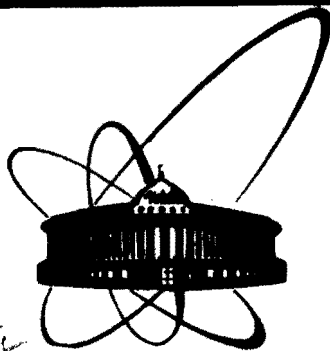


86-731



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

343a

383/87

P2-86-731

М.Л.Аллабердин\*, Р.Ледницки, В.Л.Любошиц,  
Б.С.Юлдашев\*

О МЕХАНИЗМЕ УСИЛЕНИЯ  
ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ НУКЛОНОВ  
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

\* ФТИ АН УзССР, Ташкент

1986

1. Исследование парных корреляций частиц, движущихся с близкими скоростями<sup>/1-3/</sup>, является в настоящее время практически единственным методом, с помощью которого можно определить пространственные и временные размеры области генерации адронов. При изучении парных корреляций протонов, образованных в адрон-ядерных взаимодействиях, был обнаружен эффект усиления этих корреляций с возрастанием импульсов вторичных протонов<sup>/4-7/</sup>. Недавно эти результаты были подтверждены также данными и для нейтронов<sup>/8/</sup>. Аналогичный эффект наблюдался для протонов, образующихся во взаимодействиях тяжелых ионов<sup>/9/</sup>.

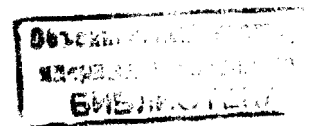
Из формального сравнения с теоретическими расчетами<sup>/2,3/</sup>, предполагающими гауссовское распределение точек генерации нуклонов, следует, что пространственно-временные размеры области генерации медленных ( $p \lesssim 0,2$  ГэВ/с) нуклонов в адрон-ядерных соударениях существенно больше размеров и времен, характерных для невозбужденных ядер. В то же время размеры области генерации быстрых ( $p > 0,3$  ГэВ/с) нуклонов оказываются сопоставимыми с ядерными размерами или меньше их. Конечно, при этом возникает вопрос о правомерности такого сравнения, т.е. вопрос об отличии корреляционных кривых, соответствующих различным распределениям точек генерации, но характеризующихся одним и тем же среднеквадратичным радиусом  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ . Оказывается, что использование при анализе экспериментальных данных более реалистических по сравнению с гауссовским распределений не приводит к существенному изменению результата. Так, для среднеквадратичных радиусов в интервале 2-5 фм замена равномерного распределения точек генерации внутри сферы с радиусом  $R = \sqrt{\frac{3}{2}} \langle r^2 \rangle^{1/2}$  гауссовским распределением (при том же значении максимума корреляционной функции) приводит к небольшому завышению величины  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  (на 5-6%). Если нуклоны излучаются по закону Ламберта из небольшого слоя вблизи поверхности сферы с радиусом  $R = \sqrt{\frac{3}{2}} \langle r^2 \rangle^{1/2}$  (такая ситуация соответствует очень малым длинам свободного пробега нуклонов в ядерном веществе), то при гауссовской параметризации значение  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  оказывается заниженным на 5-12%.

Наблюдаемый большой радиус области генерации ( $R_r \sim 2R_{яг}$ ) или большое время испускания ( $\tau_r \sim 10R_{яг}$ ), по-видимому, характерны для процесса генерации тепловых ( $p < 0,2$  ГэВ/с) нуклонов. Усиление

же корреляций с дальнейшим увеличением импульсов нуклонов может быть следствием уменьшения поперечных размеров области генерации нуклонов. Такое уменьшение поперечных размеров может быть связано с заметным увеличением длины свободного пробега нуклона  $\lambda$  в ядерном веществе с ростом импульса ( $\lambda \approx 0,6$  фм при 0,2 ГэВ/с и  $\lambda = 1,8-3,6$  фм при 0,3 - 1 ГэВ/с). Вытянутая форма области генерации (трубка) может привести к угловой зависимости нуклон-нуклонных корреляций. Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному изучению этой зависимости.

2. Как известно<sup>/2,3/</sup>, узкие парные корреляции протонов с близкими импульсами и углами вылета возникают как следствие трех факторов: ядерного и кулоновского взаимодействий в конечном состоянии и эффекта антисимметризации волновой функции. Из-за кулоновского отталкивания при  $\Delta p = |p_1 - p_2| \rightarrow 0$  ( $\vec{p}_1, \vec{p}_2$  - импульсы протонов) вероятность наблюдения двух протонов стремится к нулю, т.е. должны наблюдаться антикорреляции. С другой стороны, притягательный характер ядерного взаимодействия в конечном состоянии приводит к возникновению положительных корреляций. В результате при не слишком больших размерах области генерации нуклонов корреляционная функция  $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  (отношение числа протонных пар к числу некоррелированных пар) имеет максимум при  $\kappa^* \approx \frac{2\sigma}{\alpha_c} \approx 20$  МэВ/с ( $\kappa^* = \frac{\Delta p^*}{2}$  - импульс одного из протонов в с.п.м. пары,  $\alpha_c = \frac{2k^2}{m_p c^2}$  - боровский радиус). Высота этого максимума, а также форма зависимости корреляционной функции от  $\Delta p^*$ , определяется расстоянием  $r$  между точками генерации протонов и разницей  $t$  во времена их испускания. При этом максимальное значение  $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  тем больше, чем меньше  $r$  и  $t$ <sup>/2,3/</sup>. Это увеличение связано с тем, что величина  $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  выражается через волновую функцию двух протонов, представляющую собой вне области сильного взаимодействия суперпозицию плоской и сферической волн, искаженных кулоновским полем, и растет с уменьшением расстояния  $r^*$  между точками испускания протонов в их с.п.м.<sup>\*</sup> При переходе в область действия ядерных сил этот рост уменьшается, так что при достаточно малых размерах области генерации протонов ( $r^* \lesssim 0,5$  фм) корреляционная функция перестает зависеть от  $r^*$  и полностью определяется потенциалом взаимодействия<sup>/10/</sup>.

<sup>\*</sup> В случае испускания нуклонов из области с достаточно большим среднеквадратичным радиусом ( $\langle r^2 \rangle^{1/2} > 3$  фм) эта асимптотика может быть распространена и внутрь области действия ядерных сил с учетом поправки, пропорциональной эффективному радиусу<sup>/3/</sup> (см. также<sup>/10/</sup>).



Для выяснения качественной зависимости указанных корреляций от суммарного импульса конечных протонов достаточно проанализировать его влияние на величину  $r^*$ . Значение  $r^*$  связано с разностью пространственных и временных координат точек испускания протонов  $\vec{r}$  и  $\vec{t}$  в системе наблюдения преобразованием Лоренца:

$$\vec{r}_T^* = \vec{r}_T, \quad r_L^* = \gamma(r_L - vt), \quad (1)$$

где  $v$  и  $\gamma$  - соответственно скорость и лоренцевский фактор пары протонов;  $r_L$  и  $r_T$  - продольная и поперечная компоненты вектора  $\vec{r}$  по отношению к направлению скорости  $\vec{v}$  пары протонов. Соотношения (1) в принципе приводят к существованию зависимости двухчастичных корреляций от энергии и угла вылета рассматриваемых частиц. Конкретный вид такой зависимости существенно определяется условиями генерации протонов. При отсутствии корреляций между координатами и временами в лабораторной системе отсчета (в частности, в случае гауссовского пространственно-временного распределения, рассматриваемого в [2,3]) из (1) следует, что

$$\langle r_L^{*2} \rangle = \gamma^2 (\langle r_L^2 \rangle + v^2 \langle t^2 \rangle). \quad (2)$$

В этих условиях эффект взаимодействия в конечном состоянии при фиксированном угле вылета должен уменьшаться с увеличением импульса пары протонов [3]; для сферически-симметричного пространственного распределения он к тому же не зависит от угла вылета протонов.

Рассмотрим теперь модель испускания протонов из пространственно-временных точек, расположенных на траектории первичной частицы, движущейся со скоростью  $\vec{u}$  через ядерное вещество [1] - модель коррелированной "трубки". В этой модели координаты и времена максимально коррелированы:

$$r_{||} = ut, \quad r_{\perp} = 0. \quad (3)$$

Здесь  $r_{||}$  и  $r_{\perp}$  - продольная и поперечная компоненты вектора  $\vec{r}$  по отношению к оси реакции  $\vec{u}$ . Отсюда

$$r_L = r_{||} \cos \theta, \quad r_T = r_{||} \sin \theta, \quad (4)$$

где  $\theta$  - угол вылета пары протонов. Следовательно, согласно (1),

$$r^{*2} = r_{||}^2 \left[ \sin^2 \theta + \gamma^2 \left( \frac{v}{u} - \cos \theta \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Таким образом, корреляционная функция  $R_{12}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  будет максимальной для пар, вылетающих вперед, и минимальной - для пар, вылетающих назад. При этом её зависимость от направления вылета протонов должна ослабевать с уменьшением скорости протонов (а также при уменьшении размеров области генерации до значений, при которых функция  $R_{12}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  уже не зависит от  $r^*$ , см. [10]). Для количественной оценки этого эффекта мы использовали гауссовское распределение ядерного вещества с дисперсией  $r_0^2 = (1,5 \text{ фм})^2$  и учли гауссовское размытие пространственно-временных точек генерации вокруг траектории первичной частицы с дисперсиями  $\sigma_0^2 = (0,5 \text{ фм})^2$ ,  $(1 \text{ фм})^2$  и  $\tau_0^2 = (1 \text{ фм})^2$ . Выбранное значение параметра  $r_0$  соответствует среднеквадратичному радиусу  $\sqrt{3} r_0 \approx 2,6 \text{ фм}$ , близкому к среднеквадратичным радиусам ядер углерода (2,4 фм) и неона (2,7 фм). Эти ядра использовались в качестве мишеней при получении экспериментальных данных, анализируемых в настоящей работе. Потенциал короткодействующего взаимодействия брался в виде прямоугольной ямы. Это приближение позволяет значительно уменьшить время счета на ЭВМ и, при указанных размерах области генерации, обеспечивает точность вычисления корреляционной функции  $R_{12}$  в максимуме лучше 10% (см. [10]).

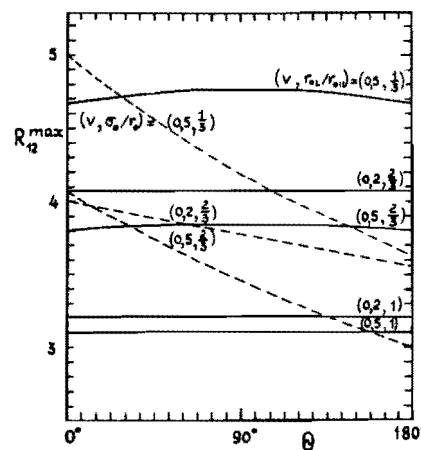


Рис. 1. Предсказания моделей для зависимости высоты максимума корреляционной функции ( $K^* = 20 \text{ МэВ/с}$ ) двух протонов от скорости и угла вылета пары. Сплошные кривые соответствуют модели некоррелированной "трубки":  $\sigma_0 = (0,5, 1, 1,5) \text{ фм}$ ,  $r_0 = 1,5 \text{ фм}$  и  $\tau_0 = 1 \text{ фм}$ ; пунктирные кривые относятся к модели коррелированной "трубки":  $\sigma_0 = (0,5, 1) \text{ фм}$ ,  $r_0 = 1,5 \text{ фм}$ ,  $\tau_0 = 1 \text{ фм}$ . Вектор  $\vec{r}^*$  лежит в плоскости, образованной направлением трубки и вектором  $\vec{v}$ , причем  $\vec{r}^* \perp \vec{v}$ . При  $\vec{r}^* \parallel \vec{v}$  кривые изменяются не более чем на 1,5%.

Из рис. 1 видно, что уже при  $v = 0,2$  ( $u = 1$ ) угловая зависимость корреляции двух протонов оказывается существенной. При строгом выполнении соотношения (3) из анализа выражения (5) вытекает, что в случае вылета протонов в переднюю полусферу ( $\theta > \frac{\pi}{2}$ ) высота пика

корреляционной функции растет с увеличением скорости пары протонов в интервале  $0 < v < v_0 = U \cos \theta$ , достигает максимума при  $v = v_0$ , а затем при  $v > v_0$  уменьшается. При вылете в заднюю полусферу ( $\theta > \frac{\pi}{2}$ ) эффект максимален для нерелятивистских протонов и падает с увеличением их импульса. В реалистической ситуации, когда учтено размытие пространственно-временных точек генерации вокруг траектории первичной частицы, рост корреляционной функции с увеличением скорости протонов в передней полусфере весьма небольшой и сменяется падением при скоростях, существенно меньших  $v_0$  (см. рис. 1).

Перейдем к модели одновременного испускания протонов из области, определенной пересечением траектории первичной частицы с ядерным веществом (предельный случай отклонения от сферической симметрии) — модель некоррелированной "трубки". В этом случае ( $\mathcal{L} = 0$ ) из (1) и (3) получим

$$r^{*2} = r_{ii}^2 (\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta). \quad (6)$$

Следовательно, корреляция будет минимальной и одинаковой для пар, вылетающих вперед и назад, и максимальной — для пар, вылетающих под углом  $90^\circ$ . Так же, как и в предыдущем случае, эта анизотропия ослабевает с уменьшением скорости протонов и с уменьшением размера области их генерации. Она также уменьшается, если учесть конечный поперечный размер области генерации и разброс времен испускания протонов. На рис. 1 приведены результаты расчетов с использованием гауссовского пространственно-временного распределения точек генерации:  $r_{ii}^2 = (1,5 \text{ фм})^2$  и  $r_{ol}^2 = (0,5 \text{ фм})^2, (1 \text{ фм})^2, (1,5 \text{ фм})^2$  и  $\tau_c^2 = (1 \text{ фм})^2$ . Зависимость корреляции от направления вылета протонов оказывается весьма слабой даже при  $v = 0,5$  и  $r_{ol} = (1/3)r_{ii}$ . В соответствии с (6) при фиксированном угле вылета пары корреляционный эффект падает с увеличением импульса пары.

3. Из изложенного выше следует, что двухчастичная корреляционная функция для протонов, образованных в соударениях с ядерной мишенью, вообще говоря, зависит от импульса и угла вылета пары протонов. Однако модели с фиксированным характерным размером области генерации не объясняют эффект значительного усиления парных корреляций протонов при увеличении их импульсов, наблюдаемый на эксперименте<sup>4-7/</sup>. Естественным в этой ситуации представляется предположение о существовании по крайней мере двух характерных размеров области генерации протонов (см. также<sup>12/</sup>) — первый размер характеризует испускание медленных "испарительных" протонов, а второй, существенно меньший, относится к

генерации "быстрых" протонов. В частности, генерация "быстрых" протонов может описываться моделями коррелированной и некоррелированной трубки с поперечными размерами порядка 1 фм. Вышеуказанное иллюстрируется рис. 2, на котором результаты теоретических расчетов<sup>\*)</sup> сравниваются с экспериментальными данными работы<sup>4/</sup> по двухпротонным корреляциям в протон-неонных взаимодействиях при 300 ГэВ/с. Кривые вычислены при условии  $\Delta E = 0$ , (т.е.  $\Delta \vec{p} \perp \vec{v}$ ), когда  $\Delta \vec{p}^2 = \Delta \vec{p}^{*2} \approx 2\vec{k}^{*2}$ .

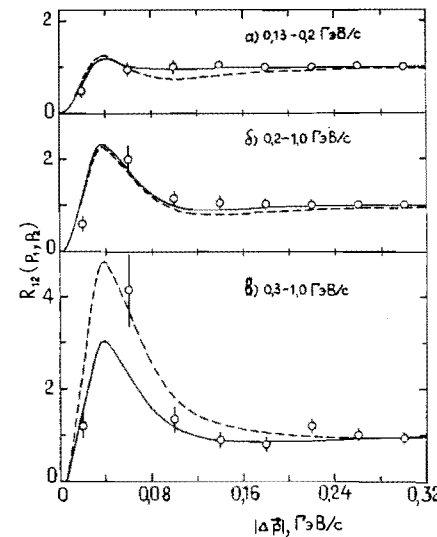


Рис. 2. Зависимость двухчастичной корреляционной функции для протонов в  $p^{20}/e$ -соударениях при 300 ГэВ/с от импульсов протонов и разности  $|\Delta \vec{p}| = |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|^{1/2}$ . Кривые — предсказания моделей с гауссовским распределением источников при  $E=0$ : а) — для протонов с импульсами 0,13-0,2 ГэВ/с. Сплошная кривая —  $r_0 = 4 \text{ фм}$ ,  $\tau_c = 1 \text{ фм}$ , пунктирная кривая —  $r_0 = 1,5 \text{ фм}$ ,  $\tau_c = 60 \text{ фм}$ ; скорость пар  $v = 0,15$ ; б) — для протонов с импульсами 0,2-1,0 ГэВ/с. Сплошная кривая —  $r_0 = 2 \text{ фм}$ ,  $\tau_c = 1 \text{ фм}$ , пунктирная кривая —  $r_0 = 1,5 \text{ фм}$ ,  $\tau_c = 7 \text{ фм}$ ;  $v = 0,4$ ;

в) — для протонов с импульсами 0,3-1,0 ГэВ/с. Сплошная кривая —  $r_0 = 2 \text{ фм}$ ,  $\tau_c = 1 \text{ фм}$ , пунктирная кривая —  $r_0 = 1,5 \text{ фм}$ ,  $r_{ol} = 7 \text{ фм}$ ,  $\theta = 0$ ;  $v = 0,4$ .

Так как экспериментальные точки вынесены в зависимости от  $|\Delta \vec{p}|$  без ограничений на  $\Delta E$  ( $\Delta E \leq v |\Delta \vec{p}|$ ), корреляционный пик размывается и его положение сдвигается от  $|\Delta \vec{p}^*| \approx 40 \text{ МэВ/с}$  к большему

\*) При расчетах использовалось приближение одинаковых времен испускания нуклонов, которое применимо при условии<sup>13/</sup>

$$d = \gamma m_p r_0 \sqrt{r_0^2 + v^2 \tau_c^2} / \tau_0 \gg 1.$$

При больших значениях параметра  $\tau_c$  и малых скоростях  $v$  это условие может не выполняться. Использование приближения одинаковых времен испускания нуклонов тогда приводит к завышению максимума корреляционной кривой; при  $r_0 = 1,5 \text{ фм}$ ,  $\tau_c = 60 \text{ фм}$ ,  $v = 0,15$ , когда  $d \sim 1$ , оно ожидается на уровне 10%<sup>13/</sup>.

значению ( $|\Delta\vec{P}| = \sqrt{|\Delta\vec{P}^*|^2 + |\Delta E|^2} \leq \gamma |\Delta\vec{P}^*|$ ). При  $v < 0,5$ , однако, этот сдвиг не превышает 10%. Пик также размывается вследствие конечного экспериментального разрешения. При количественном сравнении теории с экспериментом следует учитывать разрешение детектора  $^{17,15}$  и анализировать корреляции в зависимости от переменной  $|\Delta\vec{P}^*| = 2\kappa^*$ . Для достаточно быстрых нуклонов ( $v\tau_c \sim r_0$ ) следует также учитывать зависимость корреляционного эффекта от направления вектора  $\Delta\vec{P}^*$   $^{13}$ . Эффект зависит от этого направления и для медленных нуклонов ( $v\tau_c \ll r_0$ ), если они генерируются из области, не обладающей сферической симметрией. Хотя эта зависимость оказывается весьма слабой (изменение высоты максимума корреляционной функции  $R_{12}$  может составлять от долей процента при  $\langle r^2 \rangle^{1/2} \leq 2$  фм до 10-20% при  $\langle r^2 \rangle^{1/2} \sim 5$  фм), она в принципе позволяет разделить пространственные и временные параметры, характеризующие область генерации, и определить форму этой области.

4. Из данных рис. 1 и 2в видно, что переход от сферически-симметричной области генерации к коррелированной или некоррелированной трубке приводит к заметному усилению корреляции, достаточному для объяснения наблюдаемого эффекта для быстрых протонов. В связи с этим интересно выяснить, насколько согласуются с экспериментом предсказания моделей трубки, относящиеся к угловой зависимости корреляционной функции.

Для этой цели в настоящей работе были использованы данные по образованию протонов в  $p^{20}\text{He}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ  $^{13}$  и в  $p^{-12}\text{C}$ -соударениях при 40 ГэВ/с  $^{14}$ . Общая статистика обработанных событий с числом протонов  $n_p \geq 2$ , имеющих импульсы  $0,14 \leq p \leq 0,75$  ГэВ/с, составила 5397.

Двухчастичные корреляционные функции  $R_{12}$  были построены для трех интервалов углов вылета протонов по отношению к первичной частице:  $0 \leq \theta_{12} < 30^\circ$ ,  $30 \leq \theta_{12} < 120^\circ$ ,  $\theta_{12} \geq 120^\circ$ . Фоновые распределения были получены случайным перемешиванием протонов из разных событий, но с фиксированным  $n_p$  и с учетом ограничений, вводимых на импульсы и углы вылета. Фон нормировался на число протонных пар в интервале  $|\Delta\vec{P}^*| > 0,12$  ГэВ/с.

На рис. 3а, б показаны зависимости корреляционных функций  $R_{12}(\vec{P}_1, \vec{P}_2)$  от  $|\Delta\vec{P}^*| = |\vec{P}_1 - \vec{P}_2|$  для различных интервалов углов и импульсов вторичных протонов. Данные для  $p^{-12}\text{C}$ - и  $p^{20}\text{He}$ -взаимодействий объединены, так как согласно экспериментальным данным (см. также  $^{14}$ ) значения  $R_{12}(\vec{P}_1, \vec{P}_2)$  при фиксированном  $|\Delta\vec{P}^*|$  очень слабо зависят от ядра-мишени (для ядер с  $A \leq 20$ ), первичной энергии и типа налетающей частицы.

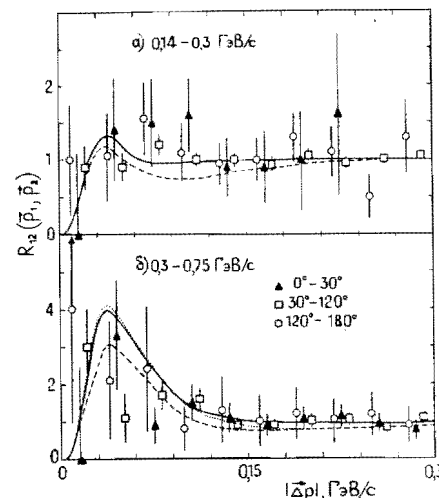


Рис. 3. Зависимость двухчастичной корреляционной функции для протонов в  $p^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с и  $p^{20}\text{He}$ -соударениях при 300 ГэВ/с от углов вылета и импульсов протонов и разности  $|\Delta\vec{P}^*|$ . Точки:  $\blacktriangle$  -  $\theta_{12} < 30^\circ$ ;  $\square$  -  $30^\circ \leq \theta_{12} < 120^\circ$ ;  $\circ$  -  $\theta_{12} \geq 120^\circ$ ;

а) для протонов с импульсами 0,14 - 0,75 ГэВ/с; кривые соответствуют сферически-симметричному гауссовскому распределению точек генерации с параметрами: сплошная кривая -  $r_0 = 3,5$  фм,  $\tau_0 = 1$  фм, пунктирная кривая -  $r_0 = 1,5$  фм,  $\tau_0 = 50$  фм;  $v = 0,2$ ,  $\Delta\vec{P}^* \perp \vec{V}$ ; б) для протонов с импульсами 0,30 - 0,75 ГэВ/с; сплошная кривая соответствует модели некоррелированной "трубки" -  $r_{0\parallel} = 1,5$  фм,  $r_{0\perp} = \tau_0 = 1$  фм,  $\theta = 90^\circ$ , пунктирная и точечная кривые соответствуют модели коррелированной "трубки" -  $r_0 = 1,5$  фм,  $\sigma_0 = \tau_0 = 1$  фм,  $\theta = 180^\circ$  и  $0^\circ$ ;  $v = 0,4$ ,  $\Delta\vec{P}^* \perp \vec{V}$ .

Из данных на рис. 3 видно, что угловая зависимость корреляционной функции в пределах погрешностей не заметна ни для медленных, ни для быстрых протонов. Впрочем, данные рис. 3б не исключают угловую зависимость, которая предсказывается моделью коррелированной, а тем более некоррелированной "трубки". Таким образом, эти данные не противоречат интерпретации эффекта усиления корреляции протонов с ростом их импульсов как результата уменьшения поперечного размера области генерации быстрых протонов. Не исключены, однако, другие механизмы, приводящие к уменьшению расстояния между точками испускания двух частиц в лабораторной системе при увеличении их энергий (см. в связи с этим  $^{16-20}$ ). Изучение угловой зависимости двухнуклонных корреляций в экспериментах с улучшенной статистикой может прояснить природу механизма этого уменьшения.

Авторы выражают глубокую признательность М.И.Подгорецкому и А.А.Юлдашеву за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин В.Г., Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1971, 13, III6; Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1973, 18, 656.
2. Koonin S.E. Phys.Lett., 1977, 70B, 43.
3. Ледницки Р., Любошиц В.Л. ЯФ, 1982, 35, I3I6; Любошиц В.Л. ЯФ, 1985, 41, 820.
4. Азимов С.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 349; ЯФ, 1983, 38, I46I; Phys.Rev., 1984, 29D, 1304.
5. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1980, 32, I357.
6. Бажков Ю.Д. и др. ЯФ, 1981, 34, 95.
7. Bartke E. et al. JINR, E1-86-332, Dubna, 1986.
8. Бажков Ю.Д. и др. Препринт ИГЭФ-127, Москва, 1984.
9. Lynch W.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 51, 1850.
10. Гмитро М. и др. ОИЯИ, P2-86-252, Дубна, 1986.
11. Ледницки Р., Подгорецкий М.И. ОИЯИ, P2-I2302, Дубна, 1979.
12. Ледницки Р., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1979, 30, 837.
13. Аллабердин М.Л. и др. ЯФ, 1984, 39, 662.
14. Азимов С.А. и др. ЯФ, 1976, 23, 987.
15. Gustafson H.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, 544.
16. Miyajima M. Phys.Lett., 1983, 132B, 299.
17. Pratt S. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, 1219.
18. Grassberger P. Nucl.Phys., 1977, B120, 231.
19. Ледницки Р. ОИЯИ, B2-3-II460, Дубна, 1978; Batyunya V.V. et al. Czech.J.Phys., 1981, B31, 475.
20. Nama Y., Padula S.S. "Bose-Einstein Correlation in Landau's Model", presented at 2-nd Int. Workshop on Local Equilibrium in Strong Int. Phys., Santa Fe, New Mexico, USA, April 9-12, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 ноября 1986 года.

Аллабердин М.Л. и др.

P2-86-731

О механизме усиления парных корреляций нуклонов  
в адрон-ядерных взаимодействиях

Проведены расчеты парных корреляций протонов, движущихся с близкими скоростями, при различных предположениях о пространственно-временных размерах и форме области генерации (для сферически-симметричного и сферически-несимметричного гауссовских распределений, для равномерных распределений по объему шара и сферической поверхности, в рамках модели "коррелированной" трубки). Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теоретических моделей, учитывающих вклад сильного и электромагнитного взаимодействий в конечном состоянии вместе с эффектом ферми-статистики, показывает, что наблюдаемое в экспериментах усиление парных корреляций протонов при увеличении их импульсов может быть связано с уменьшением поперечных размеров области генерации быстрых протонов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Allaberдин M.L. et al.

P2-86-731

On Strengthening Mechanism of Pair Nucleon Correlations  
in Hadron-Nucleus Interactions

The pair correlations of protons produced with nearly equal velocities are calculated under various assumptions about space-time dimensions and form of the production region for the spherically-symmetrical and spherically-nonsymmetrical gaussian distributions, for the uniform distributions in the sphere volume and sphere surface, in terms of the correlated "tube" model. Comparison of the experimental data with the theoretical predictions, taking into account the contribution of strong and electromagnetic final state interaction together with the effect of fermi-statistics, indicates that the experimentally observed strengthening of pair correlations of protons with increasing momenta can be related with the decreasing transverse dimensions of the fast proton production region.

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