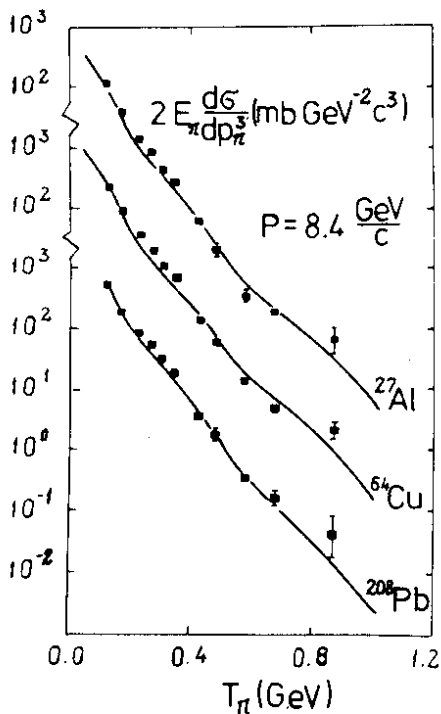


Рис. 2. Сравнение теоретических сечений с экспериментом.

В заключение отметим, что, как видно из уравнения /6/, выход кумулятивных пионов зависит от атомного веса ядра мишени, как  $\binom{A}{k} A^{1-k} \approx A$  /если  $A \gg k$  /. Однако при относительно малых энергиях  $T_\pi$  следует учитывать фактор поглощения пионов, проходящих через ядро, который отсутствует в уравнении /6/. Учет поглощения сильновзаимодействующих частиц приведет к появлению дополнительного множителя, пропорционального  $A^{-1/3}$  /7/ при малых  $T_\pi$ . При больших  $T_\pi$  этот множитель равен единице. Тогда становится ясным вопрос об  $A^n$  - зависимости наблюдаемых сечений /1/. Показатель степени  $n$  должен изменяться от значения  $2/3$  при низких энергиях  $T_\pi$  до  $n \approx 1$  при более высоких.

### Литература

1. А.М. Балдин, С.Б. Герасимов, Н. Гиордэнеску, В.Н. Зубарев, Л.К. Иванова, А.Д. Кириллов, В.А. Кузнецов, Н.С. Мороз, В.Б. Радоманов, В.Н. Рамжин, В.С. Ставинский, М.И. Яцуца. ЯФ, 18, 79 /1973/.
2. Ю.Д. Баяков, Л.С. Воробьев, Г.А. Лексин, В.Л. Столин, В.Д. Федоров, В.Д. Хованский. ЯФ, 18, 1246 /1973/.
3. A.M. Baldin. In: "High Energy Physics and Nuclear Structure", 1975, eds. D.E. Nagle et al. (American Institute of Physics, New York, 1975), p. 621.
4. В.В. Буров, В.К. Лукьянов, А.И. Тимов. В "Трудах Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра". Дубна, 1976. ОИЯИ, Д-9920, т. II, стр. 432, Дубна, 1976.
5. A.V. Efremov. JINR, E2-9529, Dubna, 1976.
6. В.В. Буров, В.К. Лукьянов, А.И. Тимов. Препринт ОИЯИ, P2-9570, Дубна, 1976.
7. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 988 /1957/.
8. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 33, 1185 /1957/.
9. Г.А. Лексин, Ю.П. Кумекин. ЖЭТФ, 33, 1147 /1957/.
10. С.Б. Герасимов, Н. Гиордэнеску. Сообщения ОИЯИ, P2-7687, Дубна, 1974.



11. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze.  
*Nuovo Cim.Lett.*, 7, 719 /1973/; S.Brodsky and  
G.Farrar. *Phys. Rev. Lett.*, 31, 1153 /1973/; *Phys.*  
*Rev.*, D11, 1309 /1975/.
12. E.Lehman. *Phys.Lett.*, 62B, 296 /1976/.

*Рукопись поступила в издательский отдел  
23 ноября 1976 года.*