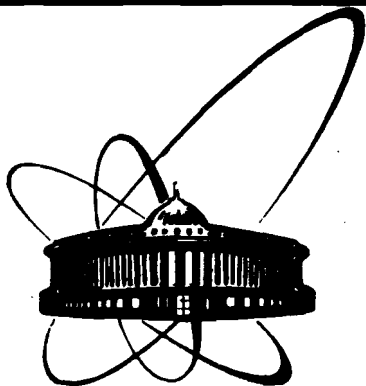


89-637



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Л 502

P1-89-637

**В.А.Лескин*, Г.А.Ососков, К.Д.Толстов,
Н.И.Чернов**

**О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПИОНОВ И ПРОТОНОВ
В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СТЕПЕНИ РАЗРУШЕНИЯ
ЯДЕР ФОТОЭМУЛЬСИИ В СТОЛКНОВЕНИИ
С ЯДРАМИ ^{22}Ne ПРИ ИМПУЛЬСЕ 90 ГэВ/с**

* Физико-технический институт АН ТаджССР, Душанбе

1989

1. Настоящая работа посвящена описанию некоторых новых результатов изучения распределений поперечных импульсов P_{\perp} протонов и π_{\pm} - мезонов в неупругих столкновениях ядер ^{22}Ne с ядрами фотозумльсии при импульсе 4,1 А ГэВ/с.

Анализ экспериментальных данных проводился по предложенной авторами методике статистической обработки [1], состоящей в представлении экспериментальных распределений P_{\perp} в виде смеси нескольких распределений Релея с итоговой плотностью

$$f(P_{\perp}) = \sum_{i=1}^k a_i 2 \cdot P_{\perp} \exp(-P_{\perp}^2 / \langle P_{\perp}^2 \rangle) / \langle P_{\perp}^2 \rangle. \quad (1)$$

Этот подход отвечал естественному в инклюзивной постановке опыта предположению, что из-за неоднозначности кинематики нескольких возможных процессов генерации частиц спектр поперечных импульсов оказывается смесью отдельных распределений. Такие процессы определяются неупругостью взаимодействия, т. е. степенью разрушения ядер фотозумльсии.

Для характеристики степени разрушения были выбраны следующие параметры: Nh - число сильно ионизирующих фрагментов ядра-мишени и Q - суммарный заряд неповзаимодействовавших фрагментов ядра-снаряда.

Результаты обработки позволяют установить зависимость вида распределения (1) от этих параметров.

2. Напомним вкратце схему обработки, предложенную в [1]. Выборка из n экспериментальных значений поперечных импульсов упорядочивается по возрастанию так, чтобы использовать полученный вариационный ряд

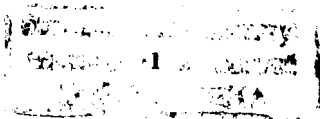
$$x_{(1)}, x_{(2)}, \dots, x_{(n)} \quad (2)$$

для построения эмпирической функции распределения:

$$F_n(x) = \begin{cases} 0, & x \leq x_{(1)}; \\ \frac{1}{w_n} \sum_{i=1}^i w_{(i)}, & x_{(i-1)} < x \leq x_{(i)}; \\ 1, & x > x_{(n)}, \end{cases} \quad (3)$$

где $w_{(i)}$ - перенумерованные в соответствии с (2) значения статистических весов, характеризующих геометрическую эффективность регистрации частицы в зависимости от угла наклона ее траектории к плоскости фотозумль-

сии, $w_n = \sum_{i=1}^n w_{(i)}$.



Проверялись две гипотезы о типе распределения (1):

H_0 : $k=1$, т. е. P_{\perp} имеют плотность распределения Релея

$$f(x) = x \exp(-x^2 / 2 \sigma^2) / \sigma^2, \quad (4)$$

где $\sigma^2 = \langle P_{\perp}^2 \rangle / 2$.

H_1 : $k=2$, т. е. P_{\perp} имеет двухкомпонентную плотность

$$f(x) = c \cdot f_1(x) + (1-c) \cdot f_2(x), \quad (5)$$

где $f_i(x)$ подчинено (4) с $\sigma = \sigma_i$ ($i=1, 2$).

Выбор между гипотезами проводился путем сравнения $F_n(x)$ по критерию ω^2 с функцией распределения (4) в предположении справедливости гипотезы H_0 . Такое предпочтение гипотезе H_0 было сделано из соображений простоты оценки единственного параметра распределения (4) методом максимального правдоподобия (ММП):

$$\hat{\sigma}^2 = \sum_{i=1}^n w_i x_i^2 / 2W_n. \quad (6)$$

Обозначим $F(x) = cF_1(x) + (1-c)F_2(x)$, где $F_2(x) = \int_0^x f_2(t) dt$, $i=1, 2$.
Вычисляя

$$\omega^2 = W_n \int_0^{\infty} [F(x) - F_n(x)]^2 dF(x)$$

при $k=1$ и $\sigma = \hat{\sigma}$, сравнивают полученное значение $\omega_{H_0}^2$ с 5%-м критическим значением $\omega_{кр}^2 = 0,46$ (1%-е критическое значение равно 0,85), и при $\omega_{H_0}^2 < \omega_{кр}^2$ гипотеза H_0 принимается. В противном случае для проверки справедливости гипотезы H_1 необходимо оценить параметры c, σ_1 и σ_2 распределения (5). Для этого применяется метод минимума ω^2 . Квадратичная зависимость ω^2 от параметра c позволяет исключить его, после чего ищется минимум ω^2 в пространстве с координатами σ_1, σ_2 методом наискорейшего спуска с оптимальным выбором шага. По полученным оценкам $\hat{\sigma}_1$ и $\hat{\sigma}_2$ находится \hat{c} . Затем вычисляются $\omega_{H_1}^2$ для сравнения с $\omega_{кр}^2$ и ошибки параметров.

Здесь нужно отметить, что в качестве ошибок параметров в таблице для двухкомпонентного распределения Релея в работе [1] даны только их оценки снизу, а реальные ошибки параметров $\theta_k(x_{(1)}, \dots, x_{(n)})$, являющихся функциями порядковых статистик, необходимо вычислять по формулам

$$\hat{\sigma}_{\theta_k} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left| \frac{\partial \theta_k}{\partial x_{(i)}} \right|^2 \sigma_{x_{(i)}}^2 + 2 \sum_{1 < j < l} \left| \frac{\partial \theta_k}{\partial x_{(i)}} \right| \left| \frac{\partial \theta_k}{\partial x_{(j)}} \right| \text{cov}(x_{(i)}, x_{(j)})}, \quad (7)$$

где согласно [1, 2]

$$\text{cov}(x_{(i)}, x_{(j)}) = \frac{1}{(n+1)^2} \frac{j-1}{(n+2)} [f(q_i) f(q_j)]^{-1}, \quad (8)$$

$f(x)$ определено в (4), $q_k = \sigma_{сн} \sqrt{-\ln[1-k/(n+1)]}$, $\sigma_{сн}$ - оценка дисперсии смеси распределений, выражение для которой приведено в [1]. Эти формулы учитывают положительную корреляцию между порядковыми статистиками $x_{(i)}$ из (2), что при $n < 1000$ приводит к увеличению ошибок на 1:1,5 порядка по сравнению с формулой (16) из [1], однако и при этом ошибки относительно малы.

В связи с тем, что в вышеописанной схеме обработки основным методом оценки параметров σ_1, σ_2 , явился метод минимума ω^2 , в последующих расчетах эта схема была дополнена в той ее части, где выполняется проверка гипотезы H_0 . ММП-оценка (6) параметра σ принималась как начальное приближение и в дальнейшем уточнялась методом квадратичной интерполяции ω_0^2 . В некоторых случаях это позволило решить сомнения относительно справедливости гипотезы H_0 , т.к. после уточнения значения $\hat{\sigma}$ величина $\omega_{H_0}^2$ оказывалась меньше $\omega_{кр}^2$.

3. Результаты аппроксимации спектров поперечных импульсов быстрых ($\beta > 0,75$) вторичных частиц распределениями Релея даны в таблицах 1, 2. Напомним, что спектры P_{\perp} были получены по характеристикам частиц, выбранных с ограничением по углу наклона к плоскости фотослоя, с учетом их геометрического фактора [3].

Таблица 1

частицы	параметр Nh или Q	число частиц	$\langle P_{\perp} \rangle$ МэВ/с	ω^2	$\langle P_{\perp} \rangle_1$ МэВ/с	$\langle P_{\perp} \rangle_2$ МэВ/с	c	ω^2
п	Nh > 26	142	553+46	0.42				
	Nh > 40	25	544+110	0.22				
р	Nh = 6 ± 25	303	542+31	2.3	263+27	645+45	0.31+0.02	0.07
	Nh < 2	93	357+37	0.47				
о	Q < 1	100	542+54	0.19				
	Q = 2 ± 9	500	489+22	1.75	226+22	578+29	0.22+0.01	0.07
н	Q > 10	32	380+67	0.22				

Табл. 1 иллюстрирует соответствие однокомпонентных распределений

Релея спектру поперечных импульсов протонов для событий с граничными значениями параметров Nh и Q, т. е. центральных и крайне периферических соударений ядер - источников протонов соответственно с большими и малыми P_{\perp} . В области промежуточных значений параметров Nh и Q протоны подчиняются двухкомпонентному распределению (5).

Таблица 2

частицы	параметр Nh или Q	число частиц	$\langle P_{\perp} \rangle$ МэВ/с	ω^2	$\langle P_{\perp} \rangle_1$ МэВ/с	$\langle P_{\perp} \rangle_2$ МэВ/с	c	ω^2
п	Q < 1	147	330+28	2.91	159+23	401+40	0.32+0.02	0.86
	Nh > 40	36	351+62	1.1	162+49	430+86	0.31+0.08	0.41
о	Q = 2 ± 9	681	242+10	2.18	193+9	446+31	0.70+0.01	0.19
	Q > 10	45	249+37	0.8	115+28	316+74	0.37+0.06	0.06

Как свидетельствует табл. 2, быстрые пионы, в отличие от протонов, подчиняются только двухкомпонентному распределению.

Существует область неустойчивости вышеописанной вычислительной процедуры оценки параметров для близких значений b_1 и b_2 , а также значений s , близких к 0 или 1. Границы этой области были приблизительно определены в [1]. Как видно из таблиц 1 и 2, значения параметров, вычисленные для гипотезы H_1 , ни разу в эту область не попали, что свидетельствует о достаточной надежности вычислений.

4. Наличие в адронных и адрон-ядерных взаимодействиях высоких значений поперечных импульсов вторичных частиц отмечалось уже давно. Например, в работе [4] сообщалось: "Проявляется коллективное взаимодействие нуклонов ядра при генерации адронов с высоким значением P_{\perp} ".

Как показано нами, в ядерных столкновениях достаточно строгая математическая обработка результатов эксперимента приводит к выделению в спектре поперечных импульсов пионов двух релеевских компонент с существенно разными в них средними значениями $\langle P_{\perp} \rangle$ и с относительным вкладом, зависящим от степени расщепления сталкивающихся ядер. Это может быть связано с разным механизмом генерации пионов (прямой процесс либо через промежуточное резонансное или кластерное состояние).

Особого внимания заслуживает наличие двухкомпонентного релеевского распределения для поперечных импульсов протонов при степени разрушения сталкивающихся ядер в области промежуточных значений N_h и Q , т. е. при средних значениях параметра удара b , и однокомпонентного релеевского распределения с высоким значением $\langle P_{\perp} \rangle$ для центральных столкновений при $b \rightarrow 0$. Это можно объяснить, привлекая модель термализации [5], а также гипотезу на основе принципа Гайзенберга [6].

Обнаруженные эффекты несомненно заслуживают дальнейшего изучения.

Л и т е р а т у р а

1. Ефимова Т. Г. и др. - Кр. сообщ. ОИЯИ №3[36]-89, с. 19-31.
2. Дейвид Г. - Порядковые статистики. М., Наука, 1979.
3. Вокал С. и др. - ЯФ, 1989, т. 50, с. 10-46.
4. Cromin J. W. et al. - Phys. Rev. D, 1975, 11, 3105.
5. Тонеев В. Д. и др. - ЭЧАЯ, 1986, 17, 1093.
6. Толстов К. Д. ОИЯИ, P1-86-464, Дубна, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 сентября 1989 года.

Лескин В.А. и др.

P1-89-637

О распределении поперечных импульсов релятивистских пионов и протонов в зависимости от степени разрушения ядер фотоэмульсии в столкновении с ядрами ^{22}Ne при импульсе 90 ГэВ/с

Предлагаемая авторами методика статистического анализа спектров P_{\perp} -поперечных импульсов релятивистских протонов и π^{\pm} -мезонов позволяет установить зависимость вида этих спектров от степени разрушения ядер фотоэмульсии. Показано, что при очень больших и малых значениях параметров N_h и Q , характеризующих указанное разрушение, спектр P_{\perp} протонов достоверно описывается однокомпонентным распределением Релея. В области промежуточных значений этих параметров в спектрах P_{\perp} протонов выделяются две релеевские компоненты. Быстрые пионы, в отличие от протонов, подчиняются только двумерному распределению.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Leskin V.A. et al.

P1-89-637

On Transverse Momentum Distribution of Relativistic Pion and Protons Depending on the Destruction Degree of Photoemulsion Nuclei in Collision with Nuclei ^{22}Ne by Momenta 90 GeV/c

A method of the statistical analysis of P_{\perp} -transverse momentum spectra for relativistic protons and π^{\pm} mesons is proposed. It allows one to observe a dependence of the shape of these spectra from the degree of the destruction of photoemulsion nuclei. As it is shown, proton spectra for very high and small values of parameters N_h and Q characterizing the above destruction are well described by one-component Reley distribution. In the region of intermediate parameter values two Reley's components are extracted from proton P_{\perp} spectra. Fast contrary pions to protons, belong to two-component distributions only.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989