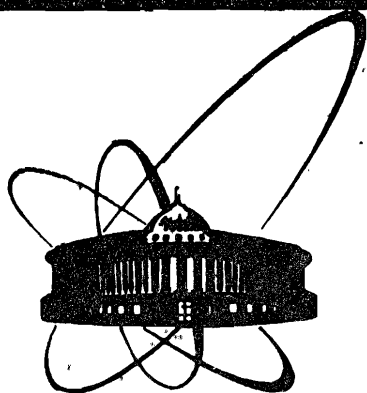




СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 697

P1-87-439

А.И.Аношин*, Н.Г.Фадеев, А.П.Чеплаков

ЗАРЯДОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ
ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС $\pi^\pm$
В КУМУЛЯТИВНЫХ π^- -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 ^{/1/} 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 ^{/1/} 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 ^{/2/} при $P_{\pi^{-}} = 5$ ГэВ/с. В работе ^{/2/} подтверждена и не-тривиальность происхождения аномального пика (АП) при $\theta_p \sim 60^\circ$,

Таблица 1

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

где ΣQ — суммарный заряд всех частиц, зарегистрированных в пузырьковой камере,

N_p — число идентифицированных протонов,

$n_{\pi^+(\pi^-)}$ — число π^+ (π^-)-мезонов,

$\bar{n}_{\pi^+(\pi^-)}$ — средняя множественность π^+ (π^-)-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.,

$N_{p\pi} = (n_{\pi^+} - n_{\pi^-} + 1)$ — число быстрых протонов, идентифицированных как π^+ -мезоны.

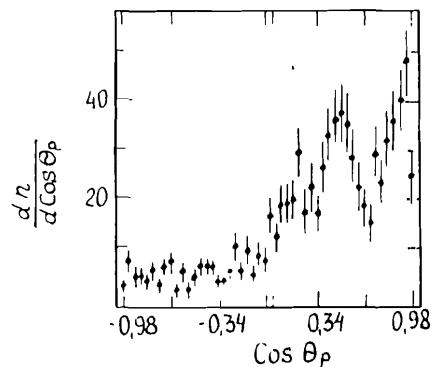


Рис.1. Угловое распределение протонов в л.с. в $\pi^-^{12}\text{C}$ -событиях, отобранных^{/1/} по критериям (K1) $\div$ (K6).

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

В работах^{/1,2/} 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^{/3/} 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 (β_{max}°) 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^{/4/} рассмотрена возможность возбуждения звука в электронейтральных ферми-системах с притяжением. Звуковые волны возникают в результате возбуждения частиц из бозе-конденсата. Приравнявая 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 π^- -С-взаимодействие^х, полученное с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, помещенной в магнитное поле напряженностью 15,5 кГс и облученной π^- -мезонами с импульсом 40 ГэВ/с.

Поиск электронейтрального состояния в событиях с АП проводился путем анализа спектров эффективных масс ($M_{\text{эфф}}$) π^- -р-пар (их электрический заряд $Q_{\pi^-p} = 0$) и π^+ -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*) π^- -С-событий, указанных в табл.2 и расположенных в ней в порядке возрастания жесткости критериев отбора событий с АП. На импульсы $\pi^\pm$ -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 π^+ -р-пар наблюдается резкий провал, а в спектре π^- -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 $\div$ 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.

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

Таблица 2

Тип события Т	Критерии отбора событий с АП	
I	Взяты все события	
J	(K1) ÷ (K5)	
J*	(K1) ÷ (K6)	
K		$(\beta_{\max}^{\circ} > 0,5)$
K*	(K6) и	$(\beta_{\max}^{\circ} > 0,5)$
L		$(\beta_{\max}^{\circ} > 0,6)$
L*	(K6) и	$(\beta_{\max}^{\circ} > 0,6)$
M	(K1) ÷ (K5) и	$(\beta_{\max}^{\circ} > 0,5)$
M*	(K1) ÷ (K6) и	$(\beta_{\max}^{\circ} > 0,5)$
N	(K1) ÷ (K5) и	$(\beta_{\max}^{\circ} > 0,6)$
N*	(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 π^-p -пар и вниз для π^+p -пар в 8-м бине не являются случайными и связаны с протонами, взятыми из области углов АП.

Пусть $N_i^{-(+)}$ — число π^-p (π^+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 π^-p - и π^+p -пар в соответствующих спектрах $M_{\text{эфф}}$ для событий типа Т.

Для выполнения поставленной задачи будем пользоваться величиной

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

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

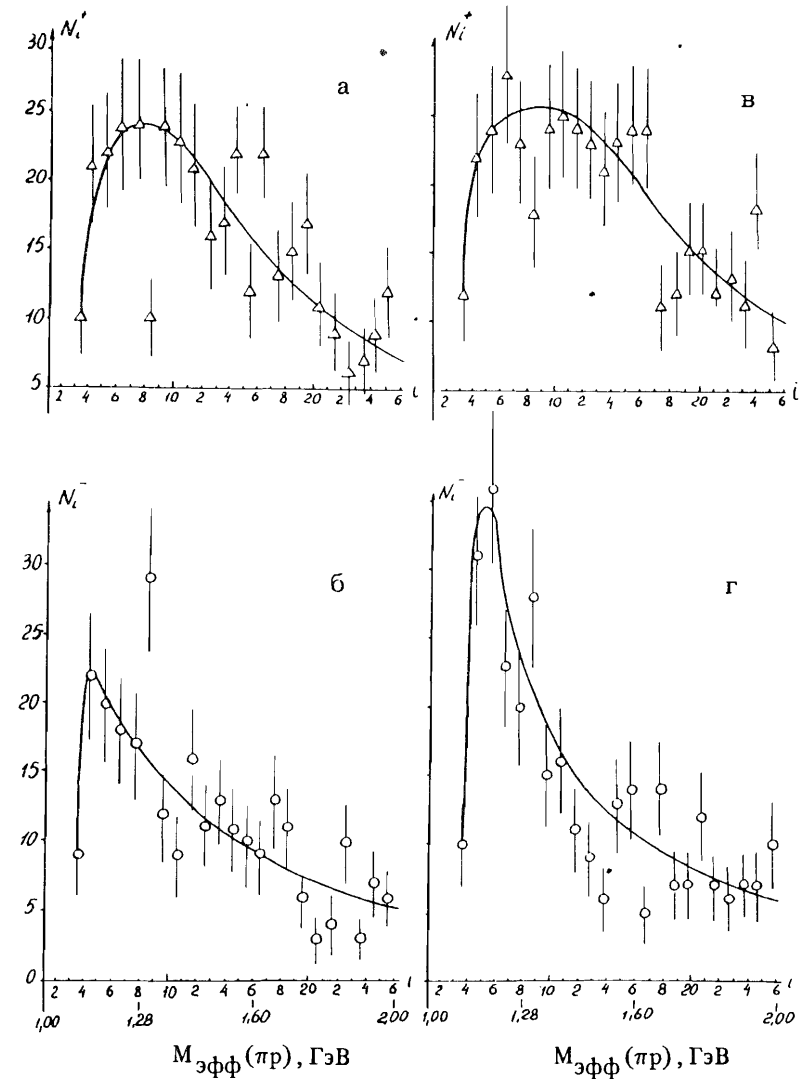


Рис.2. Спектры эффективных масс π^+p -пар в π^-p -событиях типа N. а, б — для протонов с углом испускания $\theta_p = 60 \pm 12^\circ$ (область АП); в, г — для протонов с $\theta_p = 0 \div 48^\circ$ (вне области АП). $N_i^{-(+)}$ — число $\pi^{-(+)p}$ -пар в i -том бине спектра. Аппроксимирующие кривые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

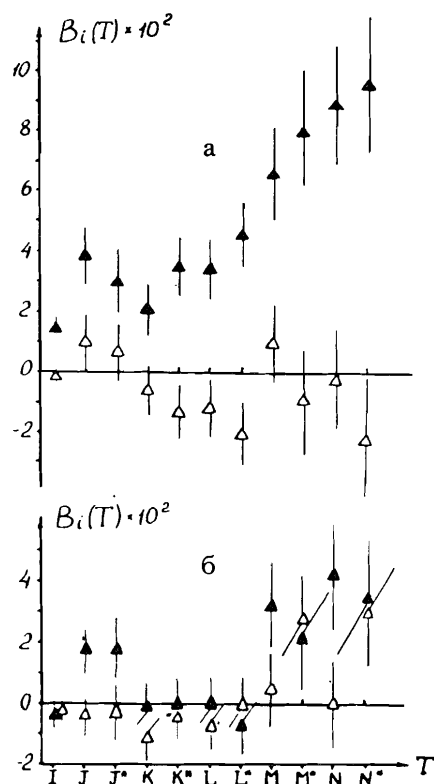


Рис.3. Зависимости $B_8(T)$ ($\blacktriangle$) и $B_{12}(T)$ ($\triangle$) от типа (T) $\pi^\pm$ -события соответственно для 8-го и 12-го бинов в спектрах $M_{эфф}(\pi^\pm p)$. а — зависимости $B_{8,12}(T)$ для $\pi^\pm p$ -пар с протонами в области АП ($\theta_p = 60 \pm 12^\circ$), б — то же для протонов вне области АП ($\theta_p = 0 \pm 48^\circ$).

спектрами π^+p - и π^-p -пар знак и величина флуктуации в i -том бине каждого из двух спектров независимы и меняются с изменением T . Соответственно этому меняется знак $B_i(T)$, отражая случайность выбросов в i -том бине. Кроме того, чем меньше выбросы, тем ближе $B_i(T)$ 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 $B_8(T) > 0$.

На рис.3а и 3б черными треугольниками показаны зависимости $B_8(T)$ для πp -пар с протонами из области АП и протонами с $\theta_p = 0 \pm 48^\circ$ соответственно. Из рис.3а

видно, что величина $B_8(T) > 0$ при любых T и возрастает с увеличением жесткости критериев отбора событий. Иначе ведет себя величина $B_8(T)$ в случае протонов, взятых вне области АП, см. рис.3б. Здесь с изменением T величина $B_8(T)$ колеблется около нуля, указывая на случайный характер выбросов в 8-х бинах спектров $M_{эфф}$. Таков же характер зависимостей $B_i(T)$ от T при $i \neq 8$ для любого диапазона углов вылета протонов θ_p . В качестве примера на рис.3а и 3б светлыми треугольниками показаны зависимости $B_{12}(T)$. Сравнение величины $B_8(T)$ при $\theta_p = 60 \pm 12^\circ$ с величинами $B_i(T)$ при любых θ_p и $i \neq 8$ показало, что при каждом T величина $B_8(T)$ 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

Таблица 3

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

	Протоны	π^- -мезоны
$\langle P \rangle$, МэВ/с	322 ± 17	421 ± 9
$\langle \Delta P \rangle$, МэВ/с	14 ± 3	64 ± 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 ± 9	300 ± 14
$\langle P_{\perp} \rangle$, МэВ/с	277 ± 14	223 ± 12
N_8^- -число π^-p -пар	84	
$\langle M_{эфф}(\pi^-p) \rangle$, МэВ	1299 ± 12	
$\langle \delta M_{эфф}(\pi^-p) \rangle$, МэВ	34 ± 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 ± 25	

где θ — угол между вектором импульса частицы и $\vec{P}_0$,
 η — угол между векторами импульсов $\vec{P}_p$ и $\vec{P}_{\pi^-}$,
 κ — 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 π^+ -мезонам. Примесь протонов среди них, оцененная ^{15/} по плотности δ -электронов, равна $12 \pm 5\%$. Примесь протонов среди π^+ -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 ϕ их испускания. Наиболее трудно идентифицировать протоны, испущенные под углами ϕ , 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 π^-p -пар для 8-го бина спектра $M_{\text{эфф}}(\pi^-p)$ в событиях типа J с протонами из области углов АП. Видно, что относительные ошибки ($\Delta P/P$) 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 $\langle \Delta M_{\text{эфф}} \rangle$ в определении $M_{\text{эфф}}(\pi^-p)$ в 8-м бине, превышающее его полуширину. Отсюда можно заключить, что ширина этого состояния не превышает 40 МэВ.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. ВЫВОДЫ

1. В π^-C -событиях с АП в спектрах $M_{\text{эфф}}(\pi p)$ с протонами из области углов АП имеется указание на существование при $M_{\text{эфф}} = 1300 \pm \pm 20$ МэВ резкого провала для π^+p -пар и резкого пика для π^-p -пар. Проявление этого эффекта, характеризуемого величиной $V_8(T)$, 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 (≤ 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 ~ 4 раза превышает среднюю ядерную плотность ρ_0 .

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

С позиций вышеизложенного результаты настоящей работы можно рассматривать как указание на локализацию конденсатных π^+ -мезонов на поверхности, а конденсатных π^- -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.