

17/5-85



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

№7 [33] - 88

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR
RAPID COMMUNICATIONS

дубна

1988

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

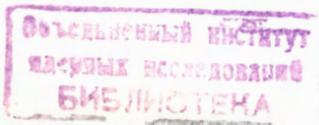
№7 [33] - 88

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

СБОРНИК
COLLECTION

13

Дубна 1988



ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

В.Б.Любимов, Р.Тогоо Свойства 4-мерных барионных кластеров в кумулятивных ядро-ядерных столкновениях V.B.Lyubimov, R.Togoo Properties of Four-Dimensional Baryon Clusters in Cumulative Nucleus-Nucleus Interactions.	5
Ю.А.Батусов, Ф.Балестра, Р.Барбиери, Д.Бендишоли, С.Боссоласко, Ф.О.Брейвик, С.А.Бунятов, М.П.Бусса, Л.Буссо, А.Грассо, К.Гуаральдо, А.Зенони, Э.Лоди-Риццини, А.Маджиора, К.Миклебост, Й.М.Олсен, Д.Панциери, Г.Пираджино, Д.Б.Понтекорво, А.М.Рождественский, А.Ротонди, П.Сальвини, М.Г.Сапожников, С.О.Соренсен, Ф.Тоселло, В.И.Третьяк, И.В.Фаломкин, Л.Ферреро, Е.Фиорамонти, А.Хаатуфт, А.Халштейнслид, Т.Якобсен Упругое рассеяние антiproтонон на ${}^4\text{He}$ при 600 МэВ/с Yu.A.Batusov, F.Balestra, R.Barbieri, G.Bendiscioli, S.Bossolasco, F.O.Breivik, S.A.Bunyatov, M.P.Bussa, L.Busso, A.Grasso, C.Guaraldo, A.Zenoni, E.Lodi Rezzini, A.Maggiora, K.Myklebost, J.M.Olsen, D.Panzieri, G.Piragino, G.B.Pontecorvo, A.M.Rozhdestvensky, A.Rotondi, P.Salvini, M.G.Sapozhnikov, S.O.Sorensen, F.Tosello, V.I.Tretyak, I.V.Falomkin, L.Ferrero, E.Fioramonti, A.Haatuft, A.Halsteinslid, T.Jakobsen Antiproton- ${}^4\text{He}$ Elastic Scattering at 600 MeV/c	15
Ю.А.Батусов, Ф.Балестра, Р.Барбиери, Д.Бендишоли, С.Боссоласко Ф.О.Брейвик, С.А.Бунятов, М.П.Бусса, Л.Буссо, А.Грассо, К.Гуаральдо, А.Зенони, Э.Лоди-Риццини, А.Маджиора, К.Миклебост, Й.М.Олсен, Д.Панциери, Г.Пираджино, Д.Б.Понтекорво, А.М.Рождественский, А.Ротонди, П.Сальвини, М.Г.Сапожников, С.О.Соренсен, Ф.Тоселло, В.И.Третьяк, И.В.Фаломкин, Л.Ферреро, Е.Фиорамонти, А.Хаатуфт, А.Халштейнслид, Т.Якобсен Образование нейтральных странных частиц в \bar{p} - ${}^4\text{He}$ -аннигиляции при 600 МэВ/с	3

Yu.A.Batusov, F.Balestra, R.Barbieri, G.Bendiscioli, S.Bossolasco, F.O.Breivik, S.A.Bunyatov, M.P.Bussa, L.Busso, A.Grasso, C.Guaraldo, A.Zenoni, E.Lodi Rezzini, A.Maggiora, K.Myklebost, J.M.Olsen, D.Panzieri, G.Piragino, G.B.Pontecorvo, A.M.Rozhdestvensky, A.Rotondi, P.Salvini, M.G.Sapozhnikov, S.O.Sorensen, F.Tosello, V.I.Tretyak, I.V.Falomkin, L.Ferrero, E.Fioramonti, A.Haatuft, A.Halsteinslid, T.Jakobsen Production of Neutral Strange Particles in \bar{p} - ${}^4\text{He}$ Annihilation at 600 MeV/c	23
S.V.Goloskokov, O.V.Selyugin, V.G.Teplyakov Calculation of Spin-Flip Amplitude of Charge-Exchange Process $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ С.В.Голосоков, О.В.Селюгин, В.Г.Тепляков Вычисление амплитуды с изменением спиральности реакции перезарядки $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$	32
I.M.Belyaev, O.P.Gavrishchuk, L.S.Zolin, V.F.Peresedov A-зависимость сечений образования кумулятивных пионов в протон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях I.M.Belyaev, O.P.Gavrishchuk, L.S.Zolin, V.F.Peresedov A-Dependence of Cumulative Pion Production Cross Sections in Proton-Nuclear Interactions at High Energies.	38
Ю.А.Яцуненко Поиск положения главного максимума в задаче восстановления координат реакций Yu.A.Yatsunenko The Search for Global Maximum Position in the Problem of Vertex Reconstruction	47
В.А.Морозов Влияние замыкания оболочек на энергию возбужденных состояний ядер V.A.Morozov The Effect of the Shell Closure on Nuclear Excited State Energies.	54
В.А.Морозов Влияние замыкания оболочек на вероятности электромагнитных переходов в ядре V.A.Morozov The Effect of the Shell Closure on the Probabilities of Electromagnetic Transitions in a Nucleus	63

СВОЙСТВА 4-МЕРНЫХ БАРИОННЫХ КЛАСТЕРОВ В КУМУЛЯТИВНЫХ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

В.Б.Любимов, Р.Тогоо

Проведен анализ 4-мерных протонных кластеров, связанных с фрагментацией ядра мишени, в рС- и СС-взаимодействиях, сопровождающихся испусканием кумулятивных пионов и протонов ($P_p = 10 \text{ ГэВ/с}$, $P_c / N = 4,2 \text{ ГэВ/с}$). Работа выполнена на снимках с 2-метровой пропановой камеры. Рассмотрена связь свойств образующихся кластеров с кумулятивным рождением адронов. Обнаружено влияние на свойства этих кластеров процесса рождения кумулятивных пионов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Properties of Four-Dimensional Baryon Clusters in Cumulative Nucleus-Nucleus Interactions

V.B.Lyubimov, R.Togoo

The four-dimensional proton clusters connected with the fragmenting target nucleus in pC- and CC-interactions accompanied by emission of cumulative pions and protons ($P_p = 10 \text{ GeV/c}$, $P_c / N = 4.2 \text{ GeV/c}$) have been analysed. The work was carried out using the pictures from the 2-meter propane bubble chamber. The connection of the produced cluster properties with cumulative hadron production is considered. The effect of the cumulative pion production process on the properties of these clusters has been found out.

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

Введение

В настоящее время достаточно полно разработана методика анализа ядерных столкновений с использованием переменных $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$, где $u = P/m$ — 4-скорость рассматриваемой частицы (P — 4-импульс частицы, m — ее масса)¹⁻⁴. Индексы i, k относятся при этом ко всем участвующим во взаимодействии частицам. Так, для процесса $I + II \rightarrow 1+2+3+\dots$, $i, k = I, II, 1, 2, 3, \dots$ эта методика позволяет, в частности, выделить 4-мерные струи адронов или кластеры в пространстве переменных b_{ik} , связанных с фрагментацией сталкивающихся ядер, исследовать условия образования, т.е. фактически структуру фрагментирующих объектов, и особенности самих кластеров.

Методика анализа 4-мерных нуклонных кластеров была использована нами для изучения кумулятивных адрон- и ядро-ядер-

ных столкновений, т.е. взаимодействий, сопровождающихся испусканием кумулятивных адронов (протонов и π -мезонов). Исследована связь особенностей образования кластеров с их свойствами, а также того и другого с кумулятивным формированием адронов. Проведено сравнение с результатами, полученными для "обычных" (некумулятивных столкновений).

Методика эксперимента

Для анализа использовался набор экспериментальных данных по неупругим рС-взаимодействиям при $P_p = 10$ ГэВ/с и СС-взаимодействиям при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Они получены с помощью 2-метровой пропановой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, облученной пучками протонов и ядер углерода на синхрофазotronе ОИЯИ. Часть событий по рС-взаимодействиям получена в результате специального отбора столкновений, сопровождающихся испусканием в интервал углов с $\theta \geq 135^\circ$ протонов с импульсом $P_p > 380$ МэВ/с или π^+ -мезонов с импульсом $P_\pi > 200$ МэВ/с, или γ -квантов в полный интервал углов задней полусферы с энергией $E_\gamma > 100$ МэВ. При анализе СС-взаимодействий был использован также набор данных по т.н. центральным столкновениям, т.е. взаимодействиям, не сопровождающимися испусканием явных заряженных стриппинговых частиц. Помимо отбора и анализа событий изложены в работах^{/5/}.

На указанном материале выделена группа мезонных кумулятивных рС- и СС-взаимодействий (МКВ), сопровождающихся испусканием π^\pm -мезонов со значением кумулятивного числа $X_\pi > X_\pi^0$. Границное значение кумулятивного числа X_π^0 для рС-взаимодействий взято равным 0,6, для СС-столкновений — $X_\pi^0 = 0,4$. Среди остальных событий отобраны протонные кумулятивные взаимодействия (ПКВ), сопровождающиеся испусканием хотя бы одного протона с $X_p > X_p^0$ ($X_p^0 = 1,4$ для рС- и СС-взаимодействий). Оставшиеся события были причислены к категории "обычных" взаимодействий. Соответствующая статистика столкновений приведена в табл.1.

Выделение протонных кластеров, связанных с фрагментацией сталкивающихся ядер, производилось в событиях с числом вторичных протонов (с $P_p > 250$ МэВ/с) $n_p \geq 3$. Использовалась процедура минимизации выражения^{/3/}

$$A_n = - \sum_k (V_\alpha - u_k^\alpha)^2 - \sum_i (V_\beta - u_i^\beta)^2 , \quad (1)$$

в результате которой определяются 4-скорости кластеров α и β (V_α и V_β). Считалось, что в событии наблюдаются два кластера,

если средние "расстояния" частиц от центров кластеров $\langle b_k \rangle$ ($b_k = -(\mathbf{v} - \mathbf{u}_k)^2$) были меньше "расстояния" между центрами кластеров $b_{\alpha\beta} = -(\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta)^2$ при условии, что кластеры разделяются. Для этого требовалось, чтобы $b_{\alpha\beta} > 1.0$. Результаты по средним "расстояниям" между выделенными кластерами для всех рассматриваемых событий вместе с данными по средним значениям b_k приведены в табл. 2. Видно, что средние "расстояния" частиц от центров кластеров приблизительно на порядок меньше средних "расстояний" между кластерами.

Таблица 2. Данные по средним "расстояниям" между кластерами ($b_{\alpha\beta}$) и протонов в кластерах (b_k)

Рас- сто- яни- е	pC			CC		
	MKB	ПКВ	Все	MKB	ПКВ	Все
$b_{\alpha\beta}$	2.4 ± 0.1	3.5 ± 0.1	2.7 ± 0.1	2.3 ± 0.1	3.5 ± 0.1	2.51 ± 0.03
\bar{b}_k	0.231 ± 0.004	0.273 ± 0.004	0.297 ± 0.05	0.333 ± 0.006	0.361 ± 0.011	0.309 ± 0.003

Для выделения кластеров*, образующихся в областях фрагментации сталкивающихся ядер, использовались релятивистские инвариантные переменные X_{S_n} и X_{S_m} , которые определяют долю 4-импульса налетающего ядра и ядра мишени, уносимую кластером. Из законов сохранения для кластеров, состоящих из частиц с одинаковой массой, можно получить

Таблица 1. Статистика событий

Тип события	Все	MKB	ПКВ
pC	2583	89	294
pC*	4469	1425	2001
CC	5482	2369	746
CC**	4346	1965	1053

* Специально отобранные события, сопровождающиеся испусканием адрона в ЗП (см. текст),

** CC-центральные (см. текст).

* Рассматривались кластеры с минимальной множественностью $n_p = 2$.

$$X_{S_{H(M)}} = \frac{M_\alpha(\beta)}{m_{H(M)}} \cdot \frac{(V_\alpha(\beta) \cdot u_{M(H)})}{(u_H \cdot u_M)}, \quad (2)$$

где $M_\alpha(\beta)$ — масса кластера α (или β), $m_{H(M)}$ — масса налетающего ядра (или ядра мишени). Мы исследовали поведение кластеров, связанных с фрагментацией ядра мишени, для выделения которых требовалось выполнение условия $X_{S_M} > X_{S_H}$.

Результаты

В работе изучались структурные функции $F(X) \equiv E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$ в зависимости от переменных $X \equiv b_{IIc}$, X_s , b_k , где $b_{IIc} = -(u_{II} - V)^2$, переменные X_s и b_k определены выше. Поведение структурных функций $F(b_{IIc})$ и $F(X_s)$ характеризует процесс фрагментации рассматриваемого ядра в данном случае на кластеры, это энергетические характеристики фрагментирующих систем и их структуры. Структурные функции $F(b_k)$ определяют особенности образования кластеров, в частности их энергию распада. Анализ этих функций дает возможность установить связь между особенностями образования кластеров и их свойствами.

Структурные функции $F(b_{IIc})$ для отмеченных выше групп pC- и CC-взаимодействий показаны на рис.1. Видно, что для кумулятивных столкновений $F(b_{IIc})$ -распределения имеют быстро спадающую часть при значениях $b_{IIc} \leq 0,6$ с небольшими различиями для разных групп событий и приблизительно одинаковую относительно медленно спадающую часть при $b_{IIc} \geq 0,6$.

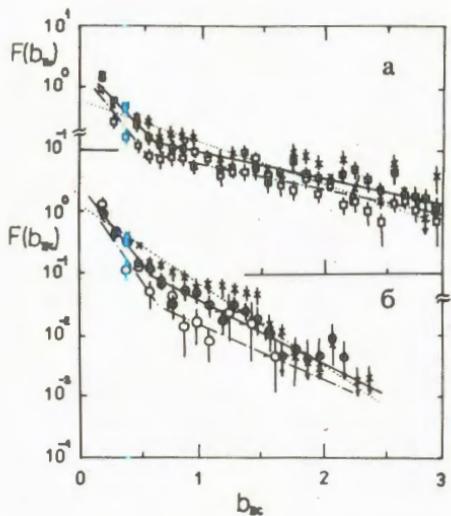


Рис. 1. $F(b_{IIc})$ -распределения для pC-взаимодействий (а) и CC-взаимодействий (б) (темные точки — MKB; светлые — PKB, крестики — "обычные"). Сплошная кривая — результат аппроксимации данных для MKB, штрихпунктирная — для PKB, пунктир — для "обычных" взаимодействий.

Таблица 3. Результаты аппроксимации $F(b_{IIc})$ -распределений (параметры $\langle b_{IIc} \rangle$) *

Тип взаимодействия	pC		CC	
	$\langle b_{IIc} \rangle_1$	$\langle b_{IIc} \rangle_2$	$\langle b_{IIc} \rangle_1$	$\langle b_{IIc} \rangle_2$
MKB	$0,148 \pm 0,016$	$1,53 \pm 0,13$ (1,4)	$0,143 \pm 0,031$	$1,55 \pm 0,15$ (0,6)
PKB	$0,074 \pm 0,041$	$0,475 \pm 0,088$ (1,0)	$0,143 \pm 0,056$	$0,911 \pm 0,069$ (0,9)
"обычные"	$0,644 \pm 0,048$	- (1,5)	$0,350 \pm 0,011$	- (2,5)

* В скобках указаны значения χ^2 на одну степень свободы.

Эти распределения аппроксимировались двумя экспонентами вида

$$F(b_{ik}) = \exp(-b_{ik}/\langle b_{ik} \rangle_1) + \text{const} \cdot \exp(-b_{ik}/\langle b_{ik} \rangle_2). \quad (3)$$

Для "обычных" взаимодействий два наклона в поведении структурных функций $F(b_{IIc})$ четко не проявляются, поэтому они аппроксимировались одной экспонентой:

$$F(b_{ik}) = \exp(-b_{ik}/\langle b_{ik} \rangle). \quad (4)$$

Полученные результаты для параметров $\langle b_{IIc} \rangle$ приведены в табл.3.

Таким образом, только кумулятивные взаимодействия можно характеризовать двумя "способами" фрагментации ядра мишени на кластеры, различающимися,

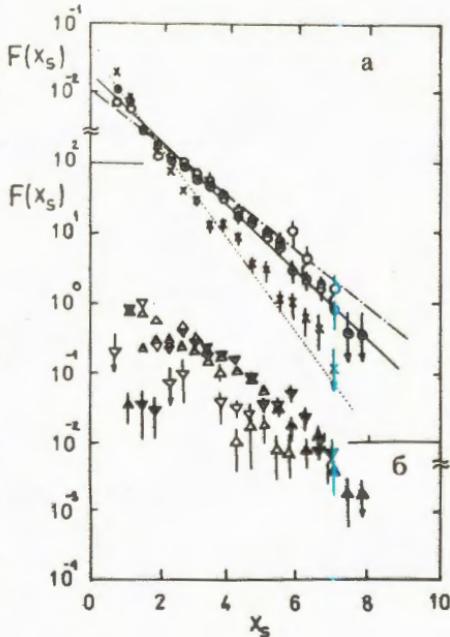


Рис.2. $F(x_s)$ -распределения для pC-взаимодействий: а - для всех MKB (точки ●), PKB (точки ○) и "обычных" (точки x); б - для событий с $b_{IIc} < 0,6$ (▼ - MKB, ▲ - PKB) и $b_{IIc} > 0,6$ (▽ - MKB, Δ - PKB). Сплошная кривая - результат аппроксимации данных для MKB, штрих-пунктир для PKB, пунктир для "обычных" взаимодействий.

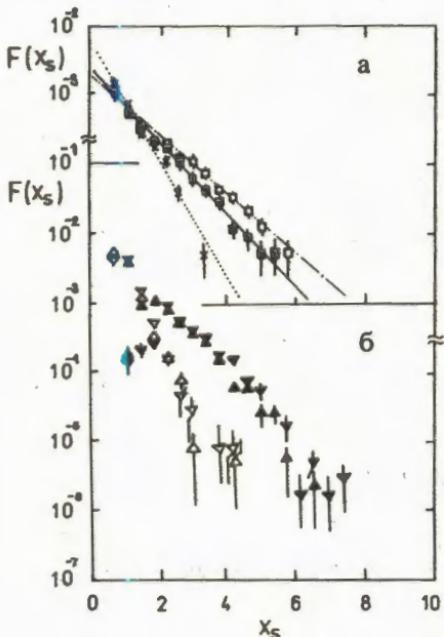


Рис.3. $F(x_s)$ -распределения для СС-столкновений (обозначения те же, что и на рис.2).

например, по средним значениям переменной b_{IIc} . Им соответствуют разные структуры фрагментирующихся объектов. Это видно из $F(X_s)$ -распределений, которые для случаев с $b_{\text{IIc}} < 0,6$ и $b_{\text{IIc}} > 0,6$ приведены на рис.2б и 3б. Разные структуры фрагментирующихся объектов в ядрах мишени оказываются в МКВ, ПКВ и в "обычных" столкновениях, что следует из рис.2а и 3а, где показаны $F(X_s)$ -распределения для этих типов взаимодействий.

стий, и результатов аппроксимации этих распределений экспоненциального типа (4) (табл.4).

Таблица 4. Результаты аппроксимации $F(X_s)$ -распределений (параметры $\langle X_s \rangle$)*

	pC	CC
МКВ	$0,88 \pm 0,02$ (1,8)	$0,95 \pm 0,02$ (2,5)
ПКВ	$1,01 \pm 0,04$ (0,9)	$1,09 \pm 0,04$ (1,3)
"Обычные"	$0,54 \pm 0,02$ (1,7)	$0,72 \pm 0,02$ (3,3)

* В скобках указаны значения χ^2 на степень свободы.

В табл.5 приведены данные по средним множественностиям кумулятивных адронов в pC- и СС-взаимодействиях с фрагментацией на протонные кластеры либо с $b_{\text{IIc}} < 0,6$, либо с $b_{\text{IIc}} > 0,6$. Видно, что рождение кумулятивных адронов происходит в обеих группах событий, причем кумулятивные протоны в событиях пер-

Таблица 5. Характеристики взаимодействий с кластерами с $b_{1c} < 0,6$ и $b_{1c} > 0,6$

Харак- терис- тика	b_{1c}	pC		CC		Все неупр.
		MKB	ПКВ	Все неупр.	MKB	
\bar{n}_{p_k}	< 0,6	$0,34 \pm 0,02$	$1,12 \pm 0,01$	$0,16 \pm 0,02$	$0,81 \pm 0,04$	$1,31 \pm 0,02$
	> 0,6	$0,26 \pm 0,02$	$1,11 \pm 0,02$	$0,08 \pm 0,02$	$0,38 \pm 0,05$	$1,29 \pm 0,05$
\bar{n}_{π_k}	< 0,6	$0,57 \pm 0,02$	—	$0,052 \pm 0,012$	$1,11 \pm 0,02$	—
	> 0,6	$0,61 \pm 0,03$	—	$0,045 \pm 0,012$	$1,17 \pm 0,04$	—

Таблица 6. Параметры наклона $F(b_k)$ -распределений ($\langle b_k \rangle$) и соответствующие "температуры" ($\langle T \rangle$)

Тип взаимодействия	pC		CC	
	CC	CC	CC	CC
MKB	$\langle b_k \rangle$	$0,138 \pm 0,010$	$0,279 \pm 0,024$	(0,7)
	$\langle T \rangle$	65 ± 5	131 ± 11	$0,092 \pm 0,023$
ПКВ	$\langle b_k \rangle$	$0,179 \pm 0,003$	—	$0,221 \pm 0,006$
	$\langle T \rangle$	84 ± 1	• (2,3)	104 ± 3
"Обычные"	$\langle b_k \rangle$	$0,181 \pm 0,004$	—	$0,171 \pm 0,002$
	$\langle T \rangle$	85 ± 2	—	80 ± 1

* В скобках указаны значения χ^2 на степень свободы.

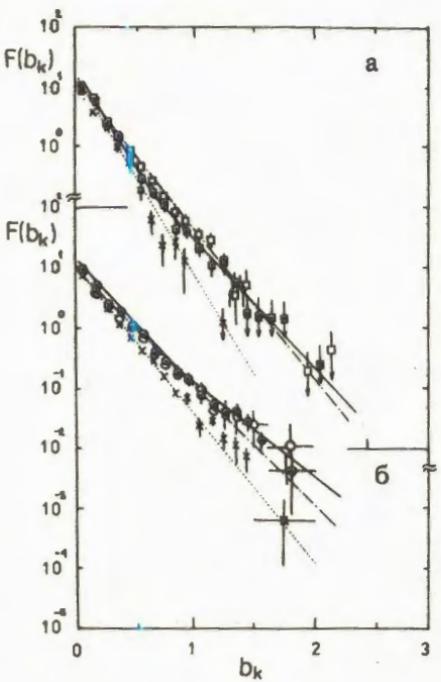


Рис.4. $F(b_k)$ -распределения (обозначения те же, что и на рис.1).

вой группы образуются несколько чаще, чем второй*. Кумулятивные π -мезоны в обеих группах столкновений рождаются в пределах ошибок с одинаковой вероятностью.

Разница между МКВ и ПКВ в образовании протонных кластеров проявляется в $F(b_k)$ -распределениях, показанных на рис.4. Для МКВ эти распределения имеют два наклона с границей при $b_k \approx 0,6$, для ПКВ, как и для "обычных" столкновений, — только один. Параметры аппроксимации $F(b_k)$ -распределений двумя экспонентами или одной (типа (3), (4)) приведены в табл.6.

Полученные наклоны формально можно связать со средними "температурами" $\langle T \rangle$ испускания протонов из кластера^{/4/}:

$$\langle b_k \rangle = \frac{2 \langle E \rangle}{m_N} - 2 \approx \frac{2 \langle T \rangle}{m_N}, \quad (5)$$

где m_N — масса нуклона. Полученные при этом результаты также приведены в табл.6. В этом смысле можно говорить об образовании в МКВ протонных кластеров с двумя разными "температурами" испускания протонов, в ПКВ, как и в "обычных", — кластеров только с одной "температурой". Как показали результаты аппроксимации одной или двумя экспонентами $F(b_k)$ -распределений, соответствующих испусканию кластеров с $b_{IIc} < 0,6$ и $b_{IIc} > 0,6$, такое поведение протонных кластеров в МКВ связано, в основном, с событиями, в которых они образуются со значением $b_{IIc} < 0,6$.

*Это не относится к ПКВ, что, скорее всего, связано со способом отбора этих событий.

Таблица 7. Характеристики частиц в кластерах из МКВ

Характе- ристика	pC		CC	
	$b_k < 0,6$	$b_k > 0,6$	$b_k < 0,6$	$b_k > 0,6$
\bar{n}_{p_k}	$0,20 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,01$
\bar{n}_p	$0,60 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,02$	$5,78 \pm 0,09$	$1,06 \pm 0,06$
\bar{p}_\perp^2	$0,220 \pm 0,006$	$0,791 \pm 0,058$	$0,225 \pm 0,006$	$0,787 \pm 0,047$

Из табл.7, где приведены средние характеристики частиц из кластеров, соответствующих разным "температурам", видно, что кумулятивное рождение протонов происходит, в основном, в низкотемпературных кластерах ($b_k < 0,6$). Этот результат, по-видимому, не нужно рассматривать как отражение каких-либо особых свойств этих кластеров; он скорее связан с тем, что низкотемпературные кластеры соответствуют малым значениям b_k , при которых происходит рождение кумулятивных протонов. Так, в ПВК, где не выделяются ни низко-, ни высокотемпературные кластеры, кумулятивное рождение протонов относится, в основном, к кластерам с малыми значениями b_k . Например, в кластерах из ПВК с $b_k < 0,6$ происходит образование $\approx 80\%$ всех кумулятивных протонов.

Заключение

Проведен анализ 4-мерных протонных кластеров, связанных с фрагментацией ядра мишени в мезонных и протонных кумулятивных pC- и CC-взаимодействиях. Во всех случаях фрагментация ядра мишени происходит на кластеры, которые можно разбить на две группы, характеризующиеся разными средними значениями энергий в системе покоя фрагментирующего объекта (или разными средними значениями переменной b_{IIc}). Обнаружено, что рождение кумулятивных протонов происходит чаще в событиях с фрагментацией на кластеры с $b_{IIc} < 0,6$.

Свойства протонных кластеров в мезонных и протонных кумулятивных взаимодействиях оказываются разными. Кластерам в мезонных кумулятивных взаимодействиях соответствуют две температуры распада, которые коррелируют с особенностями их образования. В протонных кумулятивных взаимодействиях,

как и в "обычных" столкновениях, этих корреляций нет, и кластеры характеризуются одной температурой.

Основные выводы работы можно сформулировать следующим образом:

1) Рождение кумулятивных пионов отражается на свойствах протонных кластеров, что нельзя сказать об образовании кумулятивных протонов.

2) Корреляции между особенностями образования кластеров и их свойствами обнаружены только для мезонных кумулятивных взаимодействий.

3) Наблюденные в работе ^{1/4} два наклона в $F(b_k)$ -распределениях связаны, в основном, с мезонными кумулятивными взаимодействиями и относятся к событиям с испусканием кластеров с $b_{IIc} < 0,6$.

Авторы благодарны Л.А.Диденко, Д.Армутлийскому, В.Г.Гришину, А.А.Кузнецову за помощь в работе и полезные обсуждения, коллективу сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры за обсуждения, а также лаборантам, участвовавшим в просмотре и записи результатов на магнитные ленты ЭВМ.

Литература

1. Балдин А.М., Диденко Л.А. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 3-84, Дубна: ОИЯИ, 1984, с.5.
2. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1988, т.44, с.1209.
3. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Р1-87-552, Дубна, 1987.
4. Армутлийски Д. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 4 (24)-87, Дубна: ОИЯИ, 1987, с.5.
5. Агакишиев Г.Е. и др. — ЯФ, 1983, т.38, с.152; ЯФ, 1986, т.44, с.1495; ЯФ, 1987, т.45, с.1676.
6. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.

Рукопись поступила 5 октября 1988 года.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АНТИПРОТОНОВ НА ${}^4\text{He}$ ПРИ 600 МэВ/с

Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Д.Б.Понтекорво,
А.М.Рождественский, М.Г.Сапожников, В.И.Третьяк,
И.В.Фаломкин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ф.Балестра, С.Боссоласко, М.П.Бусса, Л.Буссо,
А.Грассо, Д.Панциери, Г.Пираджино, Ф.Тоселло,
Л.Ферреро, Е.Фиорамонти

Институт общей физики им. А.Авогадро,
Туринский университет, секция ИНФН в Турине, Италия

Р.Барбиери, Д.Бендишоли, А.Зенони, А.Ротонди,
П.Сальвани

Факультет ядерной физики и теории, Университет Павии,
секция ИНФН в Павии, Италия

К.Гуаральдо, А.Маджиоре

Национальная лаборатория ИНФН во Фраскати, Италия

Э.Лоди-Риццини

Факультет промышленной автоматики,
Университет Брешии, секция ИНФН в Павии, Италия

К.Миклебост, Й.М.Олсен, А.Хаатуфт, А.Халштейнслид,
Физический факультет, Университет Бергена, Норвегия

Ф.О.Брейвик, С.О.Соренсен, Т.Якобсен

Физический факультет, Университет Осло, Норвегия

На установке со стримерной камерой в магнитном поле измениены дифференциальные сечения упругого рассеяния антипротонов на ${}^4\text{He}$ при импульсе 607,7 МэВ/с. Получены сечение упругого рассеяния $\sigma_{el} = (119.9 \pm 2.5)$ мб и полное сечение взаимодействия $\sigma_{tot} = (359.1 \pm 5.6)$ мб. Проведено сравнение измеренных дифференциальных сечений с расчетами по модели Глаубера.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Antiproton- ${}^4\text{He}$ Elastic Scattering at 600 MeV/c

Yu.A.Batusov et al.

Differential cross sections of \bar{p} - ${}^4\text{He}$ elastic scattering have been measured at 607.7 MeV/c with a streamer chamber in a magnetic field. Elastic cross section $\sigma_{el} = (119.9 \pm 2.5)$ mb and total cross section $\sigma_{tot} = (359.1 \pm 5.6)$ mb have been obtained. Comparison

of measured differential cross sections to Glauber model calculations has been made.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Введение

Прецизионные эксперименты по $\bar{p}A$ -упругому рассеянию стали возможны лишь в последнее время в связи с работой LEAR (CERN) — источника антiproтонов высокой интенсивности. Ранее были выполнены эксперименты по упругому рассеянию на средних и тяжелых ядрах (^{12}C , ^{16}O , ^{18}O , ^{40}Ca , ^{208}Pb) при 300 и 600 МэВ/с^{1/1}. Изучение взаимодействий антiproтонов с легкими ядрами (дейтерий, гелий) предоставляет, в частности, возможность определения параметров амплитуды антiproton-нейтронного взаимодействия, которые наименее известны в настоящее время. В работе^{1/2} приводились данные по упругому рассеянию антiproтонов на дейтерии.

В настоящей работе приводятся результаты, полученные на LEAR в эксперименте PS-179 (CERN), по упругому рассеянию антiproтонов на ядрах ^4He при 607,7 МэВ/с (кинетическая энергия 179,6 МэВ).

Описание экспериментальной установки

Эксперимент выполнялся на установке, состоящей из стримерной камеры в магнитном поле (0,8 Тл) и системы сцинтиляционных счетчиков, предназначенных для мониторирования пучка и запуска установки. Подробно экспериментальная установка описана в работе^{1/3}. Камера с внутренними размерами

$90 \times 70 \times 18 \text{ см}^3$, наполненная гелием-4 при атмосферном давлении, являлась одновременно и мишенью, и детектором. Пучок антiproтонов с импульсом 607,7 МэВ/с от ускорителя LEAR был монохроматичным ($\Delta p/p = 10^{-3}$) и не со-

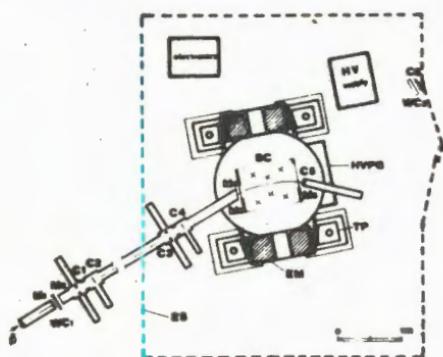


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

держал примесей посторонних частиц. Диаметр пучка составлял 1 см. Малая плотность газа в камере позволяла регистрировать низкоэнергетичные частицы. В нашей камере даже при рассеянии антипротонов на малые углы ядра отдачи имеют достаточную длину пробега для их регистрации и измерений. Например, при рассеянии антипротонов на угол 3° ядро отдачи гелия имеет пробег 1 см, при этом энергия ядра отдачи составляет 0,5 МэВ.

Схема экспериментальной установки показана на рис.1. Сигналом для запуска установки и фотографирования объема камеры служило наличие сигналов совпадения от счетчиков C2, C4 и сигналов антисовпадения от счетчиков C1, C3, C5. Другими словами, запуск осуществлялся, если антипротон входил в камеру, но не попадал в счетчик C5 на выходе из камеры. Причиной этого могло быть взаимодействие антипротона с ядром гелия в камере.

Измерение дифференциальных сечений упругого рассеяния

С целью регистрации событий упругого рассеяния было просмотрено примерно 10^5 кадров на 12 экспонированных фотопленках. Для обеспечения высокой эффективности регистрации событий в камере мы выделили чувствительную область в центре камеры длиной 54 см по направлению пучка. В выбранном чувствительном объеме камеры было обнаружено ≈ 3500 двухлучевых событий, являющихся кандидатами во взаимодействия упругого рассеяния.

Эффективность просмотра определялась по результатам двухкратного просмотра двух пленок (около 700 двухлучевых событий). Эффективность обнаружения двухлучевого события составила 92%. Эта эффективность не является стопроцентной в основном из-за трудностей регистрации событий, лежащих в плоскости, близкой к вертикальной, поскольку наш детектор регистрирует события почти в полном телесном угле, то есть постановка эксперимента близка к 4π -геометрии.

Обнаруженные события прошли измерения на полуавтоматическом устройстве ПУОС, из них успешно — 92%, оставшиеся не удалось измерить по причине недостаточно высокого качества изображения (плохо видна вершина взаимодействия, бледный след и т.п.).

Пространственная реконструкция измеренных событий выполнялась с помощью программы геометрической реконструкции HYDRA^{4/}. Подробно вопросы, связанные с обработкой событий, рассмотрены в работе^{5/}. Удовлетворительное описание кинематических характеристик события достигается при использовании четырех входных параметров, задающих ошибки изме-

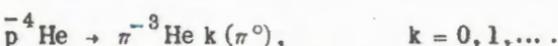
рения. Значения для этих входных параметров получены на основе результатов многократных измерений набора событий. Наилучшие значения входных параметров выбирались так, чтобы средние значения вычисленных на их основе ошибок реконструируемых величин были равны среднеквадратичным отклонениям при повторных измерениях этих величин. Получены следующие входные ошибки: на координату вершины — 0,05 см, на координату точки остановки — 0,17 см, на координату точки трека — 0,14 см, на длину трека — 0,70 см.

Процедуру геометрической реконструкции прошли 89% событий. Остальные события попали в условия плохой стереоскопичности изображения или трудновыполнимых измерений (например, велик глубинный угол ядра отдачи).

Среди двухлучевых событий, кроме случаев упругого рассеяния, присутствуют в качестве фона события безаннигиляционного развала:



и аннигиляции с рождением одного π^- -мезона и нескольких нейтральных пионов:



Для выделения событий упругого рассеяния мы сравнивали измеренные значения импульсов и углов вторичных частиц в каждом событии с соответствующими значениями, вычисленными для упругого рассеяния антiproтонов с импульсом 607,7 МэВ/с на измеренный угол рассеяния отрицательно заряженной частицы. При отборе событий использовались следующие критерии:

- 1) Угловые корреляции — соответствие угла вылета ядра отдачи ожидаемому значению.
- 2) Компланарность. Поскольку события упругого рассеяния компланарны, вычисленное значение угла компланарности должно быть равно нулю.
- 3) Соответствие длины пробега ядра отдачи вычисленному значению. Этот критерий применялся для ядер отдачи, остановившихся в камере. Если ядро не остановилось в камере, то сравнивался с ожидаемым его измеренный импульс.
- 4) Соответствие импульса рассеянного антiproтона расчетному значению.

Событие считалось упругим, если по всем критериям измеренные значения соответствовали ожидаемым в пределах трех ошибок измерения. Самым мощным среди применявшихся критериев оказался первый — учет угловых корреляций. В результате использования всех этих критериев 2345 событий приняты как упругие.

Рис.2. Эффективность регистрации событий в зависимости от угла рассеяния антiproтонов.

Для оценки фона от неупругого двухлучевого рассеяния было проведено моделирование реакций развала и аннигиляции. Результаты моделирования показывают, что примесь от неупругого рассеяния среди событий упругого рассеяния не превышает 0,5%.

При рассеянии на угол меньше 20° часть антiproтонов попадала в счетчик С5, в результате чего событие не регистрировалось. Зависимость эффективности регистрации, обусловленной наличием антисовпадательного счетчика С5, от угла рассеяния приведена на рис.2. Часть экспериментальных данных получена с использованием антисовпадательного счетчика С5 диаметром 8 см (77% событий). Этому случаю соответствует сплошная кривая на рис.2. Остальные события получены с использованием счетчика диаметром 13 см. Штриховая кривая на рис.2 соответствует диаметру 13 см.

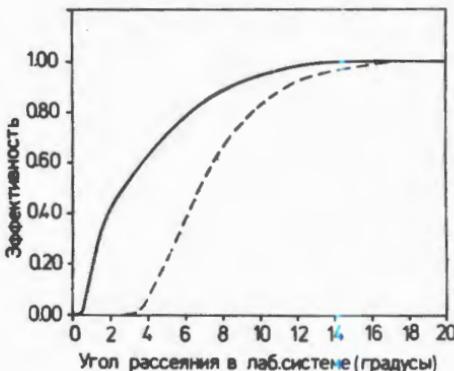
При вычислении сечения потери событий, обусловленные срабатыванием счетчика С5, учитывались введением для каждого события веса, равного обратной величине эффективности его регистрации.

Для вычисления сечения брались события с эффективностью регистрации не ниже 50%. Поэтому из набора данных, полученных с использованием счетчика С5 диаметром 8 (13) см, брались события рассеяния в системе центра масс на угол больше чем $4(10)^\circ$.

Анализ экспериментальных данных

На рис.3 приведены полученные дифференциальные сечения упругого рассеяния антiproтонов. Сплошной линией показаны результаты расчета по модели Глаубера, выполненного так же, как в работе ¹⁶. Из этого рисунка видно, что расчет качественно неплохо описывает поведение дифференциального сечения.

Для определения величины интегрального сечения упругого антiproton-ядерного рассеяния дифференциальное сечение в уг-



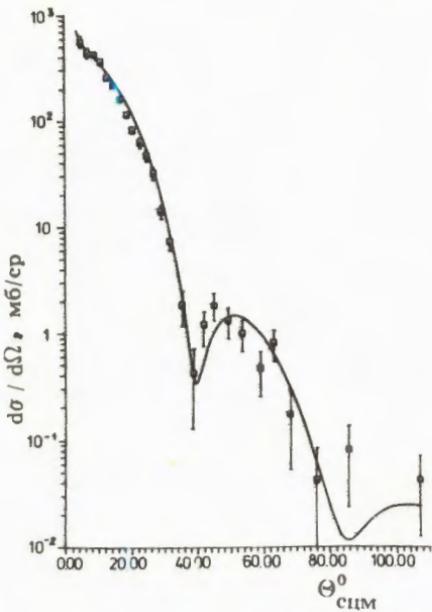


Рис.3. Распределение дифференциальных сечений упругого рассеяния антипротонов на ${}^4\text{He}$ при 607,7 МэВ/с по углу рассеяния в системе центра масс. Кривая – расчет по оптической модели.

ловом интервале от 4 до 80° аппроксимировалось следующим выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F_{\text{Coul.}}(\theta) + F_{\text{nuc.}}(\theta)|^2,$$

где ядерная амплитуда параметризовалась обычным образом:

$$F_{\text{nuc.}}(\theta) = \sigma_{\text{tot}} \cdot k \cdot (1 + \rho) \cdot \exp(-B|t|/2) \cdot (1 - t/t_0)^{-4\pi}.$$

Здесь $t = |2k^2(1 - \cos\theta)|$, k – импульс в системе центра масс, $\rho = \text{Re } F_{\text{nuc.}}(0) / \text{Im } F_{\text{nuc.}}(0)$. Наличие дополнительного множителя $(1 - t/t_0)$ призвано учитывать осцилляцию дифференциального сечения.

Кулоновская амплитуда $F_{\text{Coul.}}(\theta)$ вычислялась с учетом конечных размеров ядра ${}^4\text{He}$ и антипротона способом, описанным в работе ⁷.

Таким образом, параметрами фита были величины σ_{tot} , B , ρ и два параметра нуля амплитуды t_0 , которые связаны с положением минимума в дифференциальном сечении ($\text{Re } t_0$) и величиной дифференциального сечения в минимуме ($\text{Im } t_0$).

В результате фитирования определено положение минимума в дифференциальном сечении упругого рассеяния $\theta_{\min} = (38,1 \pm 0,5)^\circ$.

Величина интегрального сечения упругого рассеяния вычислялась интегрированием квадрата ядерной амплитуды рассеяния $F_{\text{nuc.}}(\theta)$ в пределах от 0 до 180° . В результате получено следующее значение

$$\sigma_{\text{el}} = (119,9 \pm 2,5) \text{ мб.}$$

Ошибка приводится статистическая. Зная значение полного сечения неупругих реакций $\sigma_R = (239,2 \pm 5,0)$ мб, которое было опре-

делено в предыдущей нашей работе^{/8/}, получаем величину полного сечения:

$$\sigma_{\text{tot}} = (359,1 \pm 5,6) \text{ мб.}$$

Фитирование дифференциального сечения упругого рассеяния в угловом интервале от 4° до 22° тем же выражением, что и прежде, но без множителя $(1 - t/t_0)$ в ядерной амплитуде F_{inel} , позволяет определить при фиксированном значении $\sigma_{\text{tot}} = 359,1$ мб величину наклона дифференциального спектра при рассеянии вперед — B и отношение реальной части амплитуды рассеяния в нуле к мнимой — ρ . Угловой интервал был ограничен для того, чтобы поведение сечения наиболее соответствовало экспоненциальной зависимости. Получены следующие результаты:

$$B = (66,1 \pm 3,3) (\text{ГэВ}/c)^{-2},$$

$$\rho = 0,40 \pm 0,07.$$

При этом по 9 точкам суммарное значение χ^2 равнялось 1,6.

На рис.4 приведена зависимость сечения упругого рассеяния от квадрата переданного импульса t . Для сравнения на этом рисунке показаны также спектры упругого рассеяния других частиц на ${}^4\text{He}$ при близких значениях кинетической энергии. Кружками обозначены данные по рассеянию протонов с кинетической энергией $T = 200$ МэВ^{/9/}. Данные по рассеянию π^- -мезонов при $T = 174$ МэВ из работы^{/10/} обозначены треугольниками.

Из рис.4 видно, что дифференциальные сечения протонов и антипротонов заметно отличаются друг от друга. Они имеют различные наклоны. Кроме того, протонный спектр

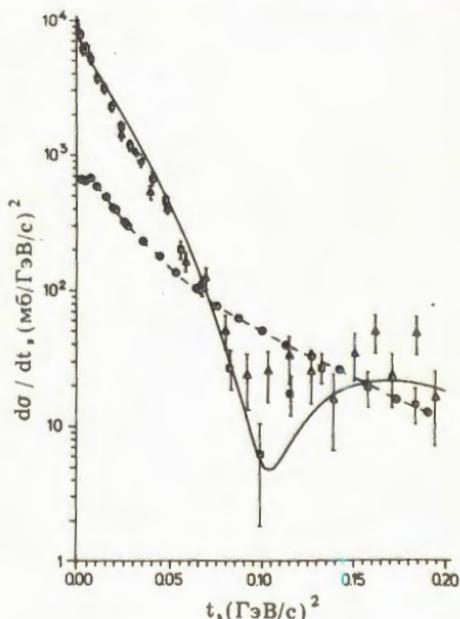


Рис.4. Дифференциальные сечения упругого рассеяния на ${}^4\text{He}$: ■ — антипротонов при кинетической энергии $T = 180$ МэВ, ● — протонов при $T = 200$ МэВ (работа^{/9/}), ▲ — π^- -мезонов при $T = 174$ МэВ (работа^{/10/}).

не имеет дифракционного характера, присущего антипротонному.

В то же время пионные данные практически совпадают с антипротонными. Они характеризуются тем же наклоном и имеют минимум при том же значении переданного импульса. Этот несколько неожиданный результат является отражением того факта, что в области Δ -резонанса сечение неупругого взаимодействия π^- -мезонов имеет максимум и по величине близко к сечению неупругого взаимодействия антипротонов.

Заключение

Измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния антипротонов на ядрах ${}^4\text{He}$ при 607,7 МэВ/с в интервале углов от 4 до 110° в системе центра масс. Полученные результаты удовлетворительно описываются расчетами, выполненными на основе модели Глаубера. Анализ данных позволил определить упругое и полное сечение $\bar{p} {}^4\text{He}$ -рассеяния: $\sigma_{el} = (119,9 \pm 2,5)$ мб, $\sigma_{tot} = (359,1 \pm 5,6)$ мб, а также положение минимума $\theta_{min} = (38,1 \pm 0,5)^\circ$, величину параметра $\rho = 0,40 \pm 0,07$ и наклон в дифференциальном сечении рассеяния вперед $B = (66,1 \pm 3,3) (\text{ГэВ/с})^{-2}$.

Авторы благодарны В.П.Джелепову за полезные обсуждения, В.Б.Богдановой, Л.А.Василенко, Г.А.Кульковой и М.Н.Шелаевой за большую работу по просмотру и измерениям.

Литература

1. Garreta D. et al. — Phys.Lett., 1984, 135B, p.266.
Garreta D. et al. — Phys.Lett., 1984, 149B, p.64.
Bruge G. et al. — Phys.Lett., 1986, 169B, p.14.
2. Bruge G. et al. — Phys.Rev. C, 1988, v.37, No.3, p.1345.
3. Balestra F. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1985, A243, p.30.
4. Bock R.K., Zoll J. CERN/D.Ph.II/PROG 74-4, 1974, Geneva.
5. Balestra F. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1987, A275, p.114.
6. Bendiscioli G. et al. — Nucl.Phys., 1987, A469, p.669.
7. Das K.M., Deo B.B. — Phys.Rev., 1982, C26, p.211.
8. Balestra F. et al. — Phys.Lett. B, 1987, v.194, p.343.
9. Moss G.A. et al. TRI-PP-19-35, TRI-UAE-5021, 1979.
10. Albu M. et al. LNF-82/27(R), 1982, Frascati.

Рукопись поступила 30 ноября 1988 года.

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ В \bar{p} -⁴Не-АННИГИЛИЯЦИИ ПРИ 600 МэВ/с

Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Д.Б.Понтекорво,
А.М.Рождественский, М.Г.Сапожников, В.И.Третьяк,
И.В.Фаломкин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ф.Балестра, С.Боссоласко, М.П.Бусса, Л.Буссо,
А.Граско, Д.Панциери, Г.Пираджино, Ф.Тоселло,
Л.Ферреро, Е.Фиорамонти

Институт общей физики им. А.Авогадро,
Туринский университет, секция ИНФН в Турине, Италия

Р.Барбиери, Д.Бендишоли, А.Зенони, А.Ротонди,
П.Сальвини

Факультет ядерной физики и теории, Университет Павии,
секция ИНФН в Павии, Италия

К.Гуаральдо, А.Маджиора

Национальная лаборатория ИНФН во Фраскати, Италия

Э.Лоди-Риццини

Факультет промышленной автоматики, Университет Брешии,
секция ИНФН в Павии, Италия

К.Миклебост, Й.М.Олсен, А.Хаатуфт, А.Халштейнслид
Физический факультет, Университет Бергена, Норвегия

Ф.О.Брейвик, С.О.Соренсен, Т.Якобсен

Физический факультет Осло, Норвегия

Измерены сечения образования Λ -гиперонов и K_S^0 -мезонов
при аннигиляции антипротонов в ⁴Не при 600 МэВ/с:

$$\sigma(\Lambda) = (4,25 \pm 0,64) \text{ мб} \quad \sigma(K) = (4,51 \pm 0,60) \text{ мб.}$$

Было найдено, что отношение выходов Λ/K_S^0 составляет

$$R = \sigma(\Lambda) / \sigma(K) = 0,94 \pm 0,19.$$

Спектры быстрот и импульсов частиц удовлетворительно объясняются в предположении образования Λ во вторичных взаимодействиях K -мезонов (образовавшихся в $\bar{p}N$ -аннигиляции) внутри ядра.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Production of Neutral Strange Particles in \bar{p} - ${}^4\text{He}$ Annihilation at 600 MeV/c

Yu.A.Batusov et al.

Cross sections of Λ -hyperons and K_s^0 -mesons production in antiproton annihilation in ${}^4\text{He}$ at 600 MeV/c have been measured:

$$\sigma(\Lambda) = (4.25 \pm 0.64) \text{ mb} \quad \sigma(K) = (4.51 \pm 0.60) \text{ mb}.$$

The Λ/K_s^0 yield ratio was found to be:

$$R = \sigma(\Lambda)/\sigma(K) = 0.94 \pm 0.19.$$

Rapidity and momentum spectra of particles are satisfactorily explained by the hypothesis about Λ production in secondary interactions of K -mesons (which appeared in $\bar{p}N$ -annihilation) inside the nucleus.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

1. Введение

Недавние эксперименты^{/1-3/} по изучению образования странных частиц в аннигиляции антипротонов на ядрах привели к неожиданным, на первый взгляд, результатам. Так, в работе^{/1/}, где измерялось сечение образования Λ , $\bar{\Lambda}$ и K_s^0 -мезонов при аннигиляции антипротонов в тантале при 4 ГэВ/с, был обнаружен аномально высокий выход Λ -гиперонов, в два раза превышающий выход K_s^0 -мезонов. В то же время известно, что при аннигиляции антипротонов в водороде или на легком ядре — дейтерии^{/2/}, сечение рождения K_s^0 -мезонов в пять раз превосходит сечение образования Λ . Еще более удивительные результаты получены в эксперименте PS-179^{/3/}, где исследовалось рождение нейтральных странных частиц в аннигиляции антипротонов в неоне при 600 МэВ/с. При этой энергии невозможно образование Λ на одном нуклоне, поскольку порог реакции $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ составляет $p_0 = 1435$ МэВ/с (ассоциативное рождение Λ с K -мезонами типа $pN \rightarrow \Lambda K$ также запрещено вследствие закона сохранения барионного числа). Тем не менее оказалось, что и в этом случае отношение R сечений рождения Λ и K_s^0 есть $R = 2.3 \pm 0.7$.

В настоящей работе мы продолжили изучение образования нейтральных странных частиц в аннигиляции антипротонов с другой мишенью — ядром ${}^4\text{He}$ при 600 МэВ/с. Оказалось, что и в этом случае Λ -частицы образуются с заметной вероятностью: $R = 0.94 \pm 0.19$. Наблюдаемые характеристики Λ и K_s^0 хорошо согласуются с расчетами, выполненными в предположении образования Λ в процессах перерассеяния K -мезонов, образовавшихся в $\bar{p}N$ -аннигиляции.

2. Процедура обработки событий

В работе исследуется образование нейтральных странных частиц в реакции аннигиляции медленных антипротонов с ядрами гелия:



Данные получены при облучении стримерной камеры ^{/4/} пучком антипротонов с импульсом 607,7 МэВ/с на ускорителе LEAR в CERN. Антипротонный пучок LEAR характеризуется высоким разрешением по величине импульса $\Delta p/p \approx 10^{-3}$ и полным отсутствием примесей пионов и каонов. Диаметр пучка составляет примерно 1 см. Система триггера обеспечивала фотографирование рабочего объема камеры (90x70x18 см ³) только в случае взаимодействия антипротона. Самошунтирующаяся стримерная камера в магнитном поле (0,8 Тл) была заполнена газом гелия (при атмосферном давлении). Малая толщина мишени (15 мг/см²) позволяет регистрировать низкоэнергетичные (например, протоны с энергией до 200 кэВ) частицы с короткими пробегами. Методика проведения обработки полученного материала подробно рассматривается в работе ^{/5/}.

С целью поиска кандидатов на распад нейтральной странной частицы — вилок было просмотрено примерно 10^5 фотографий, из которых 40000 снимков — дважды для определения эффективности просмотра. Всего было зарегистрировано 139 вилок, связанных с вершиной p -Не-взаимодействия. Найденные события изменились на полуавтоматах ПУОС и обрабатывались программой геометрической реконструкции и кинематического анализа HYDRA. После отбора событий, удовлетворяющих кинематике распада K_S° или Λ , осталось 113 V° -частиц ($62 K_S^\circ$ 51Λ), которые образовались в 108 взаимодействиях (в 5 случаях были зарегистрированы пары $K_S^\circ \bar{K}_S^\circ$ и $\Lambda \bar{\Lambda}^\circ$). Сравнительно небольшие импульсы частиц (до 1 ГэВ/с) позволяли проводить идентификацию заряженных частиц по ионизации, что облегчало разделение Λ и K_S° в тех случаях, когда кинематический анализ давал неоднозначные результаты. Средние значения эффективных масс V° -частиц

$$M_\Lambda = (1120 \pm 7) \text{ МэВ/с}^2 \text{ и } M_{K^\circ} = (489 \pm 15) \text{ МэВ/с}^2$$

хорошо согласуются с табличными.

Для дальнейшего анализа был проведен отбор событий, удовлетворяющих следующим критериям:

- 1) вершина взаимодействия антипротона должна располагаться не менее чем в 15 см от передней и задней (вдоль пучка) границ камеры;

2) вершина распада V° должна лежать в пределах эффективного объема — не менее 15 см от границ камеры вдоль оси пучка, не менее 10 см от боковых стенок камеры и не менее 4 см от верхнего и нижнего стекол камеры;

3) вершина распада V° должна отстоять от точки аннигиляции не менее чем на 1 см.

Первые два критерия обеспечивают хорошие условия для регистрации вершин и измерения треков на длине, достаточной для определения импульсов и углов частиц. Введение последнего критерия обусловлено потерей части V° , распадающихся вблизи звезды. Этим критериям удовлетворяют $56 K_S^\circ$ и 44Λ .

Потери V° -частиц, распадающихся вне границ эффективного объема или недалеко от звезды, учитывались введением веса для каждого события — величины, обратной вероятности его регистрации. Для индивидуального события эта вероятность a определяется импульсом p и углом θ вылета V° относительно налетающей частицы. Значение a вычислялось с помощью моделирования. Разыгрывалось N_0 ($= 1000$) случаев (p и θ фиксированы), в которых варьировались:

- положение звезды (в пределах, ограниченных условием 1);
- азимутальный угол вылета V° (из равномерного распределения в диапазоне $0-2\pi$);

в) его пробег L (из распределения $\exp(-L/L_0)$, где L_0 — среднее значение пробега, зависящее от величины импульса p). В каждом случае проверялось выполнение условий 3 ($L > 1$ см) и 2 (по вычисленному положению точки распада V°). Тогда для данного события вероятность регистрации есть $a = N/N_0$, где N — число случаев, удовлетворяющих этим условиям. Таким образом, вес события W ($= 1/a$) учитывает потери V° с данными значениями p и θ . Среднее по событиям значение веса для Λ равно 1,93 и для K_S° — 1,81. В этом весе не учитывается распад V° на нейтральные частицы, так как вклад от этого одинаков для частиц одного типа и при вычислении сечения входит отдельным множителем.

3. Сечения и характеристики V° -частиц

Сечения образования Λ и K_S° в аннигиляции антипротонов на ядрах гелия, а также их отношение R приведены в табл.1 совместно с результатами других экспериментов (так как γ -кванты не регистрировались, в сечении образования Λ -гиперонов имеется вклад от процесса $\bar{p}^4\text{He} \rightarrow \Sigma^0 X, \Sigma^\circ \rightarrow \Lambda \gamma$).

Как видно из табл.1, сечения образования Λ довольно значительны $\sigma(\Lambda) \approx \sigma(K)$ даже для такого легкого ядра, как ${}^4\text{He}$. Поскольку при 600 МэВ/с образование Λ на одном нуклоне (порог

Таблица 1

	^2H /2/	^4He	^{20}Ne /3/	Ta /1/
	600 МэВ/с		607,7 МэВ/с	4 ГэВ/с
$\sigma(\Lambda)$, мб	$0,42 \pm 0,09$	$4,25 \pm 0,64$	$12,3 \pm 2,8$	192 ± 12
$\sigma(K)$, мб	$2,6 \pm 0,4$	$4,51 \pm 0,60$	$5,4 \pm 1,1$	82 ± 6
$R = \sigma(\Lambda) / \sigma(K)$	$0,16 \pm 0,04$	$0,94 \pm 0,19$	$2,3 \pm 0,7$	$2,4 \pm 0,3$

реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ составляет $p_0 = 1435$ МэВ/с) запрещено, то объяснить обильное рождение Λ на ядрах можно только, предположив большую вероятность процессов, в которых принимают участие несколько нуклонов.

Средние значения быстрот (в лабораторной системе) составляют $\langle u \rangle_\Lambda = 0,07 \pm 0,03$ и $\langle u \rangle_K = 0,33 \pm 0,11$. Как видно, они сильно отличаются друг от друга. Если считать, что Λ (K_S^0) рождаются в первичном акте аннигиляции налетающего антипротона, то такое различие в быстротах служит указанием на то, что Λ -частицы и K_S^0 -мезоны образуются как бы от разных источников. Так, для того чтобы определить систему покоя источника "испарения" Λ -частиц (в которой $\langle u \rangle \approx 0$), надо предположить, что они рождаются на многонуклонном кластере. В случае же K_S^0 -мезонов сдвиг по быстроте соответствует образованию K на одном нуклоне. Аналогичное различие между значениями быстрот в спектрах Λ и K -мезонов наблюдалось и в экспериментах^{1,3}.

В литературе обсуждалось по крайней мере два механизма рождения Λ на ядрах: а) образование Λ в перерассеянии аннигиляционных мезонов⁶ и б) испарение файерболов с отличным от нуля барионным зарядом⁷. Рассмотрим обе возможности.

Перерассеяние аннигиляционных мезонов дает альтернативное объяснение малого значения быстроты для Λ -гиперонов. Последовательный анализ рождения Λ за счет таких процессов затруднен, поскольку помимо \bar{K} - и π -мезонов (которые могут образовывать Λ в реакциях ассоциативного рождения типа $\pi N \rightarrow K\Lambda$) необходимо учитывать также вклад от η - и ω -мезонов. Поэтому мы ограничились расчетом основных характеристик странных частиц (импульсов и быстрот) в следующих простых предположениях:

1) предполагалось, что распределения вторичных частиц имеют чисто кинематический характер, определяемый фазовым объемом реакции аннигиляции (модель 1):



2) предполагалось, что Λ рождаются при рассеянии \bar{K} -мезонов, образующихся в аннигиляции налетающего антипротона с одним из нуклонов ядра (модель 2) :



При проведении расчетов по модели 2 учитывалось ферми-движение нуклонов ядра, участвующих в реакциях (*) и (**). Характеристики вторичных π - и K -мезонов определялись фазовым объемом реакции (*). Характеристики же Λ -гиперонов были получены с учетом энергетической зависимости реакции (**). Считалось, что вероятность вторичного взаимодействия W , как функция импульса вторичного \bar{K} -мезона p_K , пропорциональна сечению реакции (**):

$$W(p_K) = \text{const } \sigma(\bar{K}N \rightarrow \Lambda\pi).$$

Параметризация энергетической зависимости сечения $\sigma(\bar{K}N \rightarrow \Lambda\pi)$ бралась, как и в работе /2/, в виде

$$\sigma(\bar{K}N \rightarrow \Lambda\pi) = 8,5 (0,6/p_K)^{1,41} \text{ мб}$$

при $0,1 < p_K < 0,6 \text{ ГэВ/с}$. Вне этого диапазона брались значения сечения, соответствующие крайним значениям p_K .

С помощью моделирования были получены распределения Λ , K_S^0 и π -мезонов по импульсу p , его продольной и поперечной компонентам (p_L , p_T) и быстроте u (в лабораторной системе). В табл.2 их средние значения сравниваются с экспериментальными. Для сравнения π -мезонов в табл.2 включены экспериментальные значения характеристик отрицательных частиц, которые в подавляющем большинстве должны быть π^- -мезонами, образующимися совместно с нейтральными странными частицами.

Для модели 2 приведены характеристики Λ , полученные не только с учетом энергетической зависимости реакции $\bar{K}N \rightarrow \Lambda\pi$ (I), но и без него (II). Кроме того, если вернуться к ассоциативному рождению Λ и K вторичными π -мезонами (образующимися в $\bar{p}N$ -аннигиляции), то в нашей области энергий оно возможно только за счет ферми-движения нуклонов ядра. Канал $\bar{p}N \rightarrow \pi\pi$, дающий π -мезоны достаточной энергии (порог реакции $\pi N \rightarrow \Lambda K$ равен $p_\pi \approx 900 \text{ МэВ/с}$), сильно подавлен. Ясно, что при таких больших значениях импульса налетающего

Таблица 2

		$\langle p \rangle$	$\langle p_T \rangle$	$\langle p_L \rangle$	$\langle y \rangle$
Эксперимент:	Λ	405 ± 35	332 ± 31	87 ± 36	$0,07 \pm 0,03$
$\bar{p}^4\text{He} \rightarrow \Lambda X$	π^-	341 ± 34	237 ± 27	138 ± 39	$0,36 \pm 0,11$
$\bar{p}^4\text{He} \rightarrow K^0 X$	K^0	571 ± 37	410 ± 32	217 ± 44	$0,31 \pm 0,06$
	π^-	392 ± 31	256 ± 22	158 ± 42	$0,39 \pm 0,10$
Модель 1:	Λ	688	528	161	0,12
$\bar{p}^4\text{He} \rightarrow \Lambda K_S^0 \pi^- NN$	K_S^0	543	416	96	0,13
	π^-	401	312	57	0,13
Модель 2:	(I) Λ	398	307	76	0,06
$\bar{p}N \rightarrow \bar{K} K_S^0 \pi^- \pi^-$ (II) Λ	Λ	463	353	136	0,11
$\bar{K} N \rightarrow \Lambda \pi^-$	K_S^0	445	317	203	0,31
	π^-	320	238	107	0,31
$\bar{p}N \rightarrow \pi \pi \pi \pi$	Λ	653	381	489	0,40
$\pi N \rightarrow \Lambda K$	π	488	366	153	0,31

π -мезона образующиеся Λ -гипероны должны вылетать вперед и обладать большой энергией. Это иллюстрируется включением в табл.2 характеристик Λ , полученных в расчетах, аналогичных модели 2 с заменой K на π -мезоны.

Из результатов, приведенных в табл.2, видно:

1) учет только фазового объема (модель 1) не воспроизводит наблюдаемые в эксперименте закономерности;

2) включение перерассеяния \bar{K} -мезонов без учета энергетической зависимости сечения $\sigma(\bar{K}N \rightarrow \Lambda \pi^-)$ (модель 2, расчет II) не воспроизводит среднее значение быстроты Λ -гиперонов;

3) перерассеяние π -мезонов, по-видимому, не может быть источником Λ , так как должно приводить к образованию "быстрых" Λ -частиц;

4) только вариант с перерассеянием \bar{K} -мезонов с учетом энергетической зависимости сечения $\sigma(\bar{K}N \rightarrow \Lambda \pi^-)$ (модель 2,

расчет I) приводит к вполне удовлетворительному описанию всех распределений как для Λ , так и для $K_S^0(\pi)$ -мезонов.

Обращает на себя внимание тот факт, что экспериментально наблюдаемое малое значение быстроты для Λ -гиперонов воспроизводится при учете перерассеяния \bar{K} -мезонов, то есть не требуется введения понятия о каких-либо многонуклонных кластерах, на которых возникали бы Λ .

Альтернативой модели перерассеяния аннигиляционных \bar{K} -мезонов, как источника подпороговых Λ -частиц, является механизм испарения файерболов с барионным числом $B=1$. Он предсказывает, что если такой файербол образовался, то среди продуктов его испарения должна быть заметная доля Λ -гиперонов (включая и Λ от распада Σ^0), которая может достигать $^{7/7}$ $Br(f \rightarrow \Lambda X) = 9,9\%$. Однако в этой модели неопределенной остается сама вероятность образования подобных файерболов в антипротон-ядерной аннигиляции. Если предположить, что все Λ -частицы в нашем эксперименте образовались только за счет испарения подобных файерболов, то можно получить ограничение на верхний предел вероятности W_f образования файерболов в $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции:

$$W_f = W(\Lambda) / Br(f \rightarrow \Lambda X) = 0,18,$$

где $W(\Lambda) = \sigma(\Lambda) / \sigma_R = 0,0177$ — выход Λ -гиперонов в аннигиляции антипротонов на ядрах гелия при 600 МэВ/с.

Если принять на веру, что действительно в $\approx 20\%$ случаев аннигиляции антипротонов на ${}^4\text{He}$ образуются подобные файерболы, то можно получить интересное следствие, касающееся вероятности редкого канала аннигиляции с вылетом только одного π -мезона. Как предсказывается в $^{8/8}$, вероятность испарения файербала по каналу $f \rightarrow \pi N$ составляет 0,07%, тогда можно получить, что

$$W({{}^4\text{He}} \rightarrow \pi + 3N) = W_f * Br(f \rightarrow \pi N) = 1,33 \cdot 10^{-4}.$$

Это следствие из наших экспериментальных данных (полученное в предположении справедливости модели файерболов) может быть проверено в экспериментах на установке OBELIX $^{8/8}$. Отметим, что это значение на порядок превосходит величину вероятности одномезонной аннигиляции в дейтерии, измеренной недавно в эксперименте на LEAR $^{9/9}$, $W(\bar{p}d \rightarrow \pi^- p) = (2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$.

4. Заключение

В настоящей работе определены сечения образования Λ -гиперонов и K_S^0 -мезонов при аннигиляции антипротонов в ${}^4\text{He}$

при 600 МэВ/с. Обнаружен аномально высокий выход Λ -гиперонов, сравнимый с выходом K^0_S -мезонов:

$$R = \sigma(\Lambda) / \sigma(K) = 0.94 \pm 0.19.$$

Спектры быстрот и импульсов частиц удовлетворительно объясняются в предположении образования Λ при перерассеянии аннигиляционных \bar{K} -мезонов. В то же время для получения сравнимого с экспериментальным сечения образования Λ в процессах перерассеяния необходимо, как показывают расчеты, учитывать вклад η - и ω -мезонов.

Если же предположить, что все Λ -частицы, возникшие в $\bar{p}^4\text{He}$ аннигиляции, образовались только за счет испарения файерболов с $B=1$, то можно получить ограничение на верхний предел вероятности образования файерболов в этом процессе: $W_f = 18\%$. Это, в свою очередь, дает оценку вероятности реакций однозарядной аннигиляции антипротонов на ^4He при 600 МэВ/с, которая по сравнению с аннигиляцией на дейтерии оказывается на порядок большей:

$$W(\bar{p}^4\text{He} \rightarrow \pi + 3N) = 1.33 \cdot 10^{-4}.$$

Считаем приятным долгом поблагодарить сотрудников группы пучков LEAR, обеспечивших максимально благоприятные условия для проведения настоящего эксперимента. Мы также выражаем благодарность Л.А. Кондратюку, Д.Э. Харзееву за обсуждение результатов. Особую признательность хотим выразить Л.А. Василенко, М.Н. Шелаевой, Г.А. Кульковой и В.В. Богдановой за работу по просмотру и измерениям.

Литература

1. Miyano K. et al. KEK Preprint 87-160, Tokyo, 1988.
2. Parkin S.J.H. et al. — Nucl. Phys., 1986, v.B277, p.634.
3. Balestra F. et al. — Phys. Lett., 1987, v.B194, p.192.
4. Balestra F. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1985, v.A234, p.30.
5. Balestra F. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1987, v.A257, p.114.
6. Che Ming Ko, Ruixi Yuan. — Phys. Lett., 1987, v.B192, p.31.
7. Cugnon J., Vandermeulen J. — Phys. Rev., 1987, v.C36, p.2726.
8. Armenteros R. et al. CERN Proposal CERN/PSCC/86-4, PSCC/P95, Geneva, 1986.
9. Smith G.A. et al. Preprint of Pennsylvania State University, PSU/HEP 87-03, 1987.

Рукопись поступила 28 ноября 1988 года.

CALCULATION OF SPIN-FLIP AMPLITUDE
OF CHARGE-EXCHANGE PROCESS $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$

S.V.Goloskokov, O.V.Selyugin, V.G.Teplyakov*

It is shown that the spin-flip amplitude of the charge-exchange $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ reaction calculated in the dynamical model of hadron interactions correctly reproduces basic features of the spin-flip amplitude determined by the amplitude analysis of experimental data at $p_L = 40$ GeV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Вычисление амплитуды с изменением спиральности
реакции перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$

С.В.Голосков, О.В.Селюгин, В.Г.Тепляков

Проведено вычисление амплитуды с переворотом спина реакции перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$. Вычисления выполнены в рамках динамической модели взаимодействия адронов с учетом сильных формфакторов. Показано, что полученная амплитуда передает основные свойства соответствующей амплитуды, определенной на основе анализа экспериментальных данных при $p_L = 40$ ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Large polarization^{/1/} revealed in different charge-exchange processes at 40 GeV/c indicates a large size of the spin-flip amplitude in such reactions. It has been shown in works^{/2/} on the basis of the amplitude analysis that the spin-flip amplitude of the reaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ at $p_L = 40$ GeV/c and $|t| = 0.1 \div 0.2$ GeV² is about twice as great as the spin-non-flip amplitude. Such a large size of T_{+-} requires a theoretical explanation.

The purpose of this work is to calculate the spin-flip amplitude of the charge-exchange reaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ in the framework of a dynamical model of hadron interactions^{/3/}. The model allows us to calculate the contribution of quark-antiquark pairs, surrounding the hadron, which are regarded approximately as π -mesons, to the high energy scattering amplitude.

* Gomel Polytechnical Institute, USSR

Earlier, the description was obtained of polarization effects of pp-scattering ^{/4/} in which contributions of resonances in the s-channel were considered with the help of phenomenological parameters. In this work we calculate the contribution of the nucleon and Δ_{33} -isobar excitation to the spin-flip amplitude of the charge-exchange reaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$.

Let us consider the meson-nucleon scattering. The contribution of the diagram, fig. 1, to the scattering amplitude with N (Δ -isobar) in the intermediate state looks as follows:

$$T_{N(\Delta)}^{\lambda_1 \lambda_2}(s, t) = \frac{g_{\pi NN(\Delta)}^2}{i(2\pi)^4} \int d^4 q T_{\pi\pi}(s', t) \phi_{N(\Delta)}^{[(k-q)^2, q^2]} \phi_{N(\Delta)}^{[(p-q)^2, q^2]} \times \\ \Gamma_{N(\Delta)}^{\lambda_1 \lambda_2}(q, p, k) \\ [q^2 - M_{N(\Delta)}^2 + i\epsilon] [(k-q)^2 - \mu^2 + i\epsilon] [(p-q)^2 - \mu^2 + i\epsilon], \quad (1)$$

here λ_1 and λ_2 are relevant helicities of nucleons; $T_{\pi\pi}$ is the $\pi\pi$ scattering amplitude; Γ , the matrix element of the numerator of diagram; ϕ , the vertex functions chosen in the dipole form;

$$\phi_{N(\Delta)}(\ell^2, q^2 \sim M_{N(\Delta)}^2) = \frac{\beta_{N(\Delta)}^4}{(\beta_{N(\Delta)}^2 - \ell^2)^2}. \quad (2)$$

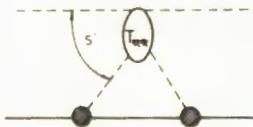


Fig. 1. Contribution of 2-meson exchange to the charge-exchange reaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$.

Using the light-cone variables and integrating (1) we obtain for the spin-flip amplitude:

$$T_{N(\Delta)}^{+-}(s, t) = \frac{g_{\pi NN(\Delta)}^2 \beta_{N(\Delta)}^8}{2(2\pi)^3} \int_0^1 dx x^5 M_{\pi\pi}(s', t) \times \\ \times \int \frac{d^2 \vec{q}_\perp \Gamma_{N(\Delta)}^{+-}(q_\perp, p, k)}{(\vec{q}_\perp^2 + d)(\vec{q}'_\perp^2 + d)(\vec{q}_\perp^2 + a)^2 (\vec{q}'_\perp^2 + a)^2}; \quad (3)$$

$$\vec{q}' = \vec{q} + x(\vec{p} - \vec{k}) ; \quad d = (M_N^2 - x M_N^2)(1-x) + \mu^2 x ;$$

$$a = (M_N^2 - x M_N^2)(1-x) + \beta_{N(\Delta)}^2 x . \quad (3)$$

The matrix element of the nucleon-intermediate-state contribution has the form:

$$\Gamma_N^{+-} = \Delta M_N(x-1) ,$$

here Δ is a transfer momentum.

For a standard choice of the lagrangian of the $\pi N \Delta$ — interaction and Δ_{33} — propagator (see, for example ^{4/}) we have:

$$\Gamma_\Delta^{\lambda_1 \lambda_2} = \bar{u} \lambda_1(p) (\hat{q} + M_\Delta) [(pk) - \frac{1}{3} \hat{p} \hat{k} - \frac{2(pq)(kq)}{3M_\Delta^2} + \frac{(pq)\hat{k} - (kq)\hat{p}}{3M_\Delta}] u \lambda_2(k) .$$

As a result, we obtain for the helicity-flip matrix element:

$$\begin{aligned} \Gamma_\Delta^{+-} &= \Delta \{ (pk)(xM_N + M_\Delta) + \frac{M_N^2}{3}(xM_N - M_\Delta) - \\ &- \frac{2(pq)(kq)}{3M_\Delta^2} (xM_N + 2M_\Delta) + \frac{M_N}{3M_\Delta} ((pq) + (kq))(xM_N - M_\Delta) \} , \end{aligned} \quad (4)$$

where

$$(pk) = M_N^2 + \frac{\Delta^2}{2} ; \quad (kq) = \frac{q_\perp^2 + M_\Delta^2}{2x} + \frac{xM_N^2}{2} ,$$

$$(pq) = \frac{q_\perp^2 + M_\Delta^2}{2x} + x \frac{M_N^2 + \Delta^2}{2} - \vec{\Delta}_\perp \vec{q}_\perp .$$

In calculating integrals (3) we used the simplest Gaussian parametrization of the charge-exchange amplitude of $\pi\pi$ scattering:

$$T(s, \Delta) = (1 + i) H \exp(-b\Delta^2) \sqrt{s} .$$

$$H = 3.3 \text{ GeV}^{-1}, \quad b = b_0 + \alpha (\ln s - i\pi/2); \quad b_0 = 3.3 (\text{GeV})^{-2}; \quad \alpha = 0.9 , \quad (5)$$

which is close to that used in ¹⁸. We also used the following values of the parameters:

$$\beta_N^2 = 3.4 \text{ (GeV)}^2; \quad \beta_\Delta^2 = 1.5 \text{ (GeV)}^2,$$

which corresponds to ¹⁷, and the coupling constants

$$\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} = 14.8; \quad \frac{g_{\pi N\Delta}^2}{4\pi} = 21 \text{ (GeV)}^{-2}.$$

The consideration of isotopic factors in integrals (3) leads to the following expressions for the amplitude of interaction:

$$T_0^{+-} = \frac{1}{2}(T_{+}^{\pi^+ p} + T_{-}^{\pi^- p})^{+-} = 3T_N^{+-} + 2T_\Delta^{+-}$$

$$T_{\pi^- p \rightarrow \pi^0 n}^{+-} = \frac{1}{\sqrt{2}}(T_{+}^{\pi^+ p} - T_{-}^{\pi^- p})^{+-} = 2\sqrt{2}T_N^{+-} - \frac{2\sqrt{2}}{2}T_\Delta^{+-}.$$
(6)

As a result, the contributions of N and Δ states are essentially compensated in elastic processes. These contributions add together in the charge-exchange processes ¹⁸. It makes the spin-flip amplitude large in $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ reactions.

The leading asymptotic term of the spin-flip amplitude of the charge-exchange process $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, obtained in the framework of the model, is shown in fig. 2. It is seen that it correctly reproduces basic features of the spin-flip amplitude determined by the amplitude analysis of the experimental data at $p_L = 40$ GeV. It is to be emphasized that this model leads to the identical energy dependence of the spin-flip and non-flip amplitudes. Consequently the spin effect obtained on its basis does not disappear in the asymptotic energy range. Note that a somewhat smaller size of the spin-flip amplitude calculated by us, T_{+-}^{cal} , (see fig. 1) can be connected not only with neglected $1/s$ — terms of the scattering amplitude but also with the spin-flip amplitude determined by a quark-antiquark pair which appears in the 3P_0 state upon disruption of a coloured tube ¹⁸. The same behaviour of the spin-flip amplitude is typical of the models ¹⁹.

Note in conclusion that the spin-non-flip amplitude T^{++} should also be known for the calculation of particular physical effects. However, it is known that it is insufficient to regard only the contribution of large-distance effects defined by the diagram in fig. 1 for the defini-

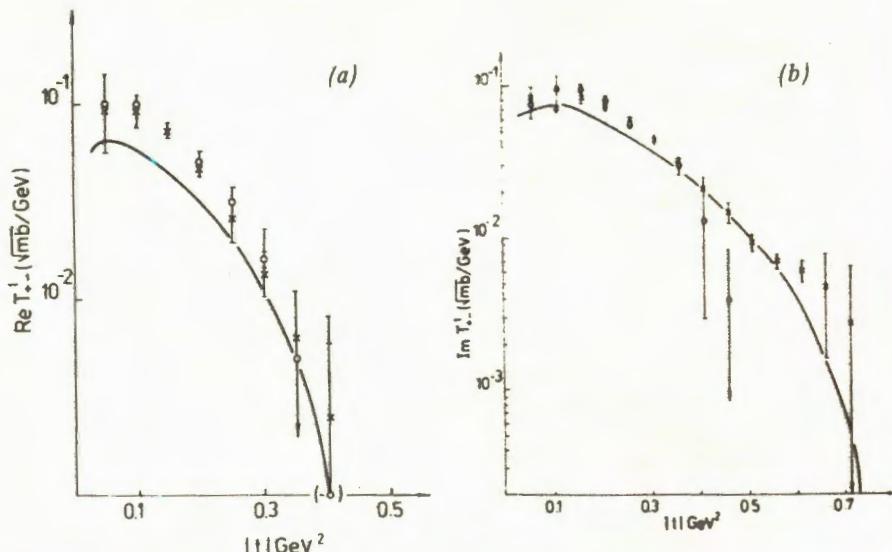


Fig. 2. Real (a) and imaginary (b) parts of the amplitude T_1^{+-} ; \diamond from the work^[2a]; the decision "B" from the work^[2b].

tion of the spin-flip amplitude and it is necessary to take into account the interaction of the central parts of hadrons^[10]. At present, this contribution cannot be calculated and it should be taken into account phenomenologically. This permits us to carry out the analysis of experimental data on the elastic $\pi^+ p$ scattering and to make predictions on the size of polarization effects in these reactions.

References

1. Solovyanov V.L. In: VII International Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino, 1986, p.26.
2. Kazarinov Yu.M. et al. JINR, P1-85-426, Dubna, 1985.
Apokin V.D. et al. — Yad. Fiz., 1983, v.38, p.956.
3. Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Selygin O.V. — Yad. Fiz., 1982, v.35, p.1530.
4. Goloskokov S.V. — Yad. Fiz., 1984, v.39, p.913.
Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Selygin O.V. — Yad. Fiz., 1987, v.46, p.195.
5. Gasiorowicz S. Elementary Particle Physics. M.: Nauka, 1969.
6. Boreskov K.G. et al. — Yad. Fiz., 1978, v.27, p.813.

7. Machleidt R., Holinde K., Elster Ch. — Phys. Rep., 1987, v.149, p.1.
8. Levintov I.I. Preprint ITEF 87-162.
9. Soloviev L.D., Shchelkachev A.V. — Particles and Nuclei, 1975, v.6, p.571; Ednreal V.F., Troshin S.M., Tyurin N.E. — Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1979, v.30, p.356; Bourrely C., Soffer J., Wu T.T. — Phys. Rev., 1979, v.D19, p.3249.
10. Goloskokov S.V., Kuleshov. S.P., Selygin O.V. — Particles and Nuclei, 1987, v.18, p.39.

Received on November 3, 1988.

А-ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ ПИОНОВ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

И.М.Беляев^{*}, О.П.Гаврищук, Л.С.Золин, В.Ф.Переседов

Рассматривается А-зависимость сечений образования кумулятивных пионов на основе сравнения данных по относительным выходам пионов на ядрах Be, C, Al, Ti, Mo, W под углом 159° л.с. при энергии первичных протонов E_0 от 25 до 62 ГэВ. Отмечается регулярная зависимость А-поведения от кумулятивной переменной X. Результаты сопоставлены с данными при энергии $E_0 \leq 10$ ГэВ. Обсуждается возможная интерпретация наблюдаемого поведения на основе гипотезы о флюктонах механизме рождения пионов в кумулятивной области.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

A-Dependence of Cumulative Pion Production Cross Sections in Proton-Nuclear Interactions at High Energies

I.M.Belyaev et al.

The A-dependence of cumulative pion production yield cross-sections on the basis of the comparison of the data on relative pion yields on Be, C, Al, Ti, Mo and W-nuclei at the 159° angle l.s. for the incident proton energy E_0 from 25 to 62 GeV is considered. The regular A-dependence on cumulative variable X is noted. The results are compared with the data at $E_0 \leq 10$ GeV. A possible interpretation of the observed behaviour on the basis of the hypothesis of the flucton mechanism of the pion production in the cumulative region is discussed.

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

Изучение кумулятивного образования частиц при взаимодействии релятивистских частиц с ядрами^{/1/} позволяет выделить процессы, связанные с коллективными эффектами в ядрах, которые могут быть интерпретированы как проявление короткоживущих нуклонных корреляций или флюктуаций плотности ядерного вещества (флюктоны). Изучение свойств подобных коллектив-

*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

ных образований путем регистрации адронных продуктов взаимодействия, очевидно, может быть затруднено процессами вторичных взаимодействий в ядерном веществе, поэтому вопрос о роли последних является одним из наиболее актуальных в релятивистской ядерной физике. Во многих случаях теория может довольствоваться результатами измерений на легких ядрах, где роль вторичных эффектов снижена. Однако при изучении кумулятивных процессов желательно использовать весь доступный набор ядерных мишеней, чтобы получить, в частности, сведения о зависимости вероятности образования флюктона различной массы от атомного номера ядра и других характеристик ядерного вещества (распределения плотности нуклонов в ядре, изотопического состава и т.д.). Исследование А-зависимости выхода кумулятивных частиц — один из способов получения подобной информации.

Первые сведения об А-зависимости кумулятивного образования пионов^{/2/} привели к заключению, что она имеет усиленный характер, существенно отличающийся от зависимости типа $A^{2/3}$, характерной для большинства процессов взаимодействия частиц с ядрами. Это было воспринято как указание на локальный характер взаимодействия, ответственного за образование кумулятивных мезонов, которое происходит на уровне точечных конституентов; при этом должна проявляться А-зависимость партонного типа (A^1).

Сравнительно малая величина сечения кумулятивного процесса затрудняла долгое время получение достаточно полных и точных данных по А-зависимости сечений образования кумулятивных частиц разного типа. Первое детальное комплексное исследование А-зависимости кумулятивного образования пионов, каонов и протонов представлено в работе^{/3/}. При энергии протонного пучка 8,9 ГэВ в реакции $p + A \rightarrow \pi^\pm + \dots$ и импульсе пионов $q = 500$ МэВ/с (что соответствует значению кумулятивной переменной $X = 1,3^*$) измерены сечения для 15 различных ядер, в том числе на изотопных наборах для некоторых из них. Позднее были

* При представлении спектров кумулятивных частиц используют различные безразмерные переменные. Мы пользуемся здесь кумулятивной переменной $X^{1/3}$, определяемой как минимальная масса мишени (в единицах массы нуклона m_N), необходимая для рождения в инклузивной реакции $a + (X \cdot m_N) \rightarrow c + \dots$ частицы "c" с данным импульсом. X существенно зависит от энергии E_0 первичной частицы "a" в области $E_0 < 10$ ГэВ. При $E_0 \gg m_N$ X приближается по величине к фейнмановской переменной X_F и переменной светового конуса $\alpha = (E_c - q \cos \theta_c)/m_N$.

получены данные и при $q = 800 \text{ МэВ/с}$ ($X = 2,1$)^{4/4}. Авторами отмечено, что поведение сечений (нормированных на один нуклон ядра мишени) в обоих случаях подобно и показывает быстрый рост с увеличением A до 20:30, оставаясь в дальнейшем в пределах ошибок постоянным. При этом A -поведение показывает явно выраженную X -зависимость при $X < 1$, отсутствие таковой при $X > 1$ и может быть представлено в форме^{3,5/}

$$E(d\sigma/d^3q) \sim A^{m(X)}, \quad \text{где} \quad m(X) = \begin{cases} 2/3 + X/3 & \text{при } X < 1, \\ 1 & \text{при } X \geq 1. \end{cases} \quad (1)$$

Характерно различие формы A -зависимости для кумулятивных частиц разного типа, а именно, протоны и K^+ -мезоны демонстрируют подобное поведение (с $m > 1$ при $X > 1$), но существенно отличное от наблюдаемого у пионов^{3/7}. Это явление может быть связано как с разным механизмом образования кумулятивных частиц разного кваркового состава, так и с различной вероятностью их вторичных взаимодействий в ядре.

Данные, полученные на спектрометре кумулятивных адронов (СКА) ОИЯИ^{8/} и данные группы ИТЭФ^{7/} существенно дополняют сведения о поведении сечений образования кумулятивных адронов в широком интервале значений кумулятивной переменной X и энергии первичного пучка протонов. Измерения на спектрометре СКА^{7/} были выполнены нами на ускорителе ИФВЭ (Серпухов)

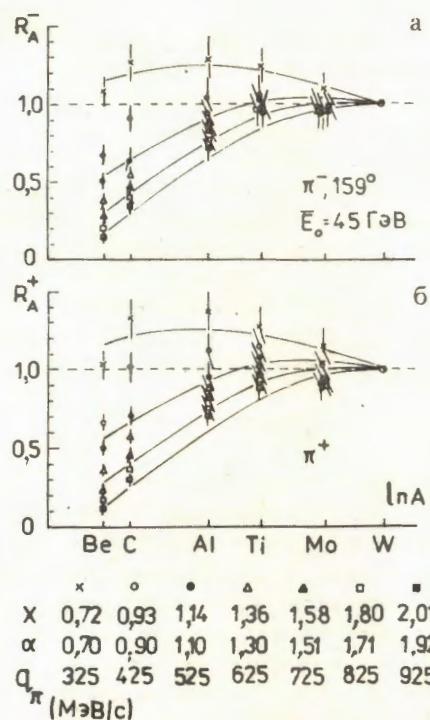


Рис.1. Отношения нормированных на нуклон сечений при $E_0 = 45 \text{ ГэВ}$. Кривые – расчетные значения R_A для $X=0,72$; 1,14; 1,58 и 2,01 при аппроксимации сечений согласно (6).

в диапазоне энергий 15÷65 ГэВ под углом 159° на шести ядрах: Be, C, Al, Ti, Mo, W. Сечения образования кумулятивных пионов измерены в интервале импульсов от 250 до 950 МэВ/с. Измерения на указанном наборе ядер проведены в нескольких сеансах работы ускорителя У-70. С целью снижения влияния систематических погрешностей на отношение сечений на различных ядрах в каждом сеансе проводились контрольные измерения на ядре вольфрама. В интервале энергий $E_0 = 15 \div 65$ ГэВ инвариантные сечения образования π-мезонов под углом 159° меняются незначительно, а наклоны энергетических спектров практически постоянны^{/8/}. Наибольшие различия отмечаются в основном со стороны нижней границы интервала E_0 . Поэтому при рассмотрении A-зависимости мы использовали данные для сечений, усредненные по интервалу 25÷65 ГэВ. На рис.1 показаны отношения нормированных на нуклон инвариантных сечений $\sigma_A = (E/A) (d\sigma/d^3q)$ на ядрах Be, C, Al, Ti, Mo к подобным сечениям на вольфраме для 6 значений кумулятивной переменной X при $E_0 = 45$ ГэВ. Представленные результаты позволяют сделать вывод о явно выраженной зависимости R_A от X, а именно, с ростом X наблюдается

уменьшение R_A . Для легких ядер в кумулятивной области при изменении X от 1,1 до 2,0 R_A уменьшается более чем вдвое.

На рис.2 представлены данные, относящиеся к области $E_0 \leq 10$ ГэВ: отмеченные выше результаты ЛВЭ ОИЯИ^{/3/} при $E_0 = 8,9$ ГэВ и результаты ИТЭФ для $E_0 = 10,1$ ГэВ (в последнем случае представлены значения

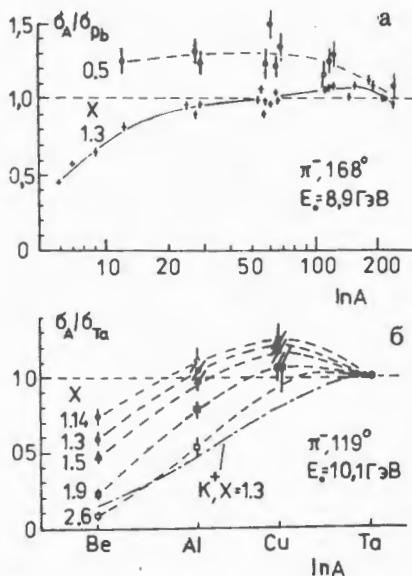


Рис.2. Отношения нормированных на нуклон сечений при $E_0 = 8,9$ ГэВ^{/2/} и $E_0 = 10,1$ ГэВ^{/3/}. Кривые проведены для наглядности (от руки).

*Ошибки δR_A (10%) обусловлены в основном погрешностью в абсолютной нормировке мониторов для различных ядер, погрешность относительных измерений по E_0 (при X) существенно меньше (статическая ошибка в большей части импульсного спектра, как правило, не превышала 3%).

$R_A = \sigma_A / \sigma_{Ta}$, полученные на основании данных по инвариантным сечениям реакции $p + A \rightarrow \pi^\pm (119^\circ) + \dots$ из работы ⁸).

При значительном различии в энергии первичных протонов E_0 и углах вылета π -мезонов (различные p_T) все эксперименты демонстрируют в перекрывающейся области значений X сходную зависимость от A : с увеличением X отклонение от A -зависимости объемного типа ($R_A = 1$) нарастает. Более того, при дальнейшем росте X A -зависимости, проявляемые π^\pm - и K^\pm -мезонами, сближаются (рис.2).

Нетривиальный характер A -зависимости отмечен, как известно, и в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию лептонов на ядрах ⁹ и в экспериментах по рождению адронов с большими поперечными импульсами ^{10,11}. Во втором случае A -зависимость сечений была представлена в виде

$$f_A = C \cdot A^{a(p_T)}, \quad (2)$$

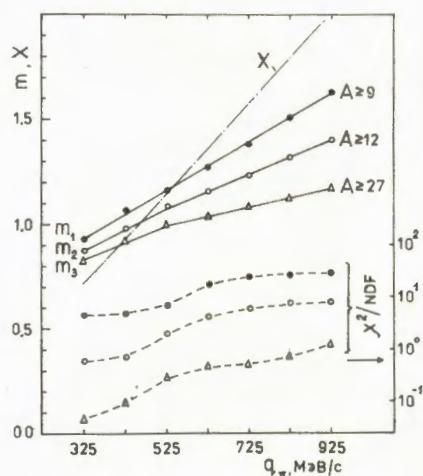
при этом в ¹¹ наблюдался рост a от 0,9 до 1,4 при увеличении p_T от 1 до 4 ГэВ/с. Объясняя наблюдаемую A -зависимость, авторы работы ¹¹ учитывали повторное рассеяние partонов в ядерном веществе и поглощение рожденных адронов, вероятность этих процессов связывалась с длиной формирования адронов ℓ_f . Для $p_T = 1$ ГэВ/с была получена оценка $\ell_f \approx 4$ фм.

Если описывать A -зависимость кумулятивных сечений для углов, близких к 180° ($p_T \sim 0$), выражением вида

$$f_A = C \cdot A^{m(X)}, \quad (3)$$

то следует отметить, что $m(X)$ существенно зависит от нижней границы A_{min} рассматриваемого диапазона A . На рис.3 показано поведение $m(X)$ при аппрок-

Рис.3. Поведение параметра $m(X)$ при различном ограничении интервала A снизу: $m_1 = 0,56 + 0,53 \cdot X$ ($A_{min} = 9$); $m_2 = 0,81 + 0,40 \cdot X$ ($A_{min} = 12$); $m_3 = 0,75 + 0,21 \cdot X$ ($A_{min} = 27$). Пунктиром показан χ^2 -критерий для трех значений A_{min} .



симации наших данных для трех значений A_{\min} . Описание вида (3) удовлетворительно ($\chi^2/NDF \sim 1$) только в области средних и тяжелых ядер ($A > 27$). Характерно, однако, что во всех случаях $m(X)$ линейно растет с X . Подобный линейный рост в A -зависимости предсказывается "горячими" флюктонаами моделями^{/12/}, в которых предполагается, что нуклонный кластер формируется налетающей частицей в результате сжатия нуклонов в когерентной трубке вдоль траектории частицы-снаряда. Таким образом, наблюдаемая A - зависимость не противоречит моделям такого типа.

Многими авторами предпочтение отдается, однако, "холодным" моделям, в которых допускается формирование флюктона в изолированном ядре в результате флюктуационных процессов. При этом реализоваться они могут в виде многокварковых бесцветных систем с числом кварков ($3K$), кратным трем. Вероятность образования подобных мультикварковых кластеров зависит от плотности ядерной материи и, возможно, от ее температуры. В работах^{/13,14/} вероятность рождения флюктона разной массы ($K = 2, 3, \dots$) определяется через статистическую вероятность попадания " K " нуклонов идеального нуклонного газа в малый корреляционный объем V_ξ радиуса r_s (близкого к радиусу нуклонного кора):

$$\beta_K^A = \left(\frac{A}{K}\right) \left(V_\xi / V_0\right)^{K-1} \cdot A^{1-K} \approx (A/K!) \left(V_\xi / V_0\right)^{K-1} \quad (4)$$

при $A \gg K$

(V_0 — объем нуклона, $A \cdot V_0$ — объем всего ядра), или через распределение плотности нуклонов в ядре ρ_N :

$$\beta_K^A = (A/K!) \left(\frac{4\pi}{3} \cdot \xi^3 \rho_N\right). \quad (5)$$

На основе известной X - зависимости элементарного процесса $p + p \rightarrow \pi + \dots$ и в предположении, что форма X - зависимости сохраняется в процессе $p + \text{флюктон} \rightarrow \pi + \dots$ при замене $X \rightarrow X_K = X/K$ ^{/13,14/}, получено удовлетворительное описание спектра пионов в кумулятивной ядерной реакции на ядре ^{12}C с использованием двух параметров — ξ (0,75 фм) и параметра, учитывающего отличие импульсного распределения партонов сталкивающихся частиц от асимптотического.

Мы сделали попытку описать наши данные для реакции $p + A \rightarrow \pi (159^\circ) + \dots$ на шести ядрах, применяя подобную технику и используя значения ρ_N в соответствии с известной профильной функцией ядер. Удовлетворительного описания данных по совокупности ядер получить таким образом не удалось. Очевидно, необходима коррекция соотношения (5) для поверхностного слоя ядра, однако физически обоснованный подход для про-

введения такой коррекции нам не ясен. Кроме того, представляется необоснованным пренебрежение поглощением пионов при их прохождении через ядро. Корректному введению соответствующих поправок здесь мешает неопределенность, вызванная незнанием механизма формирования адронов в ядерном веществе, в частности длины их формирования.

Чтобы получить количественные оценки, характеризующие влияние поверхностного слоя ядра и длины формирования в кумулятивном процессе, мы использовали упрощенную модель формирования потока кумулятивных пионов с заданным импульсом. А именно, были сделаны допущения: 1) кумулятивные пионы генерируются равномерно в активном объеме ядра с радиусом $r = R - r_s$, где $R = (1,2 A^{1/3} - 0,48)$ фм — радиус половинной плотности для распределения центров нуклонов в ядре 15 , r_s — толщина пассивного поверхностного слоя*; 2) π -мезон, сформировавшийся на расстоянии ℓ_f от точки взаимодействия конституентов частицы-снаряда и флюктона, теряется после первого акта неупругого взаимодействия в ядре. Последнее допущение может быть оправдано тем, что в области импульсов пионов $0,5 \div 1$ ГэВ/с сечение πN -взаимодействия определяется в основном резонансным процессом $\pi N \rightarrow \Delta(N^*) \rightarrow N\pi(N\pi\pi)$, который приводит к значительному сбросу импульса пиона, и можно считать, что он "выбывает из игры" (учитывая крутой наклон импульсного спектра кумулятивных пионов). При сделанных допущениях сечения рождения кумулятивных пионов с импульсом q в ядре A могут быть представлены выражением

$$\sigma_{\pi}(A, q) = C(q) \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \int_0^{R(A) - r_s(q)} dr \cdot r^2 \exp(-(z' - \ell_f(q)) / \lambda), \quad (6)$$

где $C(q)$ — параметр нормировки сечений для заданного импульса, $(z' - \ell_f)$ — пробег сформированного пиона в ядре, λ — дли-

*Размер диффузного поверхностного слоя ядра, определяемый по области спада ядерной плотности от уровня 90% до 10%, довольно постоянен для широкого интервала A и составляет $2 \div 2,6$ фм. Относительная доля нуклонов, находящихся в этом слое, быстро увеличивается с уменьшением A и для $A \leq 30$ превышает 50%. Понятно что снижение вклада этого слоя в процесс формирования кумулятивных частиц приводит к значительному изменению A -зависимости.

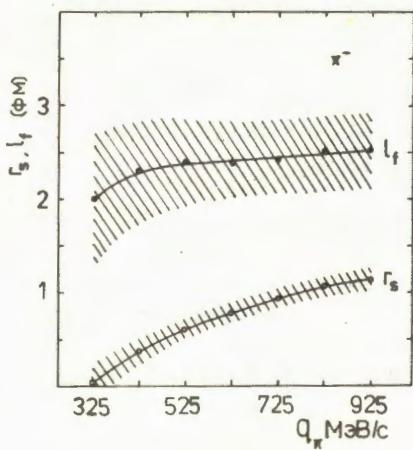


Рис.4. Зависимость эффективной длины формирования l_f и толщины r_s пассивного поверхностного слоя от импульса кумулятивных пионов.

на неупругого взаимодействия пиона в ядре ($\lambda \sim 3$ фм при $\rho_N = 0,17$ фм $^{-3}$). ($z' - l_f$) и λ вычислялись с учетом профильной функции ядер. Апроксимация сечений выражением (6) дает расчетное отношение нормированных сечений R_A , показанное на рис.1. Зависимость r_s

и l_f от импульса кумулятивных пионов представлена на рис.4. Можно заметить, что эффективная длина формирования слабо зависит от импульса и по величине сравнима со средним расстоянием между центрами нуклонов в ядре, а толщина поверхностного пассивного слоя r_s увеличивается с ростом импульса пионов, т.е. ростом порядка кумулятивности.

Таким образом, если интерпретировать кумулятивный процесс на основе флуктуационных моделей, связывающих рождение кумулятивных адронов с наличием мультиварковых кластеров в ядре, то наблюдаемую A-зависимость для пионов можно объяснить, если допустить, что:

- 1) диффузный поверхностный слой ядра, где вероятность образования мультиварковых кластеров мала, слабо участвует в формировании кумулятивных пионов;
- 2) зависимость плотности распределения мультиварковых кластеров от плотности ядерного вещества усиливается с ростом веса кластеров, что выражается в уменьшении радиуса активной зоны ядра ($R - r_s$) с ростом X ;
- 3) в формировании спектра кумулятивных адронов существенную роль играют вторичные взаимодействия в ядре, учет которых особенно важен для тяжелых ядер, когда длина формирования становится значительно меньше размеров ядра.

Литература

1. Балдин А.М. – ЭЧАЯ, 1977, т.8, в.3, с.429.
2. Балдин А.М. и др. – ЯФ, 1974, т.20, с.1201.
3. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-412, Dubna, 1982.

4. Бондарев В.К. и др. – В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 4-84, Дубна: ОИЯИ, 1984, с.5.
5. Ставинский В.С. – ЭЧАЯ, т.10, в.3, с.949.
6. Бояринов С.В. и др. Препринт ИТЭФ № 5, М., 1987.
7. Беляев И.М. и др. Сообщения ОИЯИ, 13-88-341, 13-88-342, Дубна, 1988.
8. Беляев И.М. и др. Препринт ОИЯИ Р1-88-33, Дубна, 1988.
9. Arnold R.G. et al. – Phys. Rev. Lett., 1984, vol.152, p.727.
10. Cronin J.W. et al. – Phys. Rev. D., 1975, vol.11, p.3105.
11. Абрамов В.В. и др. – ЯФ, 1982, т.35, с.1199.
12. Ефремов А.В. – ЭЧАЯ, 1982, т.13, в.3, с.613.
13. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Сообщение ОИЯИ Р2-10244, Дубна, 1976.
14. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Сообщение ОИЯИ Р2-10927, Дубна, 1977.
15. Franco V. – Phys. Rev., 1972, C6, p.748.

Рукопись поступила 26 октября 1988 года.

ПОИСК ПОЛОЖЕНИЯ ГЛАВНОГО МАКСИМУМА В ЗАДАЧЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ КООРДИНАТ РЕАКЦИЙ

Ю.А. Яцуненко

Применительно к задаче определения координаты взаимодействия частицы с образованием продуктов, имеющих прямые траектории, изложен метод поиска положения главного максимума. Метод основан на минимизации эксцесса функции, симметризованной относительно искомой точки, и позволяет анализировать дискретные функции.

Работа выполнена в Общепринятом научно-методическом отделении ОИЯИ.

The Search for Global Maximum Position in the Problem of Vertex Reconstruction

Yu.A.Yatsunenko

In order to determine the vertex position of secondary particles with straight trajectories the method for global maximum search is described. In this method the excess of function symmetrized with respect to the desired point is minimized; that allows one to analyze the discrete functions.

The investigation has been performed at the Scientifical-Methodical Division, JINR.

В работе^{/5/} указана возможность определения координат вершин реакций частиц, имеющих прямые траектории, минуя стадию восстановления этих траекторий. В предложенных многоэкстремальных функциях положение главного максимума соответствует вершине (x, y, z) распада или координате взаимодействия (z) первичной частицы, параметры траектории которой обычно определяются достаточно просто.

Законченная схема локализации окрестности главного максимума (ГМ) разработана к настоящему времени лишь для липшеевских функций^{/1/}. Однако в общем случае эта задача весьма трудна, и методы решения таких задач разработаны еще недостаточно, особенно для функций больших размерностей^{/2-4/}. Большинство методов основано на анализе первых трех членов тейлоровского разложения функции. Применение подобных методов для реконструкции многотрековой картины связано с большим объемом вычислительных операций, что при обработке потока событий может приводить к неприемлемым затратам времени ЭРМ.

В настоящей работе предлагается способ поиска ГМ, основанный на возможностях аналитического вычисления интегральных моментов положительно определенных функций^{/6/}.

Для одномерной функции $f(x)$ ($A < x < B$), имеющей один главный максимум, расположенный вблизи точки u , конструируется симметризованная относительно u функция

$$F(x, u) = \frac{1}{2} \cdot [f(x) + f(2u - x)]. \quad (1)$$

Задача заключается в поиске u , максимально близких к положению ГМ, т.к. при таких u $F(x, u)$ обостряется в окрестности ГМ $f(x)$.

Если для $f(x)$ возможно аналитическое вычисление моментов:

$$\mu_n(f) = \mu_0^{-1}(f) \cdot \int_A^B (x - c)^n f(x) dx, \quad (2)$$

где

$$\mu_0(f) = \int_A^B f(x) dx, \quad c = \mu_1(f) = \mu_0^{-1}(f) \int_A^B x \cdot f(x) dx,$$

то для $F(x, u)$ моменты становятся функциями u :

$$\mu_1(F) = u, \quad \mu_2(F) = \sigma^2 + z^2 \quad (z \equiv c - u), \quad (3a, b)$$

$$\mu_3(F) = 0, \quad \mu_4(F) = \mu_4(f) + z^4 + 4\gamma z + 8\sigma^2 z^2, \quad (3b, g)$$

где c, σ, γ — центр, дисперсия и асимметрия $f(x)$.

Можно предположить, что нужное u минимизирует $\mu_2(F)$, т.е. $u = c$, но это решение выглядит убедительно лишь в случае, когда известно, что $f(x)$ симметрична в ГМ.

Не совсем тривиальным выглядит рассмотрение эксцесса:

$$E(u) = (\sigma^2 + z^2)^{-2} \cdot (z^4 - 2\gamma z + \sigma^2 R_0^2), \quad (z \equiv c - u). \quad (4)$$

где

$$2R_0^2 \equiv 3\sigma^2 - \sigma^{-2} \cdot \mu_4(f) \quad (4a)$$

(величина, характеризующая расстояние между двумя пиками).

Условие на минимум эксцесса (4) приводит к кубическому уравнению для z ,

$$2\sigma^2 z^3 + 3\gamma z^2 - 2\sigma^2 R_0^2 z - \gamma\sigma^2 = 0. \quad (5)$$

Анализ простейшей функции

$$f(x) = A \cdot \pi(x+1) + \pi(x-A), \quad A > 1, \quad |x| < \infty ; \quad (6a)$$

$$\pi(x) = \begin{cases} 1, & x = 0 \\ 0, & x \neq 0 \end{cases} \quad (6b)$$

на минимум эксцесса (4) действительно дает правильный ответ на вопрос о положении ГМ (в данном случае очевидном) — $u = -1$. При таком u эксцесс (4) имеет самое минимальное значение из возможных, соответствующих трем корням уравнения (5).

Можно попытаться обобщить анализ эксцесса для N -мерной функции $f(\vec{r})$, заданной на области V . Для $f(\vec{r})$ конструируем аналог (1):

$$F(\vec{r}, \vec{u}) = \frac{1}{2} \cdot [f(\vec{r}) + f(2\vec{u} - \vec{r})], \quad (7)$$

где \vec{u} — искомый вектор положения ГМ. Определим моменты для $F(\vec{r}, \vec{u})$:

$$\mu_n(F) = \mu_0^{-1}(F) \cdot \int (\vec{r} - \vec{u})^n F(\vec{r}, \vec{u}) dv(\vec{r}) \quad (8)$$

через интегральные характеристики $f(\vec{r})$:

$$\sigma^2 \equiv \int_V (\vec{r} - \vec{c})^2 f(\vec{r}) dv, \quad (9a)$$

$$\vec{\gamma} \equiv \int_V (\vec{r} - \vec{c})^3 f(\vec{r}) dv, \quad (9b)$$

$$K_{mn} = \sigma^2 \delta_{mn} - \int_V f(\vec{r}) (x_m - c_m) \cdot (x_n - c_n) dv, \quad (9c)$$

$$2R_0^2 \equiv 3\sigma^2 - \sigma^{-2} \int_V (\vec{r} - \vec{c})^4 f(\vec{r}) dv, \quad (9d)$$

где \vec{c} — центр, σ^2 — полная дисперсия $f(\vec{r})$, $\vec{\gamma}$ — вектор асимметрии, $K(K_{mn})$ — матрица "глобальных" корреляций.

Сконструируем скаляр-экспесс аналогично (4):

$$E(\vec{R}) = (\sigma^2 + R^2)^{-2} \cdot (R^4 - 2\vec{R} \cdot \vec{\gamma} + 2\vec{R} \hat{K} \vec{R} - \sigma^2 R_0^2) \\ (\vec{R} \equiv \vec{c} - \vec{u}). \quad (10)$$

Требование минимума $E(\vec{R})$ приводит к условию

$$\frac{2\sigma^2 R^2 + 4\vec{R} \cdot \vec{\gamma} - 4\vec{R} \hat{K} \vec{R} - 2\sigma^2 R_0^2}{\sigma^2 + R^2} \cdot \vec{R} = \vec{\gamma} - 2\hat{K} \vec{R}. \quad (11)$$

Поиск общего решения (11) (например, в разложении по собственным векторам матрицы \hat{K}) представляется сложной задачей (¹⁶, с.6). Поэтому можно предложить частное решение

$$\vec{R}(x) = x \cdot \vec{\gamma} / \Gamma \quad (\Gamma \equiv |\vec{\gamma}|), \quad (12)$$

что дает (в общем случае) $3N$ корней (x) уравнения

$$2(\sigma^2 - \lambda_n)x^3 + 3\Gamma x^2 - 2\sigma^2(R_0^2 - \lambda_n) \cdot x - \sigma^2 \Gamma = 0 \quad (13)$$

(λ_n — собственные значения матрицы \hat{K}). По аналогии с примером (6) среди этих корней можно выбрать один, соответствующий минимальному значению экспесса (10).

Однако этот корень не всегда располагается вблизи окрестности ГМ как для многомерных, так и для одномерных функций. Подобная ситуация возникает для функций "сложного" рельефа, когда нарушается известная трактовка асимметрии: если $y > 0$, то слева от центра — большой пик, а справа — длинный хвост.

Тем не менее среди всех решений (5, 13) существует одно, расположенное наиболее близко к положению ГМ. К настоящему времени не найдены достаточно общие правила выбора "правильного" корня.

Также не решена до конца задача создания универсальной итерационной процедуры (последовательного сужения области интегрирования вокруг положения ГМ), хотя параметр R_0^2 (4а, 10г) позволяет сформулировать правило окончания итерационного процесса: если $R_0^2 \leq 0$, то в данной области функцию можно считать унимодальной (¹⁶, с.8).

Критический анализ этих нерешенных проблем позволил бы ответить на вопрос о границах применимости подобного подхода поиска положения ГМ, что особенно актуально для многомерных функций, в частности для функции координат вершины распада.

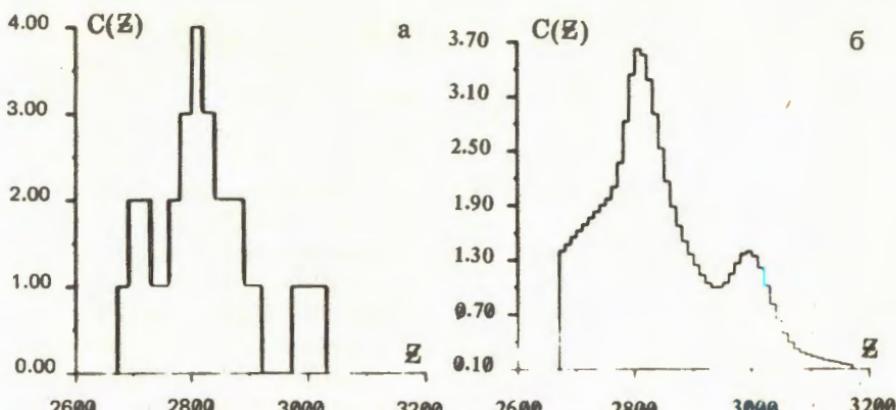


Рис. 1. Функция координаты реакции z , построенная а – на основе дискретной функции точности (14а), б – на основе гладкой функции точности (14б).

Тем не менее вариант итерационной процедуры, изложенный в работе^{/6/} (с.10, 11), позволил найти положение ГМ для достаточно сложных тестовых двумерных и одномерных функций. Кроме того, эта итерационная процедура позволила на экспериментальном материале реализовать возможность определения вершин реакций заряженной частицы с мишенью (с образованием продуктов, имеющих прямые траектории) без восстановления вторичных траекторий.

На рис.1а,б представлена функция $C(z)$ (^{/5/, с.6), где z – координата реакции первичной частицы – ядра магния (для отдельного события). Положение главного максимума $C(z)$ соответствует месту реакции. Несколько вторичных частиц дали отсчеты в детекторах – пропорциональных камерах; каждому отсчету сопоставлялась функция точности}

$$G(x; s) = \begin{cases} (2s)^{-1}, & |x| \leq s, \\ 0, & |x| > s, \end{cases} \quad (14a)$$

или

$$G(x; s) = (2\pi s^2)^{-1/2} e^{-x^2/2s^2}, \quad (14b)$$

где s – размер кластера (несколько соседних сработавших проволочек пропорциональной камеры) измеренной координаты (центр кластера). Сложности применения изложенной схемы поиска положения ГМ, связанные с интегрированием, были преодолены путем применения дискретной функции (14а). На рис.1а

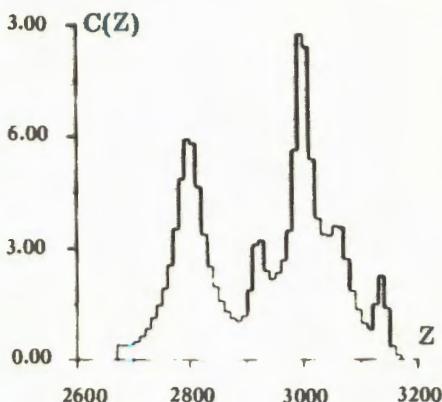


Рис.2. Функция координат двух взаимодействий смоделированного события.

приведена соответствующая "дискретная" функция $C(z)$. Приближенное значение положения ГМ $z = 2780$ мм использовалось для обычного локального уточнения положения ГМ функции, изображенной на рис.1б (функция точности — гладкая (14б)); получено $z = 2809$ мм. Поиск приближенного положения ГМ (с использованием дискретной функции точности) занимал в среднем 0,036 с процессорного времени ЭВМ ЕС-1061 при восстановлении вершины взаимодействия (z) с образованием 2-4 вторичных частиц в отдельном событии. Локальное уточнение положения ГМ (функция точности — гладкая) увеличивало это время на 60%. Для восстановления траекторий этих же событий и последующего определения вершин традиционным способом требовалось ~ 0,110 с на событие.

Можно отметить особенность изложенного метода поиска положения ГМ применительно к задаче поиска вершин реакций: среди трех корней уравнения (5) два могут указывать на два самых больших максимума анализируемой функции. На рис.2 приведена функция вершин взаимодействия смоделированного события: образование первичной частицей трех вторичных, одна из которых, "нейтральная" (не дала отсчетов в детекторе), имеет параметры траектории, идентичные параметрам первичной, и последующее взаимодействие "нейтральной" с образованием трех заряженных. Решения уравнения (5) (в приближении дискретной функции точности) после первой итерации близки к заданным вершинам (2800 мм, 2000 мм): $z_1 = 2838$ мм, $z_2 = 3017$ мм.

В заключение автор выражает благодарность за поддержку в работе А.Б.Кузнецовой и Ю.Л.Обухову.

Литература

1. Васильев Ф.П. Лекции по методам решения экстремальных задач. М.: Изд. МГУ, 1974, с.47.
2. Сухарев А.Г., Тимохов А.В., Федоров В.В. Курс методов оптимизации. М.: Наука, 1986, с.49.

3. Стронгин Р.Г. Численные методы в многоэкстремальных задачах. М.: Наука, 1978.
4. Форсайт Дж., Мальcolm M., Моуллер К. Машины методы математических вычислений. М.: Мир, 1980, с.196.
5. Яцуненко Ю.А. ОИЯИ, Р1-88-29, Дубна, 1988.
6. Яцуненко Ю.А. ОИЯИ, Р5-88-74, Дубна, 1988.

Рукопись поступила 15 ноября 1988 года.

ВЛИЯНИЕ ЗАМЫКАНИЯ ОБОЛОЧЕК НА ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

В.А.Морозов

Идентификация новых магических и полумагических ядер и обнаружение эффектов замыкания оболочек и подоболочек позволяют установить границы применимости оболочечной модели или ее модификаций. Цель данной работы заключалась в выборе методов идентификации замкнутых оболочек в ядре. В работе впервые применен метод дифференцирования энергетической поверхности возбужденных состояний определенной природы, который позволил обнаружить замыкание оболочек, подоболочек и квазиоболочек в ядрах сферической, переходной и деформированной области. Показано замыкание нейтронной подоболочки при $N = 56$ и протонной подоболочки при $Z = 58$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

The Effect of the Shell Closure on Nuclear Excited State Energies

V.A.Morozov

The identification of new magic and semimagic nuclei and the discovery of the shell and subshell closure effects permit one to determine the limits of applicability of a shell model or its modifications. The aim of this work was to choose the methods of identification of closed shells in a nucleus. The method for differentiation of energy surface of excited states of a definite nature was applied for the first time. It permitted one to discover the closure of shells, subshells and quasishells in nuclei of spherical, transitional and deformed region. The closure of a neutron subshell at $N = 56$ and of a proton subshell at $Z = 58$ was shown.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Введение

Идентификация новых магических и полумагических ядер и обнаружение эффектов замыкания оболочек и подоболочек представляет большой интерес вследствие возможности установления границ применимости оболочечной модели ядра^{1/} или

ее модификаций. В последние годы появились экспериментальные и теоретические работы, посвященные доказательству существования нового магического числа $Z = 64$ в $^{148}_{84}\text{Gd}_{82}$. Характерной особенностью этого магического числа по сравнению с магическими числами $Z = 50, 82$ является меньшая устойчивость данной оболочки при изменении числа протонов и нейтронов в ядре. Поэтому идентификация новых магических чисел связана с задачей установления предела действия данной замкнутой оболочки в соседних ядрах.

Цель данной работы заключалась в выборе методов идентификации замкнутых оболочек в ядре и в анализе некоторых экспериментальных данных, свидетельствующих о замыкании ядерных оболочек.

Влияние замыкания оболочек на энергию возбужденных состояний в ядрах

1. Нечетные ядра

При последовательном изменении числа протонов или нейтронов прохождение замкнутой оболочки (подоболочки) ядра характеризуется для нечетных ядер пересечением ряда уровней. Это объясняется резким изменением химического потенциала в ядре при таком переходе. Проследивая ход изменения положения уровней от ядра к ядру, можно обнаружить замыкание оболочки. Наиболее наглядно замыкание оболочек обнаруживается при разностном энергетическом анализе, который характеризует изменение положения уровня определенной природы в изотопах или изотонах. Эту разность определим как

$$\Delta E(I)^{A, A+2} = E(I)^A - E(I)^{A+2},$$

где I — спин определенного состояния в ядре, а E — энергия этого состояния. Фактически диаграмма $\Delta E(I)^{A, A+2}$ характеризует дифференцирование энергетической поверхности (ДЭП) уровней определенного спина, проведенное по протонным сечениям изотопов или по нейтронным сечениям изотопов. Анализ диаграмм ДЭП позволяет обнаружить замыкание оболочек или подоболочек как в нечетных, так и в четно-четных ядрах. Встает вопрос — какие уровни могут быть использованы при построении диаграмм ДЭП? В нечетных сферических ядрах замыкание оболочек можно установить по диаграммам ДЭП одночастичных уровней. В четно-четных сферических ядрах в анализе могут быть использованы одинофононные и двухфононные уровни квадрупольных колебаний,

а также октупольное состояние. К анализу могут быть также привлечены квазиротационные уровни соответствующих состояний с целью установления помимо факта замыкания оболочек также и структурных изменений, происходящих в соответствующей полосе.

Аналогичный подход может быть применен и для установления квазиоболочек в деформированных ядрах. На рис.1а приведен пример перестройки системы уровней в нечетных ядрах с замкнутой нейтронной оболочкой ($N = 126$) при прохождении другой протонной замкнутой оболочки с $Z = 82$. Группировка частичных и дырочных уровней у нулевой линии при $Z = 83$ свидетельствует о стабилизации положения как тех, так и других уровней в ядрах с $Z = 83$ и 85 при переходе замкнутой оболочки $Z = 82$.

Аналогичное поведение мы наблюдаем и при прохождении оболочки $Z = 64$ — рис.1б — в нечетных ядрах с $N = 82$. При замыкании нейтронной оболочки в нечетных ядрах с $Z = 50$ диаграмма ДЭП имеет другой вид — рис.2а: по частичным уровням видно замыкание нейтронной оболочки при $N = 62$, по дырочным — при $N = 64$, а $N = 66$ соответствует замыканию нейтронной оболочки как по частичным, так и по дырочным уровням. Это отличие, оче-

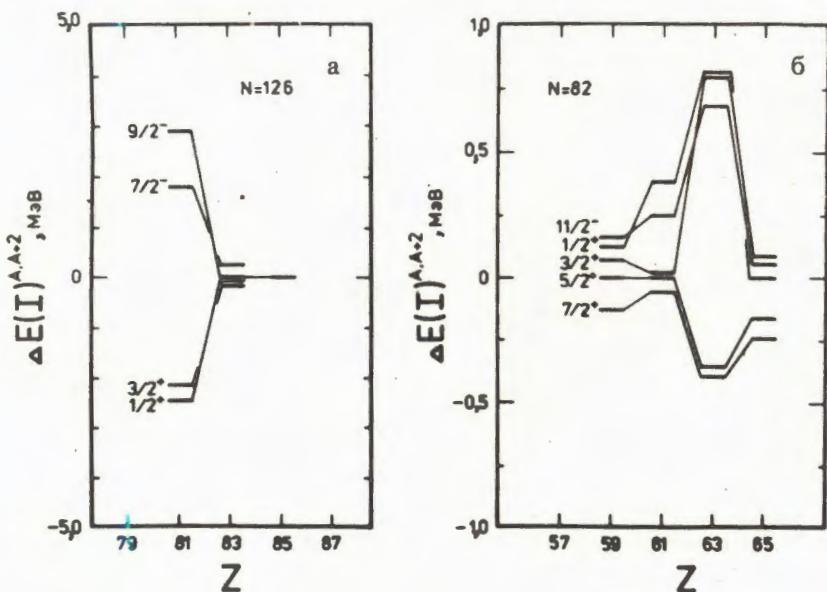


Рис. 1. а - диаграмма ДЭП для нечетных изотонов ядер с $N = 126$, б - диаграмма ДЭП для нечетных изотонов ядер с $N = 82$.

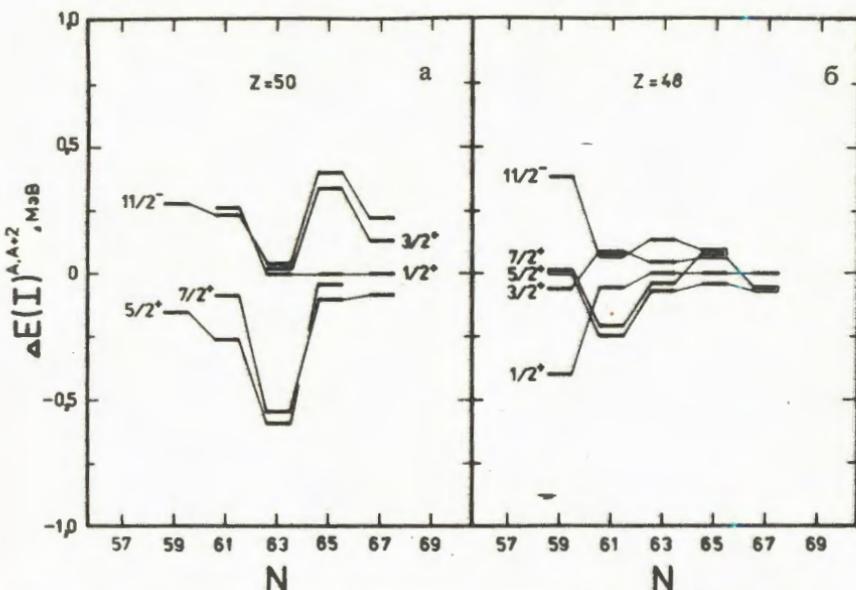


Рис.2. а – диаграмма ДЭП для нечетных изотопов ядер с $Z = 50$, б – диаграмма ДЭП для нечетных изотопов ядер с $Z = 48$.

видно, связано с разной последовательностью заполнения подоболочек в изотонах с $N = 82$ ($Z = 59\div 67$) и изотопах с $Z = 50$ ($N = 59\div 71$). Орбиталь $S_{1/2}$ в изотопах с $Z = 50$ заполняется, начиная с ^{113}Sn ($N = 63$), а в изотонах с $N = 82$ орбиталь $S_{1/2}$ наблюдается только начиная с $Z = 65$ у ^{147}Tb . Но общим во всех этих случаях при анализе диаграмм ДЭП является раздельное группирование значений $\Delta E(I)^{A,A+2}$ для частичных и дыроочных уровней в сравнительно узком энергетическом интервале перед замыканием оболочки и слитное группирование тех и других уровней около нулевого значения после замыкания оболочки. Устойчивость нейтронных оболочек при $N = 62\div 64\div 66$ можно оценить, изменения последовательно Z от магического числа на 2. Например, $Z = 48$, $Z = 52$ и т.д. На рис.2б представлен один из случаев. Видно, что уже при $Z = 48$ стабилизирующее влияние протонной оболочки на замыкание нейтронной оболочки исчезает.

2. Четно-четные ядра

2.1. Нуклиды из сферической и переходной областей ядер

Особенно наглядно перестройка оболочек видна при анализе диаграмм ДЭП в четно-четных ядрах. На рис.3 представлены диаграммы для нижайших уровней с $I'' = 2_1^+, 4_1^+, 3_1^-$ в изотопах ядер с $Z = 80, 82, 84$. Энергии соответствующих состояний взяты из ра-

Рис.3. Диаграммы ДЭП для ($\text{I}-\text{ч}$)-изотопов ядер с $Z = 80 \div 84$.

боты /8/. Характерной чертой является синфазное изменение $\Delta E(\text{I})_{A,A+2}^{\text{A},\text{A}+2}$ для состояний с $I'' = 2_1^+$, 4_1^+ от отрицательного к положительному значению при прохождении замкнутой оболочки. Максимального значения эта разность достигает при $N = 126$, причем для дважды магических ядер отрицательное и положительное значения $\Delta E(\text{I})_{A,A+2}^{\text{A},\text{A}+2}$ приблизительно равны по абсолютной величине. Для состояний $I'' = 3_1^-$ поведение $\Delta E(\text{I})_{A,A+2}^{\text{A},\text{A}+2}$ аналогично, хотя пересечения нулевого уровня в этом случае не происходит. Изменение от $N = 82$ на ± 2 единицы приводит к существенному уменьшению эффекта замыкания оболочки. Аналогичный вид имеют диаграммы ДЭП и в области более легких ядер при заполнении оболочек с $N = 20, 28, 50, 56$ — рис.4,5.

Рассмотрение диаграмм ДЭП для изотонов с $N = 82, 82 \pm 2$ в районе $Z = 64$ (рис.6) дает возможность установить замыкание оболочек при $Z = 58$ по состояниям с $I'' = 2_1^+$

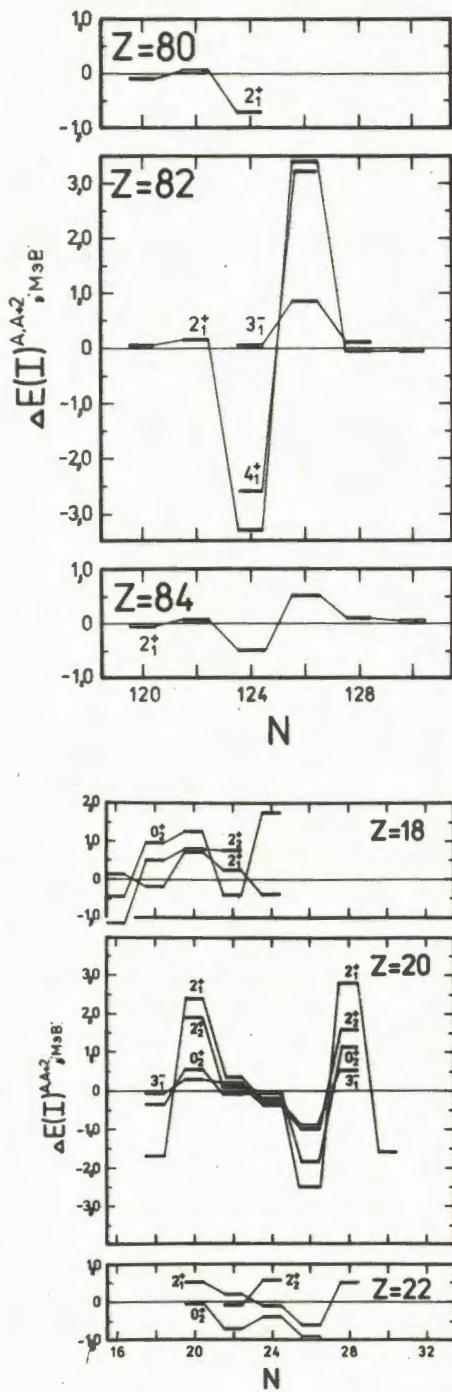


Рис.4. Диаграммы ДЭП для ($\text{I}-\text{ч}$)-изотопов ядер с $Z = 18 \div 22$.

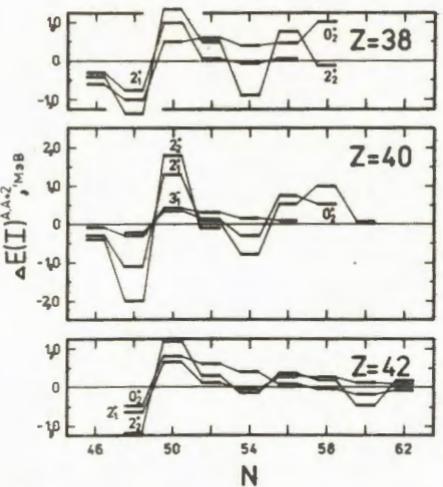


Рис.5. Диаграммы ДЭП для ($\chi\text{-}\chi$)-изотопов ядер с $Z = 38 \div 42$.

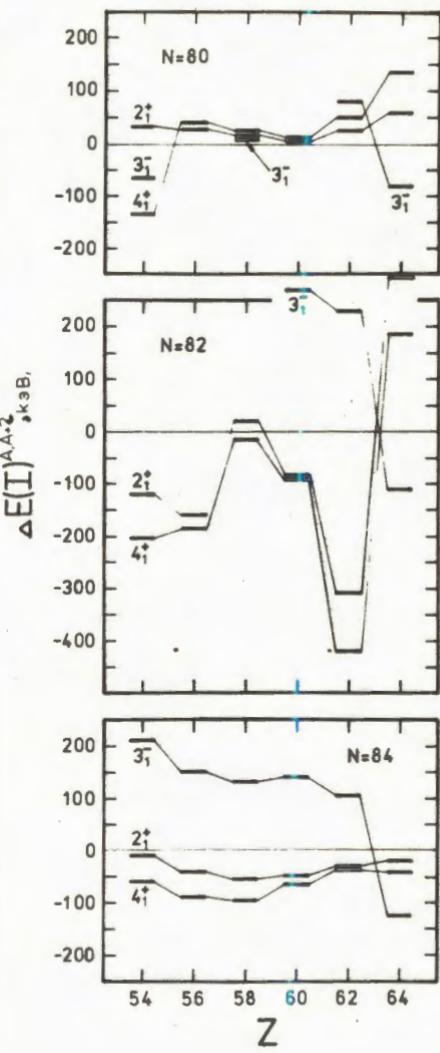


Рис.6. Диаграммы ДЭП для ($\chi\text{-}\chi$)-изотонов ядер с $N = 80 \div 84$.

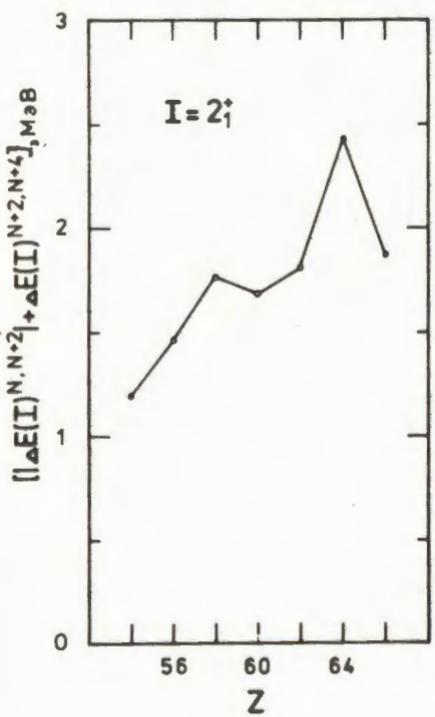
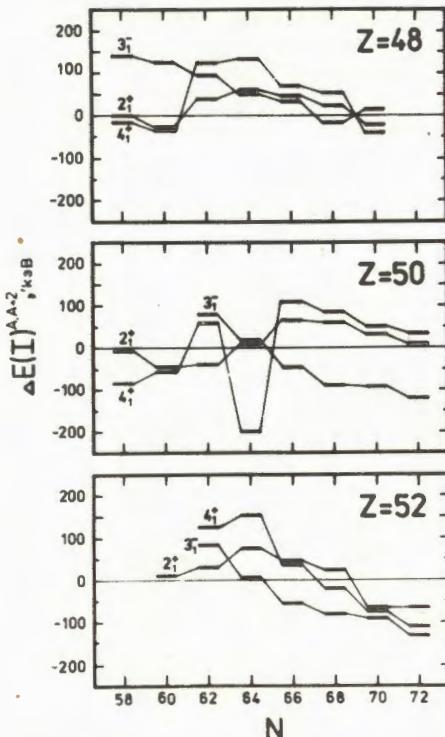


Рис.7. Диаграмма ДЭП для состояний с $I^\pi = 2_1^+$ в ядрах $Z = 54 \div 66$ (индекс $N = 80$).

Рис.8. Диаграммы ДЭП для (ν - $\bar{\nu}$)-изотопов ядер с $Z = 48 \div 52$.

и при $Z = 64$ по состояниям $I'' = 2_1^+, 4_1^+$ и 3_1^- . Отличительной особенностью в данном случае является противофазное изменение разности энергии состояний с $I'' = 3_1^-$ по отношению к состоянию с $I'' = 2_1^+$ и 4_1^+ по сравнению с ранее рассмотренными случаями. Замыкание протонной оболочки при $Z = 58$ подтверждается также диаграммой, представленной на рис.7.

На основе рассмотренных случаев мы можем перейти к анализу замыкания нейтронной оболочки в изотопах олова при $Z = 50$ — рис.8. Можно констатировать, что в изотопах олова наблюдается замыкание только подоболочек, причем с меньшим эффектом замыкания, чем не только для дважды магических ядер, но также и для ^{148}Cd . Поведение состояний с $I'' = 4_1^+$ подтверждает, как и в нечетных изотопах олова, замыкание подоболочки с $N = 62$. По состояниям с $I'' = 2_1^+$ видно замыкание подоболочки с $N = 64$, а состояния с $I'' = 4_1^+$ и 3_1^- подтверждают, как и в нечетных изотопах олова, замыкание подоболочки с $N = 66$. Включение в анализ замыкания оболочек состояний $I'' = 6_1^+$ и $I'' = 2_1^+$ позволяет обнаружить помимо установленных оболочек замыкание нейтронных квазиоболочек у изотопов Sn при $N = 60, 68$ и 72 . Последовательное выделение нейтронных оболочек в изотопах Sn при заполнении нейтронных орбиталей парами нуклонов является существенным отличием от рассмотренных ранее примеров. При рассмотрении диаграммы ДЭП для цепочки изотопов для $Z = 50 \div 2$ видны резкие структурные изменения диаграмм. При $Z = 48$ сохраняется только подоболочка $N = 62$, а при $Z = 52$, возможно, сохраняется только подоболочка $N = 66$.



2.2. Легкие четно-четные ядра с $N = Z$

Анализ диаграмм ДЭП в легких четно-четных ядрах с $N = Z$ позволил установить замыкание оболочек при $N = Z$ по уровням квази- β - и квази- γ -вибрационных состояний (рис.9).

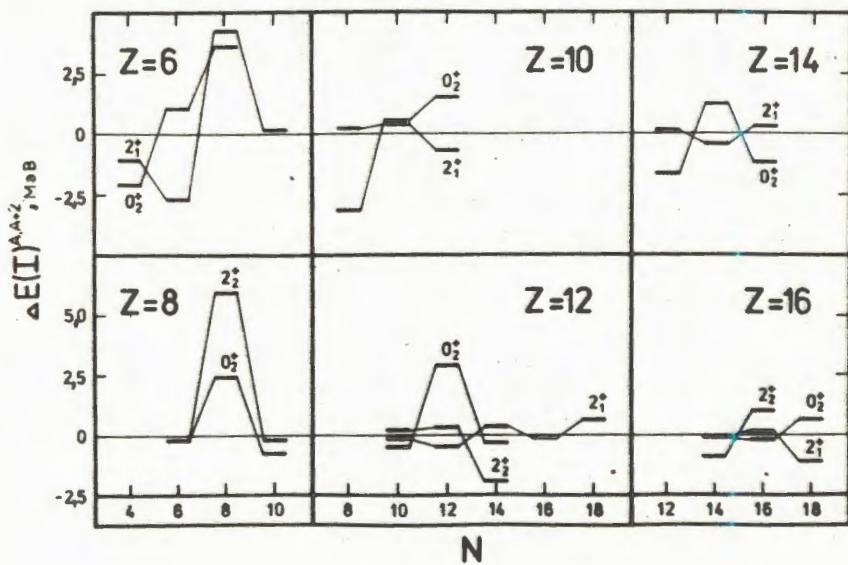


Рис.9. Диаграммы ДЭП для ($\chi\chi$)-изотопов ядер с $Z = 6 \div 16$.

2.3. Деформированные ядра

Анализ диаграмм ДЭП позволяет также идентифицировать квазиоболочки в четно-четных деформированных ядрах. В этом случае анализ можно проводить по возбужденным состояниям ротационных полос основных, β - или γ -вибрационных состояний. На основе анализа диаграмм ДЭП можно установить заполнение следующих квазиоболочек в деформированных ядрах: $N = 94, 98 \div 122$.

Интересным является то обстоятельство, что начиная с $N = 98$ и до $N = 122$ добавление каждой новой пары нейтронов проявляется как замыкание оболочки в сферическом ядре. Таким образом, снятие вырождения уровней вследствие деформации ядра прослеживается по диаграммам ДЭП для различных состояний ротационных полос в деформированных ядрах. Важно отметить, что эффект замыкания квазиоболочек в деформированных ядрах по величине $\Delta E(I)^{A,A+2}$ существенно меньше эффекта замыкания оболочек

в дважды магических ядрах. Очевидно, что заполнение различных орбиталей рассматриваемых ядер проявляется только для определенных состояний и при определенных характере науклон-нуклонного взаимодействия в ядре или характере движения ядерной материи. Подчеркнем необходимость дальнейшего накопления экспериментальных данных для установления зоны действия квазиоболочек по Z на уровнях ротационных полос различной природы.

Заключение

Дифференцирование энергетической поверхности возбужденных состояний ядер одного спина определенной природы явилось методом, который позволяет обнаруживать замыкание нейтронных и протонных оболочек и подоболочек в сферических четно-четных и нечетных ядрах, а также замыкание квазиоболочек в деформированной и переходной области ядер. Наиболее важное следствие проведенного анализа — обнаружение избирательной чувствительности к замыканию оболочек в ядре состояний определенной природы и определенного спина, т.е. обнаружение того, что на энергию одних состояний замкнутые оболочки оказывают влияние, а на энергию других не оказывают. Поэтому вопрос о влиянии замыкания оболочки на все возбужденные состояния ядра не может быть решен однозначно.

Литература

1. Goeppert Mayer M., Jensen J.H.D. Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, New York, John Wiley, 1955.
2. Schmidt-Ott W.D., Toth K.S. — Phys.Rev., 1976, C13, p.2574.
3. Kleinheinz P., Broda R. et al. — Z.Phys., 1979, A290, p.279.
4. Алхазов Г.Д., Ганбаатар Н. и др. Препринт ЛИЯФ № 1135, Л., 1985.
5. Артамонов С.А., Исаков В.И. и др. — ЯФ, 1983, т.39, с.328.
6. Артамонов С.А., Исаков В.И. и др. — В сб.: Материалы XX Зимней школы ЛИЯФ. Л.: Изд-во ЛИЯФ, 1985, с.11.
7. Antony M. ADNDT, 1984, v.31, No.3, p.389.

Рукопись поступила 5 ноября 1988 года.

ВЛИЯНИЕ ЗАМЫКАНИЯ ОБОЛОЧЕК НА ВЕРОЯТНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ЯДРЕ

В.А.Морозов

Обнаружено, что магнитные переходы типа M1, M2, M4 могут служить своеобразным зондом, позволяющим идентифицировать замыкание оболочек в ядрах. Установлен факт соответствия одиночественному пределу отношения приведенных вероятностей протонных и нейтронных переходов для ядер, имеющих четно-четный магический кор ± 1 нуклон. Это может способствовать определению зон действия магических чисел, прогнозированию вероятности связанных протонных и нейтронных переходов в различных нечетных околовмагических ядрах.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

The Effect of the Shell Closure on the Probabilities of Electromagnetic Transitions in a Nucleus

V.A.Morozov

It has been discovered that M1-, M2-, M4-type magnetic transitions can serve a probe to identify the shell closure in nuclei. The fact has been established of correspondence to one-particle limit of the ratio of reduced probabilities of proton and neutron transitions for nuclei, having even-even magic core ± 1 nucleon. It can contribute to determining the zones of action of magic numbers and to predicting the probabilities for proton and neutron transitions in various odd near-magic nuclei.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Сравнение приведенных вероятностей однотипных протонных и нейтронных электромагнитных переходов в нечетных ядрах с магическим или полумагическим кором в районе чисел, близких к $Z = 50$, $N = 64$; $Z = 64$, $N = 82$ и $Z = 82$, $N = 126$, позволяет установить их качественную согласованность. Остановимся на сравнении приведенных вероятностей переходов магнитных мультипольностей.

Приведенные вероятности M2-переходов

На рис.1, 2 представлены приведенные вероятности нейтронных и протонных переходов типа M2 ($1h_{11/2} - 1g_{7/2}$) для оклономагических ядер вблизи $Z, N = 64$ в зависимости от Z и от N . Характерные черты этой зависимости в общем виде отражены на рис.3, на котором схематично показано, что именно в седловой точке, находящейся на пересечении двух замкнутых оболочек, приведенная вероятность M2-переходов минимальна. Обнаруженная закономерность в поведении вероятности $B(M2)$ -переходов в нечетных оклономагических нуклидах позволяет оценить влияние магического кора на относительные вероятности протонных и нейтронных переходов.

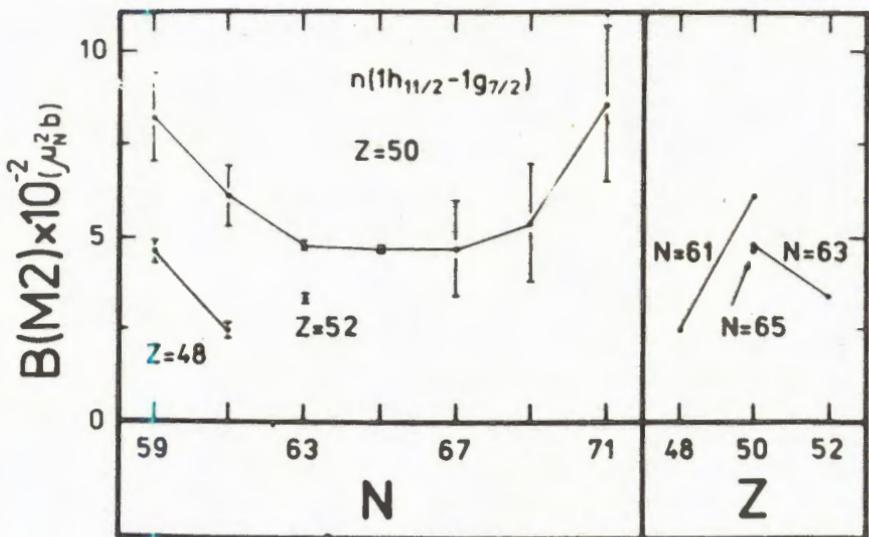


Рис. 1. Приведенные вероятности нейтронных переходов типа $M2$ ($1h_{11/2} - 1g_{7/2}$).

При расчетах в рамках одночастичной модели отношения приведенных вероятностей магнитных переходов в ядре по Мошковскому равны

$$\frac{B(ML)_p^M}{B(ML)_n^M} = \frac{M_p^M}{M_n^n} \left(\frac{A_p}{A_n} \right)^{(2L-2)} \cdot 3 \cdot \frac{S_p(I_i L I_f)}{S_n(I_i L I_f)}, \quad (1)$$

где S_p, S_n — статистический множитель; A_p, A_n — массовые

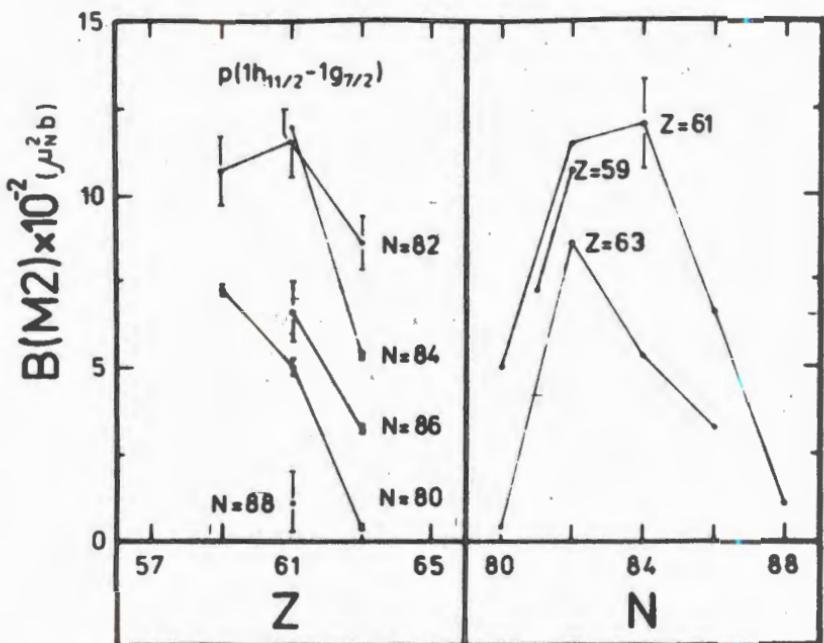


Рис.2. Приведенные вероятности протонных переходов типа $M2$ ($1h_{11/2} - 1g_{7/2}$).

числа нечетно-протонного и нечетно-нейтронного ядер. Для предельного случая при рассмотрении переходов одиночных нуклонов или переходов в зеркальных ядрах, принимая $S_p/S_n = 1$, имеем

$$\frac{B(ML)_p^M}{B(ML)_n^M} = \frac{M_p^\mu}{M_n^\mu}. \quad (2)$$

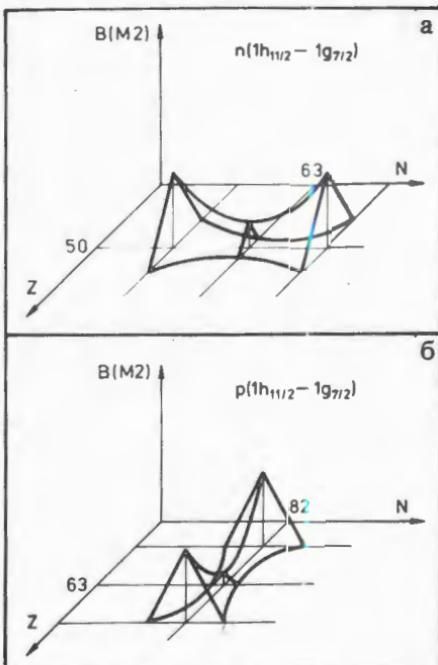


Рис.3. Общий вид зависимости приведенных вероятностей переходов типа $M2$ ($1h_{11/2} - 1g_{7/2}$) в нечетных полумагнитических ядрах вблизи а) $N = 64$; б) $Z = 64$.

Таблица. Отношения приведенных вероятностей переходов одиночного протона и нейтрона (по Мошковскому)

L	1	2	3	4	5
$B(ML)_p^M / B(ML)_n^M$	1,44	1,66	1,77	1,84	1,88

Эти отношения, характеризующие переходы одиночных нуклонов при $L = |I_1 - I_f|$, имеются в таблице ¹¹. Можно предположить, что если приведенное экспериментальное значение этого отношения, которое получается при исключении зависимости $B(ML)_{эксп}$ от массового числа A, согласуется с одночастичной оценкой, то данные переходы могут рассматриваться как переходы одиночных нуклонов. Заметим, что при вычислении $[B(ML)_p / B(ML)_n]_{эксп}^{привед}$ получаем следующее соотношение

$$\left[\frac{B(ML)_p}{B(ML)_n} \right]_{привед.}^{эксп.} = \left[\frac{B(ML)_p}{B(ML)_n} \right]_{эксп.} \cdot \frac{\left(\frac{A_n}{A_p} \right)^{\frac{2L-2}{3}}}{\frac{S_p}{S_n} \frac{W.U.}{W.U.}}, \quad (3)$$

где $S_{W.U.} = B(ML)_W / B(ML)_n$.

Одночастичные оценки, помещенные в таблице, фактически не применялись для сравнения приведенных вероятностей протонных и нейтронных переходов, так как отсутствовал критерий, позволяющий проводить корректное сравнение однотипных протонных и нейтронных переходов в ядрах при нечетном $N = Z$. Теперь можно сформулировать этот критерий для установления соответствия с расчетами по одночастичной модели: приведенные вероятности однотипных нейтронных и протонных переходов должны сопоставляться в седловых точках и в непосредственной близости от них (рис.3), где эти величины принимают экстремальные значения. При этом в нечетно-нейтронном ядре протонная оболочка должна быть заполнена, а другая — нейтронная — отличаться от целиком заполненной на $\pm 1, \pm 3$ и т.д. нукл. Аналогичным образом в нечетно-протонном ядре должна быть заполнена нейтронная оболочка, а протонная отличаться от целиком заполненной также на $\pm 1, \pm 3$ и т.д. нуклона.

В качестве примера на рис.4 дан сравнительный анализ относительных вероятностей протонных и нейтронных M2-переходов,

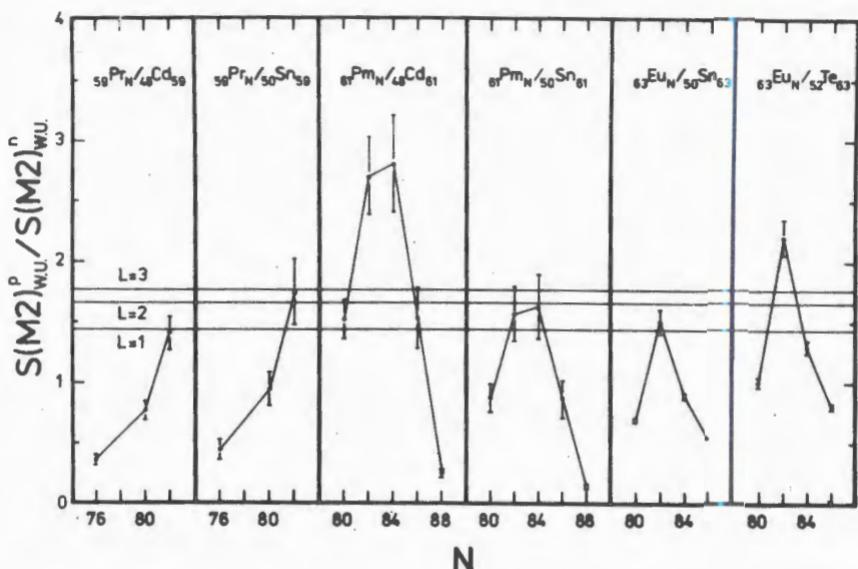


Рис.4. Относительные вероятности протонных и нейтронных переходов типа $M2 (1h_{11/2} - 1g_{7/2})$ в нечетных полумагических ядрах вблизи $Z, N = 64$.

происходящих в ядрах, до заполнения оболочек которых $Z, N = 64$ не достает одного, трех или пяти нуклонов. Проведенный анализ показывает существенное влияние замыкания оболочек на скорости $M2$ -переходов. Оказывается, что в нечетных нуклидах с дважды магическим кором экспериментальное значение отношения приведенных вероятностей протонных и нейтронных $M2$ -переходов совпадает с одночастичным пределом этих отношений.

Подтверждением этому может служить и анализ вероятностей $M2$ -переходов типа $1s_{1/2} - 1d_{3/2}$ в зеркальных ядрах, у которых не достает одной частицы до дважды магического кора $^{39}_{19}K$ и $^{39}_{20}Ca$. Полученное значение отношения приведенных вероятностей протонного и нейтронного переходов, равное 1,29 (32), в пределах ошибки соответствует их одночастичному значению. Вместе с тем наблюдается сильное отличие отношения вероятностей протонного перехода в ядре $^{41}_{19}K$, кор которого не является дважды магическим, и нейтронного перехода в $^{39}_{20}Ca$: $S_{W.U.}^p (M2) / S_{W.U.}^n (M2) = 0,41 (10)$.

Приведенные вероятности $M4$ -переходов

В настоящее время накоплен достаточный экспериментальный материал для проведения сравнения протонных и нейтронных переходов типа $1h_{11/2} - 2d_{3/2}$ мультипольности $M4$. Нейтрон-

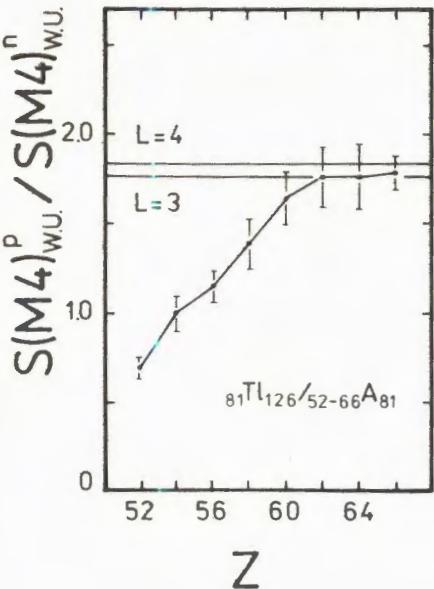


Рис.5. Относительные вероятности протонных и нейтронных переходов типа $M4$ ($1h_{11/2} - 2d_{3/2}$) в нечетных ядрах при $Z, N = 81$.

ные переходы такого типа происходят в изотонах с $N = 81$, в которых Z изменяется от 50 до $68^{1/2}$, а протонный переход — в ядре $^{207}_{81}\text{Tl}^{126}$. Экспериментальные результаты показаны на рис.5. Для переходов типа $M4$ наблюдается большое расхождение с одночастичной оценкой приведенных отношений приведенных вероятностей для ядер при Z вблизи 50 по сравнению с этой величиной для ядер вблизи $Z = 64$, практически совпадающей с ней.

Насколько существенно влияние дважды магического кора на приведенные вероятности $M4$ -переходов в нечетных ядрах, можно будет сказать только после определения приведенной вероятности перехода $1h_{11/2} - 2d_{3/2} \rightarrow B(M4)$ в ^{131}Sn .

Приведенные вероятности ℓ -запрещенных переходов в зеркальных ядрах

Помимо уже рассмотренного случая $M2$ -переходов в зеркальных ядрах интересно также сравнить приведенные вероятности ℓ -запрещенных $M1$ -переходов, происходящих в зеркальных ядрах, имеющих общий четно-четный остов ± 1 нуклон. При этом можно допустить, что если структура возбужденных состояний, между которыми идет ℓ -запрещенный переход, идентична, а снятие ℓ -запрета происходит вследствие действия одних и тех же факторов, то отношение приведенных вероятностей протонных и нейтронных переходов в зеркальных ядрах должно быть близко к одночастичным оценкам. Известные экспериментальные данные^{/4, 5/} имеются на рис.6. Необходимо отметить, что отношения приведенных вероятностей ℓ -запрещенных $M1$ -переходов в зеркальных ядрах в пределах ошибок соответствуют одночастичному значению, хотя точность определения этих отношений еще недостаточна.

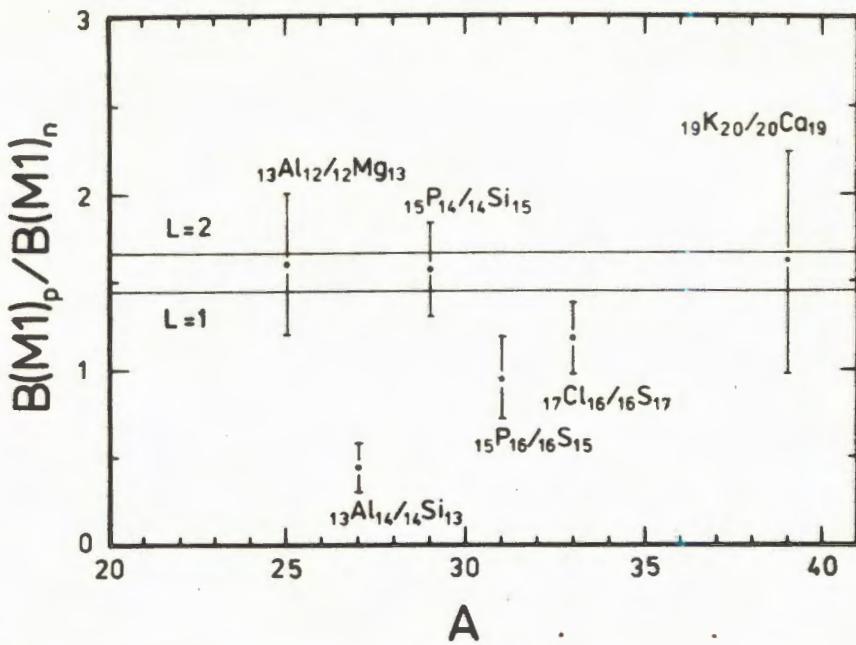


Рис.6. Относительные вероятности ℓ -запрещенных протонных и нейтронных переходов типа M1 в зеркальных ядрах.

статочно высока. Наиболее близки к одночастичным оценкам отношения $B(M1)_p / B(M1)_n$ для переходов, происходящих в зеркальных ядрах, имеющих четно-четный кор +1 нуклон. Наибольшие отклонения наблюдаются для ядер, имеющих четно-четный кор -1 нуклон.

Заключение

Необходимо отметить, что магнитные переходы типа M1, M2, M4 могут служить своеобразным зондом, позволяющим обнаруживать замыкание оболочек и подоболочек в ядрах. Важным обстоятельством, характеризующим границы применимости одночастичной модели в объяснении относительных вероятностей однотипных протонных и нейтронных магнитных переходов, является установление факта соответствия одночастичному пределу отношений вероятностей протонных и нейтронных переходов ядер, имеющих четно-четный магический кор ±1 нуклон. Это означает, что электромагнитный переход в нечетном ядре с дважды

магическим кором эквивалентен в некотором приближении электромагнитному переходу одиночного нуклона.

Представляет большой интерес расширение систематики относительных вероятностей однотипных протонных и нейтронных переходов в нечетных ядрах, имеющих дважды магический кор ± 1 , ± 3 нуклона, что может способствовать определению зон действия магических чисел, прогнозировать вероятности связанных протонных и нейтронных переходов в различных окломагических ядрах. Анализ относительных вероятностей магнитных переходов в окломагических ядрах имеет непосредственную связь с проблемой ядерного магнетизма и поляризации ядерного вещества.

Литература

1. Войханский М.Е. Гамма-лучи. М.-Л.: Изд. АН СССР, 1961, с.5.
2. Toth K.S., Ellis-Akovali Y.A. et al. — Phys. Rev., 1985, C32, p.342.
3. Schmorak M.R. — NDS, 1984, v.43, No.3, p.383.
4. Endt P.M. — ADNDT, 1981, v.26, No.1, p.47.
5. Бонч-Осмоловская Н.А., Морозов В.А. и др. — ЭЧАЯ, 1987, т.18, вып.4, с.739.

Рукопись поступила 5 ноября 1988 года.