

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

A 697

P1-87-439

А.И.Аношин\*, Н.Г.Фадеев, А.П.Чеплаков

ЗАРЯДОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ  
ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС  $\pi^{\pm}$   
В КУМУЛЯТИВНЫХ  $\pi^-$  С-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ  $P = 40$  ГэВ/с  
С ПОЛНЫМ РАЗВАЛОМ ЯДРА

\*Научно-исследовательский институт ядерной физики  
МГУ, Москва

1987

## 1. ВВЕДЕНИЕ

На основе простых качественных предположений в работе <sup>1/</sup> были разработаны критерии (K1) ÷ (K6) отбора  $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействий при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с с целью поиска ядерной ударной волны (см. табл.1). На рис.1 показано <sup>1/</sup> угловое распределение протонов в событиях, удовлетворяющих критериям (K1) ÷ (K6) (6К-события). Видно, что в районе  $\theta_p \sim 60^\circ$  имеется четко выделенный пик. Средний импульс протонов с  $\theta_p = 60 \pm 12^\circ$  равен  $(\bar{P}_p)_{\text{пик}} = 0,327 \pm 0,008$  ГэВ/с, в то время как для всех протонов в 6К-событиях  $\bar{P}_p = 0,366 \pm 0,004$  ГэВ/с. 6К-события составляют  $\sim 2,5\%$  от всех  $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействий. Эти результаты подтверждены <sup>2/</sup> при  $P_{\pi^-} = 5$  ГэВ/с. В работе <sup>2/</sup> подтверждена и не-тривиальность происхождения аномального пика (АП) при  $\theta_p \sim 60^\circ$ ,

Таблица 1

Критерии поиска ядерной ударной волны <sup>1/</sup>	
(K1)	$\Sigma Q = N_p + N_{pB} \geq 4$ Критерии полного развала ядра
(K2)	$N_p \geq 3$
(K3)	$n_{\pi^+(\pi^-)} \geq \bar{n}_{\pi^+(\pi^-)}$
(K4)	$N_{pF} > N_{pB}$
(K5)	$1 \leq N_{pB} \leq 3$
(K6)	$0,28 < P_p < 0,67$ ГэВ/с

где  $\Sigma Q$  — суммарный заряд всех частиц, зарегистрированных в пузырьковой камере,  
 $N_p$  — число идентифицированных протонов,  
 $n_{\pi^+(\pi^-)}$  — число  $\pi^+$  ( $\pi^-$ )-мезонов,  
 $\bar{n}_{\pi^+(\pi^-)}$  — средняя множественность  $\pi^+$  ( $\pi^-$ )-мезонов (было принято  $\bar{n}_{\pi^+(\pi^-)} = 3$ ),  
 $N_{pF(B)}$  — число протонов, испущенных в переднюю (заднюю) полусферу л.с.,  
 $P_p$  — импульс протона в л.с.,  
 $N_{pB} = (n_{\pi^+} - n_{\pi^-} + 1)$  — число быстрых протонов, идентифицированных как  $\pi^+$ -мезоны.

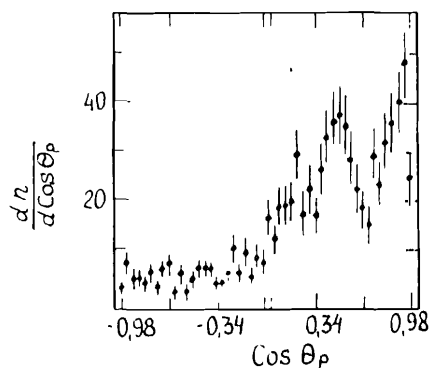


Рис.1. Угловое распределение протонов в л.с. в  $\pi^-^{12}\text{C}$ -событиях, отобранных <sup>1/</sup> по критериям  $(K1) \div (K6)$ .

поскольку в 6К-событиях, разыгранных по каскадно-испарительной модели\* в угловом распределении протонов, АП отсутствует.

В работах <sup>1,2/</sup> возникновение АП рассматривалось как указание на генерацию ядерных ударных волн. Такой вывод подразумевает

наличие достаточно хорошего выполнения условия непрерывности ядерной среды и возможности возникновения в ней звуковых колебаний. Можно ожидать, что в случае взаимодействия быстрых легких адронов с малонуклонным ядром эти условия выполняются во флуктоне. В последнем нуклоны настолько уплотнены, что происходит обобщение их составляющих кварков. Одним из сигналов о взаимодействии частицы-снаряда с флуктоном является испускание из ядра кумулятивных частиц. Для непосредственной проверки предположения о необходимости взаимодействия налетающего пиона с флуктоном для генерации ядерной ударной волны в работе <sup>3/</sup> все  $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействия были разделены на два класса: кумулятивные (С-события) и остальные — некумулятивные. С-событиями считались те, в которых максимальный порядок кумулятивности вторичных заряженных пионов ( $\beta_{\text{max}}^{\circ}$ ) был больше 0,6, то есть  $\max\{\beta_s^{\circ}\} > 0,6$ , где  $\beta_s^{\circ} = (E_s - P_{\parallel s})/m_N$ ,  $E_s$  и  $P_{\parallel s}$  — энергия и продольный импульс s-го пиона,  $m_N$  — масса нуклона. Оказалось, что только в С-событиях наблюдается АП при  $\theta_p \approx 60^{\circ}$  (хотя и с меньшим отношением АП/фон, чем в 6К-событиях). Этот результат говорит в пользу сделанного выше предположения о генерации ядерной ударной волны во флуктоне.

В работе <sup>4/</sup> рассмотрена возможность возбуждения звука в электронейтральных ферми-системах с притяжением. Звуковые волны возникают в результате возбуждения частиц из бозе-конденсата. Приравнивая выражение для скорости звука в таких системах

$$V_{\text{зв}} = P_{\text{OF}} / (\sqrt{3} m_N) \quad (1)$$

к значению средней скорости  $(\bar{V}_p)_{\text{пик}}$  протонов из области АП, для граничного импульса Ферми получаем  $P_{\text{OF}} = (0,53 \pm 0,01)$  ГэВ/с, что

\*В модели учитывается поглощение пионов коррелированной парой нуклонов.

соответствует плотности нуклонов, в  $(4,3 \pm 0,4)$  раза превышающую среднюю ядерную плотность. Этот результат также указывает на флуктон как на среду, в которой генерируется ядерная ударная волна. Одним из аргументов в пользу правомерности применения выражения (1) для описания механизма происхождения АП в угловом распределении протонов было бы обнаружение каких-либо экспериментальных указаний на электронейтральность этой среды. Поиску таких указаний посвящена настоящая работа.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В работе использовано 8791 неупругое  $\pi^-$ -взаимодействие<sup>х</sup>, полученное с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, помещенной в магнитное поле напряженностью 15,5 кГс и облученной  $\pi^-$ -мезонами с импульсом 40 ГэВ/с.

Поиск электронейтрального состояния в событиях с АП проводился путем анализа спектров эффективных масс ( $M_{\text{эфф}}$ )  $\pi^-$ -р-пар (их электрический заряд  $Q_{\pi^-p} = 0$ ) и  $\pi^+$ -р-пар ( $Q_{\pi^+p} = +2$ ). При построении спектров  $M_{\text{эфф}}(\pi^{\pm}p)$  протоны брались из диапазона углов АП ( $\theta_p = 60 \pm 12^{\circ}$ ) и отдельно для сравнения из диапазона  $\theta_p = 0 \div 48^{\circ}$ . Спектры  $M_{\text{эфф}}$  были построены для различных подмножеств (типов Т:  $I \div N^*$ )  $\pi^-$ -С-событий, указанных в табл.2 и расположенных в ней в порядке возрастания жесткости критериев отбора событий с АП. На импульсы  $\pi^+$ -мезонов ограничений не накладывалось.

Рассмотрение спектров в диапазоне  $M_{\text{эфф}} = 1 \div 2$  ГэВ с шириной бина  $\Delta M_{\text{эфф}} = 40$  МэВ в событиях типов  $J \div N^*$  с протонами из области углов АП выявило следующий эффект. При  $M_{\text{эфф}} = (1300 \pm 20)$  МэВ (8-й бин) в спектре  $\pi^+$ -р-пар наблюдается резкий провал, а в спектре  $\pi^-$ -р-пар — резкий пик, см. рис.2а и 2б, где для примера приведены спектры с протонами из области АП в событиях типа N. Для сравнения на рис.2в и 2г показаны спектры  $M_{\text{эфф}}$  в тех же событиях, но с протонами из диапазона  $\theta_p = 0 \div 48^{\circ}$ . Аппроксимирующие кривые на рис.2а÷2г проведены от руки. Из рисунков видно, что только в спектрах  $M_{\text{эфф}}$  с протонами из области АП экспериментальные точки в 8-м бине отклоняются от аппроксимирующих кривых не менее чем на две стандартные ошибки. Таким образом, мы получили указание на существование электронейтрального состояния с  $M_{\text{эфф}}(\pi p) = 1300 \pm 20$  МэВ.

<sup>х</sup>В  $\pi^-$ -С-взаимодействиях исключены взаимодействия с квазисвободными нуклонами. Поперечное сечение  $\pi^-$ -С-взаимодействий равно  $\sigma_{\text{in}}(\pi^- \text{C}) = (87,5 \pm 1)$  мб.

Таблица 2

Тип события Т	Критерии отбора событий с АП
I	Взяты все события
J J*	(K1) ÷ (K5) (K1) ÷ (K6)
K K*	( $\beta_{\max}^{\circ} > 0,5$ ) (K6) и ( $\beta_{\max}^{\circ} > 0,5$ )
L L*	( $\beta_{\max}^{\circ} > 0,6$ ) (K6) и ( $\beta_{\max}^{\circ} > 0,6$ )
M M*	(K1) ÷ (K5) и ( $\beta_{\max}^{\circ} > 0,5$ ) (K1) ÷ (K6) и ( $\beta_{\max}^{\circ} > 0,5$ )
N N*	(K1) ÷ (K5) и ( $\beta_{\max}^{\circ} > 0,6$ ) (K1) ÷ (K6) и ( $\beta_{\max}^{\circ} > 0,6$ )

Покажем, что отклонения экспериментальных точек от аппроксимирующих спектры (с  $\Delta M_{\text{эфф}} = 40$  МэВ) кривых вверх для  $\pi^-p$ -пар и вниз для  $\pi^+p$ -пар в 8-м бине не являются случайными и связаны с протонами, взятыми из области углов АП.

Пусть  $N_i^{-(+)}$  — число  $\pi^-p$  ( $\pi^+p$ ) -пар в  $i$ -том бине спектра  $M_{\text{эфф}}$ ;  $A_i^{-(+)} = (N_{i-1}^{-(+)} + N_{i+1}^{-(+)}) / 2$  — аппроксимирующее значение для  $N_i^{-(+)}$ ;  $\Delta N_i^{-(+)} = (N_i^{-(+)} - A_i^{-(+)})$  — отклонение экспериментального значения  $N_i^{-(+)}$  от аппроксимирующего  $A_i^{-(+)}$ ;  $N(T) = (\sum N_i^+ + \sum N_i^-)$  — суммарное число  $\pi^-p$ - и  $\pi^+p$ -пар в соответствующих спектрах  $M_{\text{эфф}}$  для событий типа Т.

Для выполнения поставленной задачи будем пользоваться величиной

$$\diamond V_i(T) = 2(\Delta N_i^- - \Delta N_i^+) / N(T). \quad (2)$$

В наших условиях малой статистической обеспеченности спектры подвержены значительным флуктуациям. Построение спектров при различных Т приводит к тому, что в случае отсутствия корреляций между

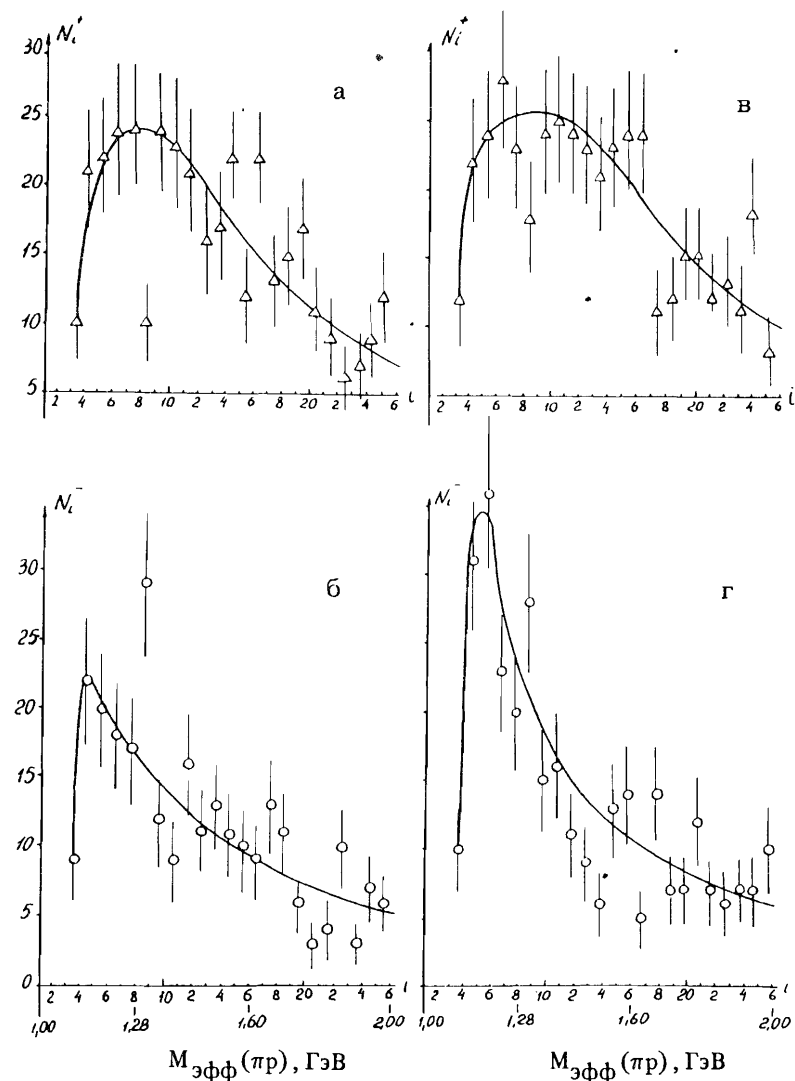


Рис.2. Спектры эффективных масс  $\pi^+p$ -пар в  $\pi^-$ -событиях типа N. а,б — для протонов с углом испускания  $\theta_p = 60 \pm 12^\circ$  (область АП); в,г — для протонов с  $\theta_p = 0 \pm 48^\circ$  (вне области АП).  $N_i^{+(-)}$  — число  $\pi^{+(-)}p$ -пар в  $i$ -том бине спектра. Аппроксимирующие кривые проведены от руки.

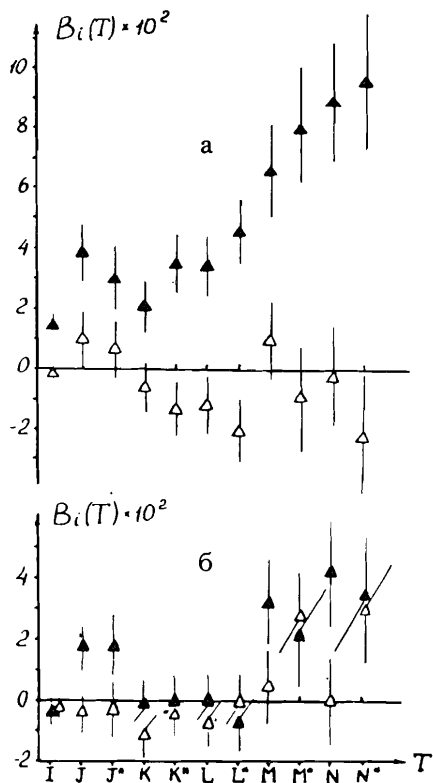


Рис.3. Зависимости  $V_8(T)$  ( $\blacktriangle$ ) и  $V_{12}(T)$  ( $\triangle$ ) от типа ( $T$ )  $\pi^-$ -события соответственно для 8-го и 12-го бинов в спектрах  $M_{эфф}(\pi^\pm p)$ , а — зависимости  $V_{8,12}(T)$  для  $\pi^\pm p$ -пар с протонами в области АП ( $\theta_p = 60 \pm 12^\circ$ ), б — то же для протонов вне области АП ( $\theta_p = 0 \div 48^\circ$ ).

спектрами  $\pi^+p$ - и  $\pi^-p$ -пар знак и величина флуктуации в  $i$ -том бине каждого из двух спектров независимы и меняются с изменением  $T$ . Соответственно этому меняется знак  $V_1(T)$ , отражая случайность выбросов в  $i$ -том бине. Кроме того, чем меньше выбросы, тем ближе  $V_1(T)$  к нулю. Обсуждаемый эффект состоит в том, что при любых  $T$ , когда протоны взяты из области углов АП,  $\Delta N_8^- > 0$ ,  $\Delta N_8^+ < 0$ , а  $V_8(T) > 0$ .

На рис.3а и 3б черными треугольниками показаны зависимости  $V_8(T)$  для  $\pi^-p$ -пар с протонами из области АП и протонами с  $\theta_p = 0 \div 48^\circ$  соответственно. Из рис.3а

видно, что величина  $V_8(T) > 0$  при любых  $T$  и возрастает с увеличением жесткости критериев отбора событий. Иначе ведет себя величина  $V_8(T)$  в случае протонов, взятых вне области АП, см. рис.3б. Здесь с изменением  $T$  величина  $V_8(T)$  колеблется около нуля, указывая на случайный характер выбросов в 8-х бинах спектров  $M_{эфф}$ . Таков же характер зависимостей  $V_1(T)$  от  $T$  при  $i \neq 8$  для любого диапазона углов вылета протонов  $\theta_p$ . В качестве примера на рис.3а и 3б светлыми треугольниками показаны зависимости  $V_{12}(T)$ . Сравнение величины  $V_8(T)$  при  $\theta_p = 60 \pm 12^\circ$  с величинами  $V_1(T)$  при любых  $\theta_p$  и  $i \neq 8$  показало, что при каждом  $T$  величина  $V_8(T)$  является максимальной. Из результатов этого статистического анализа следует, что в случае протонов, взятых из области АП, пик в спектре  $M_{эфф}(\pi^-p)$  и провал в спектре  $M_{эфф}(\pi^+p)$  при  $M_{эфф} = 1300 \pm 20$  МэВ не являются случайными и скоррелированы между собой.

Регистрация и идентификация протонов в пропановой пузырьковой камере подвержены методическим погрешностям. Так, из-за трудности идентификации положительно заряженные частицы с импульсом более

Средние характеристики частиц и  $\pi^-p$ -пар в восьмом бине спектра  $M_{эфф}(\pi^-p)$  с протонами из области углов АП в событиях типа J

	Протоны	$\pi^-$ -мезоны
$\langle P \rangle$ , МэВ/с	$322 \pm 17$	$421 \pm 9$
$\langle \Delta P \rangle$ , МэВ/с	$14 \pm 3$	$64 \pm 4$
$\langle \Delta P / P \rangle$ , %	$4,2 \pm 0,4$	$14,1 \pm 1,3$
(наиболее вероятное)	(2)	(7)
$\langle L \rangle$ , см	$7,4 \pm 0,9$	
$\langle \cos \theta \rangle$	$0,49 \pm 0,01$	$0,55 \pm 0,06$
$\langle P_{\parallel} \rangle$ , МэВ/с	$158 \pm 9$	$300 \pm 14$
$\langle P_{\perp} \rangle$ , МэВ/с	$277 \pm 14$	$223 \pm 12$
$N_8^-$ -число $\pi^-p$ -пар		84
$\langle M_{эфф}(\pi^-p) \rangle$ , МэВ		$1299 \pm 12$
$\langle \delta M_{эфф}(\pi^-p) \rangle$ , МэВ		$34 \pm 2$
(наиболее вероятное)		(20)
$\langle \cos \eta \rangle$		$0,25 \pm 0,06$
$\langle \cos \kappa \rangle$		$0,65 \pm 0,04$
$\langle  \vec{P}_p + \vec{P}_{\pi^-}  \rangle$ , МэВ/с		$586 \pm 25$

где  $\theta$  — угол между вектором импульса частицы и  $\vec{P}_0$ ,  
 $\eta$  — угол между векторами импульсов  $\vec{P}_p$  и  $\vec{P}_{\pi^-}$ ,  
 $\kappa$  — угол между векторами  $(\vec{P}_p + \vec{P}_{\pi^-})$  и  $\vec{P}_0$ ,  
 $\vec{P}_0$  — импульс пиона-снаряда,  
 $\delta M_{эфф}(\pi^-p)$  — ошибка в измерении  $M_{эфф}(\pi^-p)$ ,  
 $L$  — длина трека  $L$

700 МэВ/с были отнесены к  $\pi^+$ -мезонам. Примесь протонов среди них, оцененная <sup>5/</sup> по плотности  $\delta$ -электронов, равна  $12 \pm 5\%$ . Примесь протонов среди  $\pi^+$ -мезонов особенно велика в событиях, отобранных с использованием критерия (K5), требующего наличия быстрого (неидентифицированного) протона. Кроме того, так как освещение и фотографирование треков частиц в камере производится через окно в ее верхней крышке, надежность регистрации частиц, особенно протонов, зависит от угла  $\phi$  их испускания. Наиболее трудно идентифицировать протоны, испущенные под углами  $\phi$ , близкими к вертикали. Изучение влияния этих методических погрешностей показало, что их роль сводится лишь к занижению проявления электронейтрального состояния при  $M_{эфф} = 1300 \pm 20$  МэВ.

В табл.3 для примера приведены средние характеристики частиц и  $\pi^-p$ -пар для 8-го бина спектра  $M_{эфф}(\pi^-p)$  в событиях типа J с протонами из области углов АП. Видно, что относительные ошибки ( $\Delta R/R$ ) в измерении импульсов частиц совпадают с их обычными значениями в пропановой пузырьковой камере, а между средним импульсом  $\langle P \rangle$  и средней длиной треков  $\langle L \rangle$  протонов наблюдается обычное соответствие. Таким образом, в характеристиках частиц, обуславливающих электронейтральное состояние, дополнительные методические погрешности отсутствуют. Здесь же приведено среднее значение ошибки  $\langle \delta M_{эфф} \rangle$  в определении  $M_{эфф}(\pi^-p)$  в 8-м бине, превышающее его полуширину. Отсюда можно заключить, что ширина этого состояния не превышает 40 МэВ.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. ВЫВОДЫ

1. В  $\pi^-C$ -событиях с АП в спектрах  $M_{эфф}(\pi p)$  с протонами из области углов АП имеется указание на существование при  $M_{эфф} = 1300 \pm 20$  МэВ резкого провала для  $\pi^+p$ -пар и резкого пика для  $\pi^-p$ -пар. Проявление этого эффекта, характеризуемого величиной  $V_g(T)$ , усиливается с ужесточением критериев отбора событий с АП. Таким образом, наблюдается указание на проявление когерентного кооперативного явления, заключающегося в подавлении состояния с зарядом  $Q = +2$  и усилении состояния с зарядом  $Q = 0$ . Малая ширина ( $\leq 40$  МэВ) этого в целом электронейтрального состояния указывает на сравнительно большое (в масштабе ядерных времен) время его жизни.

2. Обнаружение указания на существование электронейтрального состояния, связанного с АП, является еще одним аргументом в пользу моделей, трактующих АП как проявление генерации ядерной ударной волны в электронейтральной части флуктона, плотность которого в  $\sim 4$  раза превышает среднюю ядерную плотность  $\rho_0$ .

3. Согласно работам <sup>6,7/</sup> при плотности  $\rho = (3 \div 5) \rho_0$  в конечных ядрах возможно образование  $\pi$ -конденсата. Интересной особенностью  $\pi$ -конденсатного поля является его слоистая по заряду структура <sup>6/</sup>. Исследование зависимости величины избытка кумулятивных  $\pi^+$ -мезонов по сравнению с кумулятивными  $\pi^-$ -мезонами от импульса частицы-снаряда привело авторов работы <sup>8/</sup> к заключению о том, что в кварк-глюонной плазме флуктона кумулятивные (они же конденсатные)  $\pi^+$ -мезоны образуются ближе к поверхности ядра.

С позиций вышеизложенного результаты настоящей работы можно рассматривать как указание на локализацию конденсатных  $\pi^+$ -мезонов на поверхности, а конденсатных  $\pi^-$ -мезонов внутри флуктона. Последнее и приводит к нейтрализации заряда протонов в теле флуктона. Адронные продукты ударной волны, рожденной внутри флуктона, в достаточной степени сохраняют информацию о его зарядовом состоянии.

Авторы выражают благодарность А.М.Балдину, И.М.Дремину за интерес к работе, а также коллегам сотрудничества по обработке снимков с пузырьковой камеры за критические замечания и полезные обсуждения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Аношин А.И. и др. – ЯФ, 1981, т.33, вып.1, с.164.
2. Абдинов О.Б. и др. Сообщение ОИЯИ 1-80-859, Дубна, 1980.
3. Аношин А.И. и др. – ЯФ, 1982, т.36, вып.2, с.409.
4. Галицкий В.М. – ЖЭТФ, 1958, т.34, вып.4, с.1011.
5. Бэм Я. и др. Препринт ОИЯИ P2-2842, Дубна, 1966.
6. Мигдал А.Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.
7. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
8. Рустамов К.А., Рудский М.А., Сулейманов М.К. Препринт №13 НПО космических исследований, Баку, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 июня 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Аношин А.И., Фадеев Н.Г., Чеплаков А.П. P1-87-439  
Зарядовая зависимость спектров эффективных масс  $\pi^+p$  в кумулятивных  $\pi^-C$ -взаимодействиях при  $P = 40$  ГэВ/с с полным развалом ядра

Исследованы множества неупругих  $\pi^-C$ -взаимодействий, имеющих в угловом распределении выбиваемых протонов аномальный пик при  $60^\circ$  в л.с. В спектрах эффективных масс  $\pi^+p$ - и  $\pi^-p$ -пар с протонами из области аномального пика при  $M_{эфф}(\pi^+p) = (1300 \pm \pm 20)$  МэВ имеется указание на резкий провал для  $\pi^+p$ -пар и резкий пик для  $\pi^-p$ -пар. Предполагается, что обнаруженная особенность в спектрах эффективных масс связана с динамикой образования ядерной ударной волны в электронейтральной части флуктона.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.  
Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Anoshin A.I., Fadeev N.G., Cheplakov A.P. P1-87-439  
The Charge Dependence of the Effective Mass Spectra of  $\pi^+p$  Pairs in  $\pi^-C$  Cumulative Interactions at  $P = 40$  GeV/c with a Total Nuclear Breakup

The  $\pi^-C$  interactions having anomalous peak at  $60^\circ$  in the angular distribution of secondary protons in the lab. system have been investigated. The effective mass distributions of  $\pi^+p$  and  $\pi^-p$  pairs indicate a sharp dip for  $\pi^+p$  and sharp peak for  $\pi^-p$  pairs at  $M_{eff} = (1300 \pm 20)$  MeV for the protons from the angular anomalous region. Such a behaviour of the effective mass spectra could be due to the dynamics of generation of the nuclear shock wave in an electroneutral part of the nuclear flucton.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987