

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЯДЕР ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ 4 – 500 ГэВ/НУКЛОН С ЯДРАМИ Ag, Br ПРИ МАЛЫХ ПАРАМЕТРАХ УДАРА

В.В.Варюхин, Ю.Ф.Гагарин, Н.С.Иванова, Б.Н.Калинкин¹⁾,
В.А.Лукин, Е.А.Якубовский

Впервые получены характеристики частиц множественного рождения (число, половинные углы, распределение по псевдобыстроте) в центральных столкновениях тяжелых ядер ($z \geq 20$) с ядрами Ag, Br фотоэмульсии при энергиях до 500 ГэВ/нуклон. Предложена новая теоретическая интерпретация данных эксперимента.

Целью работы является исследование центральных столкновений ядер при очень больших энергиях. Для обнаружения таких событий были отобраны взаимодействия ядер с $z \geq 20$, сопровождающиеся высокой множественностью релятивистских частиц ($N_s = 50 - 554$) и, одновременно, большим числом сильноионизирующих частиц ($N_h > 20$). Число взаимодействующих нуклонов падающего ядра в отобранных событиях по проведенным оценкам составляло $n_{вз} = 30 - 56$. Энергия первичных ядер определялась по суммарной энергии всех вторичных частиц $E \sim \sum_i < p_{\perp} > / \sin \theta_i$. Другие оценки энергии (по углам вылета не взаимодействующих и взаимодействующих протонов падающего ядра) совпадают с первой в пределах $\sim 30\%$. Большая величина N_s позволяет получать достоверную информацию из отдельных взаимодействий.

В результате эксперимента получены: половинные углы вылета мезонов $\theta_{\pi 1/2}$ (рис.1а) удельные множественности мезонов $\nu = N_{\pi \pm} / n_{вз}$ (рис. 1, б) распределения релятивистских частиц по псевдобыстроте η (рис.2). Как видно из рис.2 ширина распределения по η растет с увеличением энергии. На рис.3 представлена зависимость от энергии амплитуды распределения по псевдобыстроте $A_{\eta} = (\Delta N_s / \Delta \eta) / N_{\pi \pm}$ в точке половинного угла вылета мезонов. Величина A_{η} , обратная ширине распределения, падает с ростом энергии при $E \gtrsim \gtrsim 15 - 20$ ГэВ/нуклон. Модель ядерной пионизации, успешно описывающая взаимодействия тяжелых ядер при $E \lesssim 15$ ГэВ/нуклон¹, объяснить такое поведение амплитуды A_{η} (и распределений по η в целом) не может.

Таким образом, результаты эксперимента указывают на необходимость формулировки нового подхода к описанию столкновений ядер при очень больших энергиях. На это же указывает и развитие термодинамической модели в применении к элементарным процессам при больших энергиях².

При формулировке нового подхода будем придерживаться аналогии с картиной множественного рождения в недавно предложенной термодинамической модели², успешно объяснившей многие характеристики разнообразных элементарных процессов, протекающих при различных энергиях. Наиболее вероятным каналом взаимодействия ядер является срыв и слияние в единую компаунд-систему (КС) глюонных полей нуклонов взаимодействующих ядер. В отличие от модели ядерной пионизации¹ и согласно² полагаем, что только часть энергии КС является тепловой. Остальная энергия реализуется в виде продольного коллективного движения подсистем, составляющих адронное вещество КС. Валентные кварки нуклонов реализуются в виде лидирующих барионных кластеров падающего ядра и ядра-мишени. Их распад в данной схеме рассматривается так же, как в¹.

Кинематика взаимодействия определяется законами сохранения энергии импульса для трехкластерной системы. В системе центра инерции:

$$(m_p c^2 + 3/2 T_B)(N_1 \gamma_1 + N_2 \gamma_2) + E_{КС} = E_{сци},$$

¹⁾ ОИЯИ

$$(m_p C^2 + 3/2 T_B) (N_1 \sqrt{\gamma_1^2 - 1} + N_2 \sqrt{\gamma_2^2 - 1}) = 0,$$

$$E_{\text{КС}} = \langle k \rangle [E_{\text{сци}} - m_p C^2 (N_1 + N_2)],$$

(1)

где $T_B = 0,1$ ГэВ, γ_1, γ_2 – температура и лоренц-факторы барионных кластеров; $E_{\text{сци}}$, N_1, N_2 – энергия (в СЦИ) перекрытых частей ядер и числа нуклонов в них; $\langle k \rangle = 0,5$ – средний коэффициент неупругости, m_p – масса протона, $E_{\text{КС}}$ – полная энергия КС.

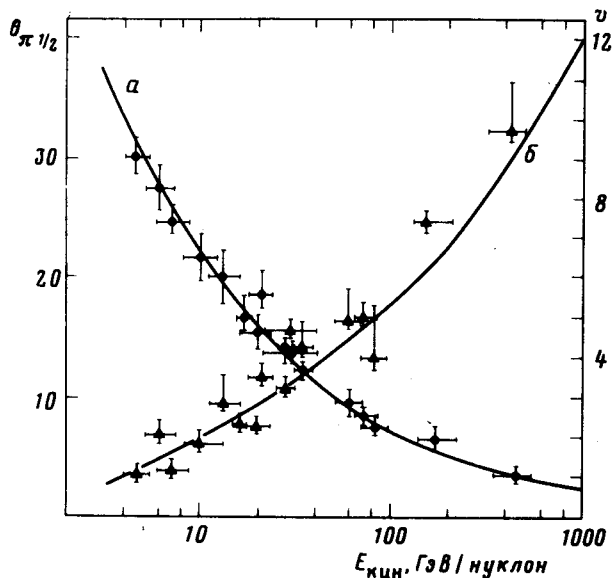


Рис.1. Зависимость от энергии падающего ядра: а – половинных углов вылета мезонов $\theta_{\pi 1/2}$; б – удельной множественности мезонов $\nu = N_{\pi^\pm} / n_{\text{ВЗ}}$. В каждом взаимодействии: $N_{\pi^\pm} = N_s - (z - 2N_a)$, где z – заряд падающего ядра, N_a – число релятивистских α -частиц, $n_{\text{ВЗ}} = 2,15 (z - 2N_a - n_{\text{НВЗ}})$, где $n_{\text{НВЗ}}$ – число невзаимодействующих релятивистских протонов, вылетающих под углами $< 0,3/p$, p – импульс падающего ядра в (ГэВ/с)/нуклон; точки – эксперимент, кривые – расчет

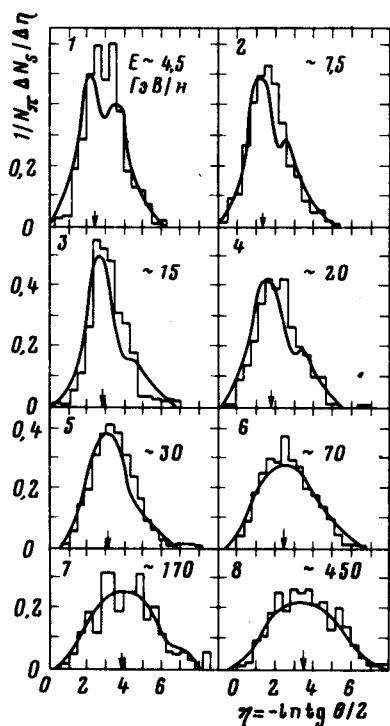


Рис.2. Распределения релятивистских частиц по псевдобыстроте $\eta = -\ln \text{tg } \theta/2$ для различных кинетических энергий падающих ядер. В распределениях – $N_c (N_s, N_{\pi^\pm})$, где N_c – число событий. 1) 6 (334, 284); 2) 6 (400, 365); 3) 3 (436, 364); 4) 5 (685, 562); 5) 3 (671, 562); 6) 3 (747, 675); 7) 1 (193, 174); 8) 1 (554, 528); стрелками показано значение η , соответствующее $\theta_{\pi 1/2}$; гистограммы – эксперимент, кривые – расчет

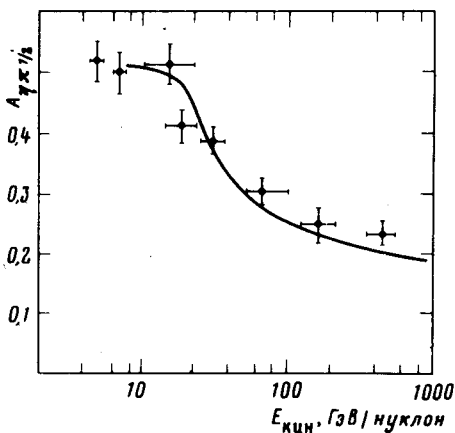


Рис.3. Амплитуда распределения по псевдобыстроте $A_\eta = (\Delta N_s / \Delta \eta) / N_{\pi^\pm}$ в точке половинного угла вылета мезонов (усреднена в интервале $\Delta \eta = \pm 0,6$ относительно $\theta_{\pi 1/2}$) в зависимости от энергии падающего ядра; точки – эксперимент, кривые – расчет.

По аналогии с², тепловая энергия КС: $W_{\text{КС}} = E_{\text{КС}} \delta_T$, где $\delta_T = y_m / \text{sh } y_m$. Величина $y_m = a \ln(1 + C_1 w / C_2)$ определяет быстрой интервал, в котором равномерно распределяется вещество КС, причем $w = \langle k \rangle (\sqrt{s_{pp}} - 2 m_p C^2)$. Параметр $a \approx 1$ введен для описания возможных отклонений величины y_m от ее значения в pp -взаимодействии, где $a \equiv 1$. Дальнейшие расчеты производились по формулам термодинамической модели² при $a = 1$ и в предположении, что адронизация КС в мезоны происходит при тех же температурах (a , значит, и плотностях энергии), что и в элементарном акте.

Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом (рис. 1 – 3). Согласие расчета и эксперимента на рис. 1, a дает возможность, используя предсказания модели, определять энергию взаимодействия по величине $\theta_{\pi 1/2}$. При этом следует подчеркнуть что, согласно соотношениям (1) величины ν и $\theta_{\pi 1/2}$ зависят от отношения взаимодействующих (перекрытых) масс ядер $m = N_1/N_2$. В центральных столкновениях "Fe" + Ag, Вг величина $m = 0,75 - 0,85$, что близко к случаю pp -взаимодействия. При уменьшении m величины ν и $\theta_{\pi 1/2}$ увеличиваются. Качественно, такая закономерность объясняет наблюдаемое в эксперименте отличие величин ν и $\theta_{\pi 1/2}$ в центральных "Fe" + Ag, Вг взаимодействиях от соответствующих значений в столкновениях протонов и легких ядер с ядрами Ag, Вг, с одной стороны, и близость результатов данной работы к случаю pp -столкновений – с другой (на рис. 1 не показано).

Закключение. Новые данные по взаимодействиям ядер "Fe" + Ag, Вг при высоких энергиях согласуются с предложенным здесь подходом, построенным по единой схеме с процессом множественного рождения в элементарных взаимодействиях. Близость a к единице указывает, по-видимому, на то, что в ядерных взаимодействиях дополнительный вклад энергии в коллективное движение в КС из-за наличия многонуклонных последовательных взаимодействий уравнивает диссипативные процессы. Этот интересный вопрос заслуживает дальнейшего изучения. При энергиях 4 – 15 ГэВ/нуклон предложенный подход очевидно эквивалентен модели ядерной пионизации, т.е. автоматически воспроизводятся ее результаты.

Литература

1. Варюхин В.В., Гагарин Ю.Ф., Иванова Н.С. и др. Препринт ФТИ №616, Ленинград, 1979; Kalinkin B.N., Koltchnick S.N., Shmonin V.L. Physica Scripta, 1980, 21, 792.
2. Калинкин Б.Н. Препринт ОИЯИ Р2-81-729, Дубна, 1981. См. также: Шмонин В.Л. Препринт ИФВЭ 81-14, Алма-Ата, 1981.