

8249

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



4924/2-74

1 - 8249

А.М.Балдин, В.К.Бондарев, Н.Гиордзнеску, В.Н.Зубарев,
Л.К.Иванова, Н.С.Мороз, А.А.Повторейко,
В.Б.Радоманов, В.С.Ставинский, Ю.П.Яковлев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
КУМУЛЯТИВНОГО МЕЗОНООБРАЗОВАНИЯ
ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ ЯДЕР
РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ДЕЙТРОНАМИ И ПРОТОНАМИ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А.М.Балдин, В.К.Бондарев*, Н.Гиордзнеску, В.Н.Зубарев,
Л.К.Иванова, Н.С.Мороз, А.А.Повторейко,
В.Б.Радоманов, В.С.Ставинский, Ю.П.Яковлев*

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
КУМУЛЯТИВНОГО МЕЗОНООБРАЗОВАНИЯ
ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ ЯДЕР
РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ДЕЙТРОНАМИ И ПРОТОНАМИ**

Направлено в ЯФ

* Научно-исследовательский физический институт
ЛГУ (Ленинград).

Постановка задачи

Настоящая работа продолжает цикл работ по экспериментальному исследованию кумулятивного образования мезонов, соответствующего коллективным, многонуклонным столкновениям^{/1-3/}. Актуальность исследования этого эффекта обусловлена началом изучения взаимодействий релятивистских ядер на дубненском синхрофазотроне. Обобщение основных идей физики сильных взаимодействий на столкновения релятивистских ядер открывает широкие перспективы для нетривиальных проверок важнейших представлений физики сильных взаимодействий.

Основные черты кумулятивного эффекта мы связываем со следующими модельными представлениями^{/4,5/}, которые считаем необходимым подвергнуть всесторонней экспериментальной проверке. Спектры вторичных частиц высокой энергии при столкновении релятивистских ядер определяются локальными свойствами адронной материи /формфакторы ядер несутривальны/. В качестве гипотезы было высказано также предположение, что эти спектры описываются той же универсальной функцией, что и спектры вторичных частиц, рождающихся, например, при столкновении протонов. Сечение определяется двумя факторами: вероятностью попадания группы нуклонов в область многочастичного взаимодействия /определяемую плотностью нуклонов в ядре и одинаковую для разных ядер/ и универсальной масштабной-инвариантной функцией, в которую в качестве начального импульса подставляется импульс группы нуклонов. Обобщение масштабной инвариантности на столкновение сложных

Балдин А.М., Бондарев В.К., Гиордэнеску Н., Зубарев В.Н.,
Иванова Л.К., Мороз Н.С., Повторейко А.А., Радоманов В.Б.,
Ставинский В.С., Яковлев Ю.П. 1 - 8249

Экспериментальные исследования кумулятивного мезообразования при возбуждении различных ядер релятивистскими дейтронами и протонами

Измерены энергетические спектры мезонов, образованных на ядрах D, ⁶Li, ⁷Li, C, Al, Cu, ¹⁴⁴Sm, ¹⁵⁴Sm, ¹⁸²W, ¹⁸⁶W, Pb дейтронами и протонами с импульсом 8,4 ГэВ/с под углом 180°.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1974

ядер /5/ имеет принципиальное значение для выделения кумулятивного эффекта не только в связи с этим модельным представлением. Можно показать, что эффекты, обусловленные ферми-движением нуклонов, не обладают масштабной инвариантностью и дают вклад, быстро убывающий с ростом энергии релятивистского ядра.

Таким образом, масштабная инвариантность является критерием, позволяющим выделять эффекты, обусловленные многонуклонными столкновениями на фоне эффектов, связанных с внутренним движением.

В предыдущих работах /1-3/ было показано, что инвариантное сечение $R_A = 2E \frac{d^3\sigma_A}{dp^3}$ процессов $A+A_1 \rightarrow \pi^\pm + \dots$ обладает свойством масштабной инвариантности в области кумулятивного образования мезонов.

Тем самым ответ на главный вопрос о существовании кумулятивного эффекта был получен. В соответствии с моделью сечение зависит от атомного веса A фрагментирующего ядра, как $\sim A^1$ /чисто объемный эффект/, и спектры мезонов от многонуклонных столкновений оказались в пределах ошибок подобными спектрам, измеренным ранее для однонуклонных столкновений. Вклад в R_A членов, убывающих с энергией, по сравнению с вкладом, не зависящим от энергии /вкладом кумулятивного эффекта/, по крайней мере меньше 10% при энергии > 5 ГэВ на нуклон /3/.

Эксперименты, описываемые в настоящей работе, преследовали следующие цели:

1. Расширение диапазона исследуемых фрагментирующих ядер с использованием различных изотопов: ${}^6,7\text{Li}$, ${}^{144,154}\text{Sm}$, ${}^{182,186}\text{W}$.

2. Изучение фрагментации ядер не только на протонах, но и на дейтронах.

3. Уточнение зависимости R_A от атомного веса и от энергии столкновения.

Интерес к исследованию мезонообразования на ядрах разделенных изотопов возник в связи с результатами работы /7/, где исследовалось рождение медленных π^\pm -мезонов на ядрах ${}^{58,64}\text{Ni}$ и ${}^{112,124}\text{Sn}$ под действи-

ем протонов с энергией 660 МэВ. Оказалось, что отношение выходов π^- -мезонов составило $Y({}^{64}\text{Ni})/Y({}^{58}\text{Ni}) = 1,52 \pm 0,17$ и $Y({}^{124}\text{Sn})/Y({}^{112}\text{Sn}) = 1,8 \pm 0,18$ /в энергетическом интервале пионов $35 \div 42$ МэВ под углом 90° в лаб. сист./.. Этот эффект, очевидно, связан с проявлением ядерной структуры. Если кумулятивный эффект обусловлен локальными свойствами ядерной материи, то ядерная структура не должна быть существенной /несущественность формфакторов - в соответствии с представлениями об автомодельности и аналогии с точечным взрывом/.

Выбор в качестве объектов изучения изотопов лития и самария диктовался следующими соображениями.

Литий является простейшим элементом, удобным как мишень /металл/, и, кроме того, его изотопы обладают нулевым и отличным от нуля изоспином.

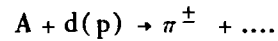
Изотопы самария значительно "разнесены" по нейтронам ($\Delta N = 10$) и обладают большим избытком нейтронов $N/Z = 1,32$ для ${}^{144}\text{Sm}$ и $1,48$ для ${}^{154}\text{Sm}$ /. Согласно спектроскопическим данным ядро ${}^{144}\text{Sm}$ - сферическое, содержащее замкнутую нейтронную оболочку ($N=82$). Ядро ${}^{154}\text{Sm}$ - сильно деформировано, имеет форму эллипсоида вращения.

Характеристики исследуемых ядер приведены в табл. 1.

Таблица 1.

Ядро	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^{144}\text{Sm}$	${}^{154}\text{Sm}$	${}^{182}\text{W}$	${}^{186}\text{W}$
ОБОГАЩЕНИЕ (%)	86.5	99.04	88.6	97.7	91.6	96.9
ТОЛЩИНА (10^4 мб^{-1})	1.64	1.23	0.0987	0.0954	0.0963	0.0951

В описываемых ниже экспериментах реакции



исследовались, как и ранее ^{/2,3/}, в системе координат, где ядро A покоится, а пионы регистрировались под углом 180° по отношению к пучку p и d.

В качестве ядер A использовались D, ⁶Li, ⁷Li, C, Al, Cu, ¹⁴⁴Sm, ¹⁵⁴Sm, ¹⁸²W, ¹⁸⁶W, Pb. Энергия регистрируемых пионов заключалась в интервале 117 ÷ 480 МэВ, что соответствовало обнаружению кумулятивного эффекта вплоть до третьего порядка /см. ^{/3/}/. Фрагментация на дейтерии позволяет сделать суждения о зависимости кумулятивного эффекта от свойств частицы, на которой происходит фрагментация. К детальному исследованию этого вопроса мы предполагаем вернуться в ближайшем будущем. Согласно нашим ожиданиям зависимость от атомного веса ядра, на котором происходит фрагментация /кумулятивный эффект/, должна быть значительно слабее, чем обнаруженная нами зависимость от атомного веса A фрагментирующего ядра ^{/3/}.

Экспериментальные данные

Экспериментальные данные настоящей работы получены методикой магнитного спектрометра. Детали постановки эксперимента содержатся в работе ^{/8/}.

Как и в работе ^{/3/}, экспериментальные данные представляются в виде инвариантных сечений

$$R_A = 2E_{\pi} \frac{d^3\sigma}{dp^3}$$

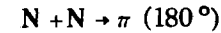
В табл. 2 приведены экспериментальные данные по инвариантному сечению (R_A) инклюзивного процесса $d + A \rightarrow \pi^{\pm} (180^{\circ})$.

В качестве ядра-мишени использовались Li, C, Al, Cu, Sm, W, Pb. Импульс первичных дейтронов - 8,4 ГэВ/с. Приведенные ошибки - статистические. Суммарная ^{/3/} систематическая погрешность ±10%.

Таблица 2

$R_A = 2E_{\pi} \frac{d^3\sigma}{dp^3} (mb GeV^{-2} c^3), dA \rightarrow \pi^{-}(180^{\circ}), 8.4 GeV/c$											
D	⁶ Li	⁷ Li	C	Al	Cu	¹⁴⁴ Sm	¹⁵⁴ Sm	¹⁸² W	¹⁸⁶ W	Pb	T_{π}^{lab} MeV
8.9±1.8	26.7±2.2	33.7±3.2	62.6±3	125±6.3	242±16	394±27	450±32	482±32	548±40	474±40	117
0.41±0.12	0.8±0.35	1.07±0.4	3.4±0.22	8.75±1	17±2	29.4±4	36±4.2			40±7	259
			1±0.18	2.08±0.26	4.77±0.59						340
			(1.64±0.27)10 ³	(5.49±1.06)10 ³	(1.14±0.13)10 ⁴						423
			(3.7±2)10 ³	(1.86±2.0)10 ⁴	(3.49±1.1)10 ⁴						480
$R_A = 2E_{\pi} \frac{d^3\sigma}{dp^3} (mb GeV^{-2} c^3), dA \rightarrow \pi^{+}(180^{\circ}), 8.4 GeV/c$											
	27.2±2	29.9±2	66±3.7	115.4±7.2	232.5±16	451±28	430±28	564.5±35	599.2±36	626±45	117
	1.30±0.37	1.56±0.43	4.14±0.33	8.67±1	17.1±2.1	33.1±3.6	32.6±3.5	43.6±4	39.8±6	45.7±8	259

Энергия /кинетическая/ пионов изменялась в пределах от 117 до 480 МэВ. Согласно кинематике нуклон-нуклонного взаимодействия



энергия вторичных пионов не должна превышать $T_{max} = 209$ МэВ. Таким образом, значительная часть экспериментальных данных соответствует большим энергиям пионов, т.е. области кумулятивного мезообразования /см. рис. 2/.

На рис. 1 приведены экспериментальные данные по инвариантным сечениям $2E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ для ядер D, Li,

C, Al, Cu, Sm, Pb в функции кинетической энергии пионов. Из рисунка видно, что зависимость сечений от кинетической энергии пионов имеет экспоненциальный характер, причем спектры для разных ядер подобны и в пределах точности эксперимента отличаются множителем.

Особый интерес представляют экспериментальные данные инклюзивного процесса для столкновений ядер с

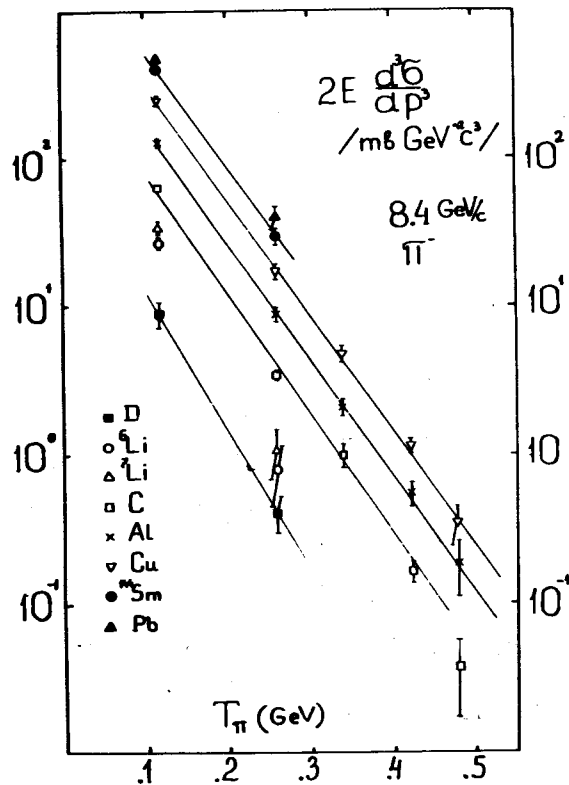
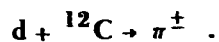
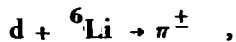


Рис. 1. Зависимость инвариантной функции от кинетической энергии пионов в реакции $d + A \rightarrow \pi^- (180^\circ)$.

нулевыми изоспинами с рождением мезонов разных знаков:



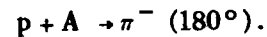
Согласно экспериментальным данным /табл. 2/ при энергии пионов 117 МэВ относительные разности зарядовосопреженных сечений равны:

$$\frac{\sigma(\pi^+) - \sigma(\pi^-)}{\sigma(\pi^+)} = 0,002 \pm 0,10 \quad \text{для } {}^6\text{Li},$$

$$\frac{\sigma(\pi^+) - \sigma(\pi^-)}{\sigma(\pi^+)} = 0,05 \pm 0,08$$

для ${}^{12}\text{C}$.

На рис. 3 /и в табл. 3/ приведены экспериментальные данные по инвариантному сечению рождения отрицательных пионов в зависимости от атомного веса ядра-мишени ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{144}\text{Sm}$, ${}^{154}\text{Sm}$ для инклюзивной реакции типа



Первичный импульс протонов 8,4 ГэВ/с. Для сравне-

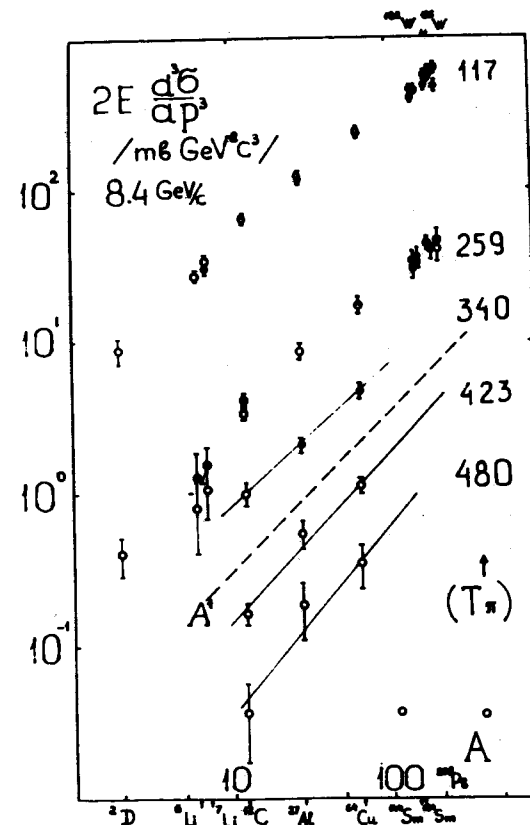


Рис. 2. Инвариантные сечения как функция атомного веса A в реакции $d + A \rightarrow \pi^- (180^\circ)$.

ния на этом же рисунке приведены экспериментальные данные работы ^{/3/} для ядер C, Al, Cu и Pb.

Совокупность полученных экспериментальных данных как в реакции $d + A \rightarrow \pi^-$, так и в реакции $p + A \rightarrow \pi^-$ для ядер разделенных изотопов в пределах точности эксперимента подчиняется универсальной зависимости инвариантного сечения мезонообразования от атомного веса ядра как при малых энергиях рожденных пионов, так и при энергиях, соответствующих области кумуля-

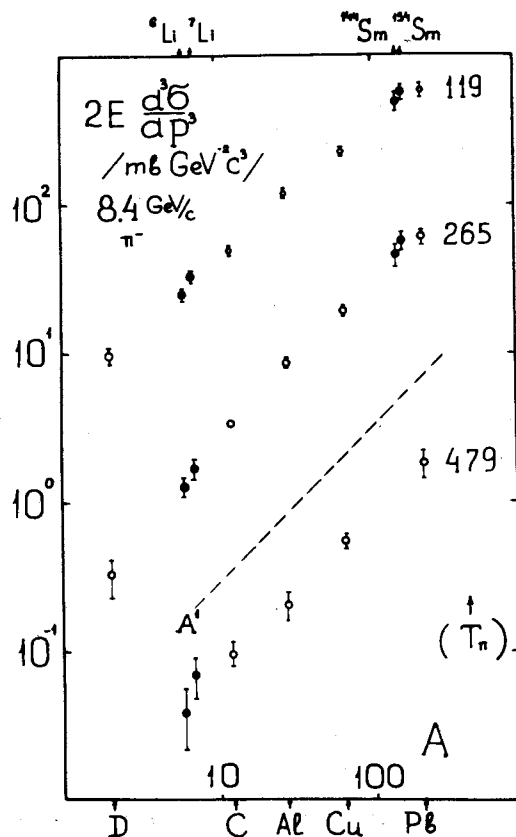


Рис. 3. Зависимость R_A от атомного веса для процесса $p + A \rightarrow \pi^- (180^\circ)$.

Таблица 3

$R_A = 2E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p^3} (\text{mb GeV}^{-2} \text{c}^3), pA \rightarrow \pi^- (180^\circ), 8.4 \text{ GeV/c}$				
T_π (MeV)	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^{144}\text{Sm}$	${}^{154}\text{Sm}$
119	25 ± 1.6	33 ± 2.1	487 ± 70	563 ± 70
265	1.3 ± 0.2	1.7 ± 0.25	46 ± 8	57 ± 8
479	$(3.9 \pm 1.8) 10^{-2}$	$(6.9 \pm 2.4) 10^{-2}$		

тивного мезонообразования. В пределах ошибок эксперимента резкого различия в выходе пионов на более тяжелых изотопах исследуемых элементов не наблюдается.

Экспериментальные данные по реакции $d + A \rightarrow \pi^- (180^\circ)$, полученные в настоящей работе при импульсе $4,2 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон, совместно с результатами, полученными ранее ^{/3/} при 6 и $8,4 \text{ ГэВ/с}$, а также с данными работы ^{/6/} при импульсе $1,380 \text{ ГэВ/с}$ позволяют сделать заключение о наступлении асимптотического режима в свойствах матричных элементов ^{/3/} процесса кумулятивного мезонообразования в зависимости от первичной энергии.

На рис. 4 приведены экспериментальные данные по инвариантному сечению, нормированному на атомный вес ядра-мишени (R_A/A) для ядер C, Al, Cu. Кривые /проведены от руки/ соответствуют разным значениям параметра $\kappa = T/T_{\text{max}}^\pi$, где T_{max}^π - максимально возможная по кинематике NN-взаимодействия кинетическая энергия пиона. По характеру зависимости R_A/A от энергии возбуждения можно заключить, что, начиная с импульса первичных нуклонов в несколько ГэВ/с , действительно наступает выход на константу ^{/3/}.

Можно предполагать, что при импульсе $1,4 \text{ ГэВ/с}$ вклад в матричные элементы, обусловленный неколек-

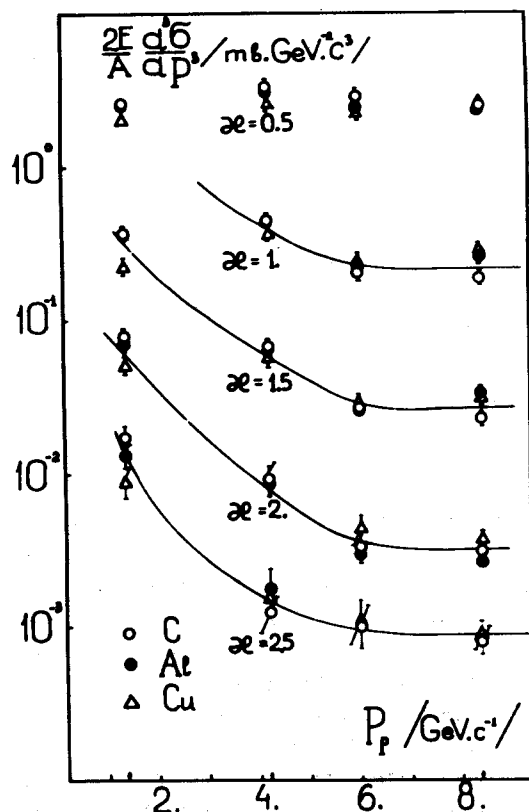


Рис. 4. Функция, R_A , нормированная на атомный вес ядра-мишени, в зависимости от импульса налетающего протона для различных параметров $\kappa = \frac{T}{T_{\max}}$.

тивным взаимодействием нуклонов, велик. Однако следует отметить, что зависимость инвариантного сечения от параметра κ подобна зависимости при больших энергиях и от аргумента κ , и от атомного веса (A).

Выводы

1. Приведенные экспериментальные данные с большой определенностью показывают, что особенности структуры

формфактора и форма поверхности фрагментирующихся ядер не играют существенной роли в кумулятивном мезоно-образовании. Это говорит в пользу гипотезы об определяющей роли локальных свойств адронной материи - по аналогии с точечным взрывом, когда геометрические характеристики процесса несущественны.

2. Новые данные по спектрам кумулятивных пионов согласуются с результатами работы ^{3/}. Совокупность имеющихся данных по всем фрагментирующимся ядрам хорошо укладывается в универсальную закономерность

$$R_A = \text{const} \cdot A \exp(-aT),$$

где A - атомный вес фрагментирующегося ядра и T - кинетическая энергия рожденных пионов. Показатель экспоненты совпадает с показателем, описывающим спектр пионов, образующихся в pp -столкновениях в области фрагментации ($x \geq 0,5$). Таким образом, оправдывается и вторая исходная гипотеза модели, предложенной в ^{4,5/}.

3. Как видно из рис. 4, переход к асимптотическим величинам /область, где несущественны члены, убывающие с ростом энергии столкновения/ наступает в районе энергий релятивистских ядер ~ 5 ГэВ/нуклон.

4. При равных энергиях на нуклон фрагментация ядер на протонах и дейтронах одинакова в пределах ошибок наших экспериментов. Это говорит в пользу слабой зависимости кумулятивного эффекта от свойств частицы, на которой происходит фрагментация.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность главному инженеру Л.Г.Макарову и И.Б.Иссинскому за хорошую работу ускорителя. Благодарим также А.Д.Кириллова, В.Г.Перевозчикова и О.Ю.Кульпину за помощь в работе.

Литература

1. А.М.Балдин, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, А.Д.Кириллов, В.А.Кузнецов, И.С.Мороз, В.Б.Радоманов, В.Н.Рамжин, В.А.Свиридов, В.С.Славинский, М.И.Яцу-ма. Препринт ОИЯИ, P1-5819, Дубна, 1971.

2. А.М.Балдин, С.Б.Герасимов, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, Л.К.Иванова, А.Д.Кириллов, В.А.Кузнецов, Н.С.Мороз, В.Б.Радоманов, В.Н.Рамжин, В.С.Ставинский, М.И.Яцуца. ЯФ, т. 18, вып. 1 /1973/.
3. A.M.Baldin, N.Ghordanescu, L.K.Ivanova, N.S.Moroz, A.A.Povtoreyka, V.B.Radomanov, V.S.Stavinsky, V.N.Zubarev. Preprint JINR, E1-8054, Dubna, 1974.
4. А.М.Балдин. Препринт ОИЯИ, Р7-5769, Дубна, 1971.
5. А.М.Балдин. Краткие сообщения по физике, 1. Изд. АН СССР, 1971.
6. D.R.F. Cochran, P.N.Dean, P.A.M.Gram, E.A.Knapp, E.R.Martin, D.E.Nagle, R.V.Perkine, W.J.Shafer, R.A.Thiesson, E.D.Thierick. Phys.Rev., D, v. 6, No. 11, 3085 (1972).
7. Ю.А.Батусов, Д.В.Балин, В.И.Богатин, В.К.Бондарев, В.Ф.Литвин, О.В.Ложкин, К.О.Оганесян, С.Ю.Пороховой, Ю.П.Яковлев. Препринт ОИЯИ, Р1-8041, Дубна, 1974.
8. А.М.Балдин, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, Л.К.Иванова, А.Д.Кириллов, В.О.Котов, Н.С.Мороз, С.А.Нежданова, А.А.Повторейко, В.Б.Радоманов, А.К.Рогаль, В.С.Ставинский. Препринт ОИЯИ, 1-8028, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 сентября 1974 года.