



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-94-83

Ф.А.Гареев, П.П.Коровин<sup>1</sup>, Ю.Л.Ратис<sup>1</sup>, А.Г.Семченков<sup>2</sup>

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ПЕРЕЗАРЯДКИ

$^{24}\text{Mg}(t, ^3\text{He})$

---

<sup>1</sup>Самарский государственный аэрокосмический университет

<sup>2</sup>НИИ физики Санкт-Петербургского государственного университета

Исследование реакции перезарядки  $^{24}\text{Mg}(t, ^3\text{He})$ 

Проведен анализ реакции перезарядки  $^{24}\text{Mg}(t, ^3\text{He})$  в области возбуждения  $\Delta$ -изобары при импульсе пучка 9,15 ГэВ/с. Расчеты инклюзивных и эксклюзивных сечений проводились на базе формализма эффективных чисел в рамках  $(\pi + \rho + g')$ -модели. Рассмотрен вклад различных каналов в топологии реакций, оценено их влияние на ширину и сдвиг  $\Delta$ -пика в инклюзивном сечении реакции  $^{24}\text{Mg}(t, ^3\text{He})$ .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1994

Перевод авторов

Gareev F.A. et al.

P2-94-83

Study the Charge-Exchange Reaction  $^{24}\text{Mg}(t, ^3\text{He})$ 

The charge-exchange reaction  $^{24}\text{Mg}(t, ^3\text{He})$  in the region of  $\Delta$ -isobar excitation at initial momentum 9.15 GeV/c is analysed using  $(\pi + \rho + g')$ -model and effective number formalism. Contribution from different topologies and their influence on  $\Delta$ -isobar inclusive peak are considered.

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

# 1 ВВЕДЕНИЕ

Анализ данных о зарядово-обменных реакциях, как квазиупругих, так сопровождающихся возбуждением барионных резонансов, на протяжении последних лет входит в число наиболее актуальных задач физики промежуточных энергий. При этом наиболее распространенными являются данные по квазиупругим процессам, реакциям с возбуждением  $\Delta$ -изобары, а также реперовского резонанса. Но даже эти, наиболее подробно изученные процессы, не позволяют воссоздать целостную картину явления перезарядки нуклонов и легких ионов на ядрах. Отсутствуют кинематически полные данные о сечениях различных процессов и об относительном вкладе различных каналов реакции. На сегодняшний день отсутствует самосогласованное "микроскопическое" описание подобных процессов. В частности, существующие подходы не позволяют корректно отделить эффекты ядерной структуры от механизма реакции ( $p, n$ ) при промежуточных энергиях. Анализ процесса существенно усложняют коллективные возбуждения типа ( $\Delta N^{-1}$ ), т.е.  $\Delta$ -изобара плюс нуклонная "дырка". Для промежуточных энергий недостаточно исследован вопрос о перенормировке ( $NN - N\Delta$ )-взаимодействия при переходе от вакуума к ядру. Даже ряд технических моментов теоретического анализа остается по-прежнему дискуссионным. В настоящей работе предпринята попытка применения для анализа реакции  $Mg(t, {}^3He)$ -приближения эффективных чисел, успешно использовавшегося ранее для изучения процессов ( $p, n$ ) и ( ${}^3He, t$ ) [1]. Рассмотрено влияние различных каналов реакции перезарядки на изменение формы и положения  $\Delta$ -пика инклюзивного сечения на ядрах (ядерного  $\Delta$ -пика) в сравнении с формой и положением  $\Delta$ -пика инклюзивного сечения реакции перезарядки на нуклонах. Исследованы эксклюзивные спектры  $\pi^-$ -мезонов, в рамках ( $\pi + \rho + g'$ )-модели и приближении эффективных чисел.

## 2 ТОПОЛОГИИ РЕАКЦИИ ПЕРЕЗАРЯДКИ $Mg(t, {}^3He)$ ПРИ ИМПУЛЬСЕ ТРИТИЯ 9,15 ГэВ/с

Реакция перезарядки  $Mg(t, {}^3He)$  исследовалась на установке ГИБС ЛВЭ ОИЯИ [2] при импульсе тритона  $P = 9.15$  ГэВ/с в геометрии  $4\pi$ . Регистрация событий велась под углом  $\theta = 0^\circ \pm 2^\circ$ .

Общее число идентифицированных событий составило 1691, включая 203 квазиупругих [2]. В табл.1 представлены данные об основных топологиях сечения реакции ( $N_-, N_+$ ). Топологией реакции считается такой ансамбль событий, когда реакция перезарядки  $t + {}^{24}Mg \rightarrow {}^3He + N_-\pi^- + N_+p + X$  сопровождается регистрацией продуктов девозбуждения взаимодействовавших ядер, содержащий  $N_-\pi^-$  - число зарегистрированных  $\pi^-$  - мезонов и  $N_+p$  - число зарегистрированных протонов. Топология ( $1\pi^-; 1p$ ) включает в себя такие каналы реакции перезарядки  $Mg(t, {}^3He)$ , в которых регистрировались  $1\pi^-$ -мезон и 1 протон. Всего было обработано 1488 событий. На рис.1 приведены топологии сечения в зависимости от средней переданной энергии:  $Q = T(t) - T({}^3He)$  [2].

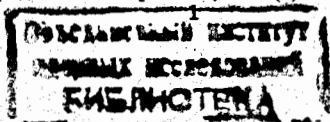
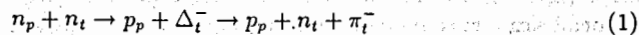


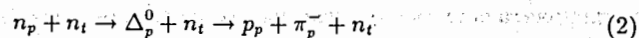
Табл.1. Топологии сечений реакции перезарядки  $Mg(t, {}^3He)$ .  $Q_{ср}$  - средняя переданная энергия.

$N_-$	$N_+$	число событий	вероятность	$Q_{ср}$ (МэВ)
0	0	470(673)	$32 \pm 1.5\%$	220
1	0	568	$38 \pm 1.6\%$	320
1	1	132	$8.9 \pm 0.8\%$	520
0	1	212	$14 \pm 1.0\%$	280
0	2	52	$3.5 \pm 0.5\%$	480
другие топологии			3.6%	

Топология  $(1\pi^-, 0p)$ . В случае квазисвободного рождения  $\Delta$ -изобары - это основной канал  $n(n, p)_\Delta$ -реакции:



- при рождении  $\Delta^-$ -изобары в ядре-мишени и

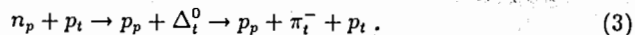


- при рождении  $\Delta^0$ -изобары в ядре-снаряде. Индексы p и t означают рождение  $\Delta$ -изобары в ядре-снаряде и ядре-мишени, соответственно.

Изотопические соотношения для  $n(n, p)$ -реакции дают изоспиновый вес квазисвободного рождения  $\Delta^-$ -изобары в ядре-мишени, равный 1, а  $\Delta^0$ -изобары в ядре-снаряде, равный 1/9.

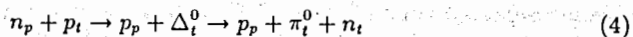
Среднее значение переданной энергии для событий топологии  $(1\pi^-, 0p)$ :  $Q_{ср} = 320$  МэВ.

Топология  $(1\pi^-, 1p)$ . Изоспиновый вес этого процесса в случае квазисвободного рождения  $\Delta$ -изобары  $p(n, p)_\Delta$ -реакции равен 1/3 по отношению к процессу  $n(n, p)_\Delta$ -реакции топологии  $(1\pi^-, 0p)$ . Основной канал квазисвободной перезарядки:

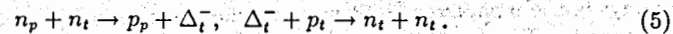


Данная топология отличается максимальной средней переданной энергией  $Q_{ср} = 520$  МэВ. Этот факт позволяет сделать вывод, что в ансамбль событий, определяющих эту топологию, входят, кроме квазисвободных, другие каналы, например с возбуждением более тяжелых изобар, а также многоступенчатые процессы.

Топология  $(0\pi^-, 0p)$ . В состав этой топологии входят целый ряд каналов. Один из них:



- канал квазисвободного рождения  $\Delta^0$ -изобары  $p(n, p)_\Delta$ -реакции с изотопическим весом 1/2 по отношению к квазисвободному процессу рождения  $\Delta^-$ -изобары  $p(n, p)_\Delta$ -реакции топологии  $(1\pi^-, 1p)$ . Кроме того, возможен вклад каналов, отражающих коллективные эффекты возбуждения ядер, например, безмезонную разрядку  $\Delta$ -изобары:



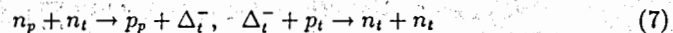
Канал квазиупругой перезарядки



в данной работе не рассматривается.

Среднее значение переданной энергии для событий данной топологии составляет:  $Q_{ср} = 220$  МэВ.

Топология  $(0\pi^-, 1p)$ . События, входящие в данную топологию, невозможно описать квазисвободным рождением  $\Delta^0$ -изобары. Они могут быть следствием только коллективных эффектов перезарядки. Мы полагаем, что основной вклад в данную топологию вносят следующие процессы:



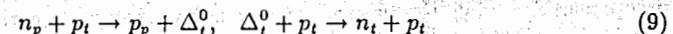
- безмезонная разрядка  $\Delta^-$ -изобары с образованием  $pn$ -пары и



- безмезонная разрядка  $\Delta^0$ -изобары с образованием  $pn$ -пары. При этом быстрый нейтрон при прохождении через ядро-остаток может выбить протон и, таким образом, привести к появлению события с топологией  $(0\pi^-, 1p)$ .

Среднее значение переданной энергии для событий данной топологии составляет:  $Q_{ср} = 280$  МэВ. Оно близко по величине к значению  $Q_{ср}$  для топологии  $(0\pi^-, 0p)$ , для которой источником виртуальных  $\pi^-$  мезонов является топология  $(1\pi^-, 0p)$  ( $n(n, p)_\Delta$ -реакция). Однако вклад от безмезонной перезарядки с источником виртуальных  $\pi^-$  мезонов из топологии  $(1\pi^-, 1p)$  ( $p(n, p)_\Delta$ -реакция) с самым большим средним значением переданной энергии сдвигает положение  $Q_{ср}$  топологии  $(0\pi^-, 1p)$  в сторону  $Q_{ср}$  топологии  $(1\pi^-, 1p)$ .

Рассмотрим события, имеющие топологию  $(0\pi^-, 2p)$ . Предположим, что основной вклад в данную топологию вносит процесс:



с последующим выбиванием протона быстрым нейтроном. Среднее значение переданной энергии для событий данной топологии оказывается очень близким к величине средней переданной энергии для топологии  $(1\pi^-, 1p)$  и составляет:  $Q_{ср} = 450$  МэВ.

Экспериментально наблюдаемые в реакции  $Mg(t, {}^3He)$  топологии не исчерпываются приведенными в Табл.1. Однако ниже мы подробно остановимся лишь на анализе наиболее вероятной - топологии  $(1\pi^-, 0p)$ .

### 3 ФОРМАЛИЗМ ЭФФЕКТИВНЫХ ЧИСЕЛ ДЛЯ СЛУЧАЯ РЕАКЦИЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Этот раздел посвящен применению метода эффективных чисел для рассматриваемого круга реакций. Мы будем систематически опираться на результаты,

полученные в работах [1, 3] при анализе инклюзивных реакций выбивания кластеров (p,pX), которые кинематически аналогичны процессу (p,n). При этом мы будем использовать систему единиц  $\hbar=c=1$ .

Следуя работам [1, 3], запишем инвариантное сечение реакции (p,n) в следующем виде:

$$d\sigma = \frac{2E_i E_A}{\lambda^{1/2}(s_{NA}, m_N^2, M_A^2)} \frac{1}{2} \frac{1}{2J_i + 1} \sum (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_i + P_A - P_n - P_f) |T_{B+\Delta, A}^{np}|^2 d\vec{P}_n, \quad (10)$$

где суммирование ведется по квантовым числам  $m$ ,  $M_i$  и  $f$ . В первом борновском приближении матричный элемент T-матрицы имеет вид:

$$T_{B+\Delta, A}^{np} = \langle \hat{A} \{ \chi_n^{(-)}(\vec{k}_n, \vec{r}) \Psi_{B+\Delta}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \} | \sum_{j=1}^A V_{N\Delta}(\vec{r}_j, \vec{r}) | \hat{A} \{ \chi_p^{(+)}(\vec{k}_p, \vec{r}) \Psi_{\alpha, J, M_i}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \} \rangle. \quad (11)$$

В формулах (10), (11) и далее используются следующие обозначения:  $E_i = (\vec{P}_i^2 + m_N^2)^{1/2}$  - энергия налетающего протона с импульсом  $\vec{P}_i$  и массой  $m_N$ ,  $E_A = (\vec{P}_A^2 + M_A^2)^{1/2}$  - энергия ядра-мишени A,  $s_{NA}$  - квадрат инвариантной массы системы p+A,  $\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz$  - кинематическая или треугольная функция [4],  $P_i, P_A, P_n$  и  $P_f$  - импульсы налетающего протона, регистрируемого нейтрона и нерегистрируемых фрагментов  $f = B + \Delta$ , соответственно. Формула (10) записана в системе центра инерции p+A. Она содержит волновую функцию  $\Psi_{\alpha, J, M_i}$  ядра-мишени A со спином J и его проекцией M и прочими квантовыми числами  $\alpha$ , волновую функцию  $\Psi_{B+\Delta}$  ненаблюдаемой системы f, состоящей из ядра  $B=A-1$  и  $\Delta$ -изобары, искаженную волну протона  $\chi_p^{(+)}$  и нейтрона  $\chi_n^{(-)}$ , а также оператор  $V_{N\Delta}$  перехода  $NN \rightarrow N\Delta$  и антисимметризатор  $\hat{A}$ . Фактор  $[2(2J_i + 1)]^{-1}$  в формуле (10) возникает из-за усреднения по проекциям спина падающего протона и ядра-мишени, т.е. и пучок и мишень считаются неполяризованными.

В работах [5, 6, 7] показано, что обычный способ учета ядерных искажений при расчете  $\chi_p^{(+)}$  ( $\chi_n^{(-)}$ ) в рамках оптической модели приводит к заниженным значениям теоретических сечений, т.к. не учитывает вклада процессов, связанных с некогерентным перерассеянием протона (нейтрона) на нуклонах ядра-мишени A (ядра-остатка  $B + \Delta$ ). Этот эффект можно учесть, используя глауберовские искаженные волны:

$$\chi_p^{(+)}(\vec{k}_p, \vec{r}) = (2\pi)^{-3/2} \exp(i\vec{k}_p \cdot \vec{r}) \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma(\vec{b} - \vec{b}_j) \theta(z_j - z)] \chi_m(\vec{\sigma}), \quad (12)$$

$$\chi_n^{(-)}(\vec{k}_n, \vec{r}) = (2\pi)^{-3/2} \exp(i\vec{k}_n \cdot \vec{r}) \prod_{j=1}^{A-1} [1 - \Gamma(\vec{b} - \vec{b}_j) \theta(z - z_j)] \chi_m(\vec{\sigma}). \quad (13)$$

В формулах (12)-(13):  $\vec{b}$  - прицельный параметр,  $\vec{q}$  - переданный импульс,  $\Gamma(\vec{b})$  - функция профиля

$$\Gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i k} \int e^{i(\vec{q} \cdot \vec{b})} A_{NN}(\vec{q}) d^2 q. \quad (14)$$

$A_{NN}(\vec{q})$  - амплитуда NN-рассеяния,  $\chi_m(\vec{\sigma})$  - спиновая функция нуклона со спином  $\vec{\sigma}$  и его проекцией  $m$ , а  $\theta(z)$  - ступенчатая функция:

$$\theta(z) = \begin{cases} 1, & \text{при } z \geq 0 \\ 0, & \text{при } z < 0 \end{cases}$$

В работах [5, 7] на примере инклюзивных реакций (p,pX) исследовано приближение эффективных чисел, отличающееся от стандартного DWIA заменой оптических искаженных волн на глауберовские. В этом приближении, существенно использующем условие полноты конечных состояний нерегистрируемых фрагментов, сечение реакции A(p,n)B можно представить в следующем виде (см. [1, 5, 6, 7] и ссылки в них):

$$\frac{d\sigma_{A(p,n)\Delta B}}{d\Omega_n} = \int d\vec{Q} [\Phi_N^A(\vec{Q})]^2 \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta++}(\vec{P}_i, \vec{Q})}{d\Omega_n}, \quad (15)$$

где  $[\Phi_N^A(\vec{Q})]^2$  - импульсное распределение нуклонов в ядре A, принимающих участие в реакции перезарядки. Функция импульсного распределения нуклонов  $[\Phi_N^A(\vec{Q})]^2$  легко выражается через парциальные импульсные распределения протонов  $[\Phi_p^A(\vec{Q})]^2$  и нейтронов  $[\Phi_n^A(\vec{Q})]^2$ :

$$[\Phi_N^A(\vec{Q})]^2 = [\Phi_p^A(\vec{Q})]^2 + \frac{1}{3} [\Phi_n^A(\vec{Q})]^2, \quad (16)$$

где 1/3 в формуле (16) - изотопический весовой множитель для рождения  $\Delta$ -изобары на нейтроне. Эффективное число протонов (нейтронов), принимающих участие в процессе (p,n), определяется интегралом от импульсного распределения:

$$\bar{N}_N^A = \int d\vec{Q} [\Phi_N^A(\vec{Q})]^2. \quad (17)$$

В приближении плоских волн эффективные числа равны  $N(PW) = Z(N(PW) = N)$ , где Z(N) - число протонов (нейтронов) в ядре A. Подробный анализ свойств эффективных чисел нуклонов и кластеров проведен в монографиях [7, 8] и обзоре [9]. Присутствие импульса внутриядерного нуклона Q в числе аргументов сечения перезарядки на свободном нуклоне  $d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta++}(\vec{P}_i, \vec{Q})/d\Omega_n$  указывает на необходимость учета эффектов схода с массовой поверхности. Внемассовые эффекты принято рассчитывать в рамках оптимального приближения. Однако в исследуемой области энергий  $T \geq 0.6$  ГэВ влиянием немассовых эффектов на интегральные сечения можно пренебречь, поскольку для импульса налетающего нуклона  $P_i$  выполняется условие  $P_i \ll P_f$ , где  $P_f$  - импульс Ферми. Дело в том, что величина взаимодействия зависит от импульсов налетающего протона  $P_i$  и внутриядерного нуклона Q как  $(P^2 + Q^2)$ , так что интегральная поправка от учета фермиевского движения нуклонов и их связанности не превосходит 3-5%. Кроме того, немассовые эффекты оказывают слабое влияние на интересующую нас A-зависимость интегрального сечения реакции A(p,n)B. Указанные обстоятельства позволяют воспользоваться приближением

$$\frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta++}(\vec{P}_i, \vec{Q})}{d\Omega_n} \approx \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta++}(\vec{P}_i, \vec{Q} = 0)}{d\Omega_n} \equiv \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta++}(\vec{P}_i)}{d\Omega_n} \Big|_{free}. \quad (18)$$

В этом приближении соотношение (15) факторизуется:

$$\frac{d\sigma_{A(p,n)\Delta B}}{d\Omega_n} = \bar{N} \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta++}(\vec{P}_i)}{d\Omega_n} \Big|_{free}, \quad (19)$$

причем в приближении эффективных чисел выражение для величины  $\bar{N}$  имеет простую структуру:

$$\bar{N} = \int d\vec{Q} [\Phi_N^A(\vec{Q})]^2 = (Z + \frac{1}{3}N) \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) f^2(b, z) = (Z + \frac{1}{3}N) \langle f^2 \rangle. \quad (20)$$

В формуле (20)  $\langle f^2 \rangle$  - эффективный фактор поглощения,  $\rho(\vec{r})$  - однонуклонная плотность, нормированная условием  $\int d\vec{r} \rho(\vec{r}) = 1$ , а  $f^2(b, z)$  - глауберовский фактор поглощения:

$$f^2(b, z) = \left[ \left( 1 - \frac{\sigma_{pN}^{tot} - \sigma_{pN}^{el}}{A} T_-(b, z) \right) \left( 1 - \frac{\sigma_{nN}^{tot} - \sigma_{nN}^{el}}{A} T_+(b, z) \right) \right]^A \equiv \sum_{\lambda_p=0}^A \sum_{\lambda_n=0}^A f_{\lambda_p \lambda_n}^2(b, z),$$

$$f_{\lambda_p \lambda_n}^2(b, z) = \sum_{\lambda_p=0}^A \sum_{\lambda_n=0}^A \binom{A}{\lambda_p} \left( 1 - \frac{\sigma_{pN}^{tot}}{A} T_-(b, z) \right)^{A-\lambda_p} \left( \frac{\sigma_{pN}^{el}}{A} T_-(b, z) \right)^{\lambda_p},$$

$$\binom{A}{\lambda_n} \left( 1 - \frac{\sigma_{nN}^{tot}}{A} T_+(b, z) \right)^{A-\lambda_n} \left( \frac{\sigma_{nN}^{el}}{A} T_+(b, z) \right)^{\lambda_n}. \quad (21)$$

где  $\sigma_{pN}^{tot}(\sigma_{nN}^{tot})$  - полное сечение протон (нейтрон) - нуклонного рассеяния, а  $\sigma_{pN}^{el}(\sigma_{nN}^{el})$  - аналогичное упругое сечение. Функции толщины  $T_{\pm}$  записываются в стандартной форме:

$$T_+(b, z) = A \int_z^{\infty} d\xi \rho([b^2 + \xi^2]^{1/2}), \quad (22)$$

$$T_-(b, z) = A \int_{-\infty}^z d\xi \rho([b^2 + \xi^2]^{1/2}). \quad (23)$$

Формула (21) представляет собой разложение фактора поглощения по числу  $\lambda_p(\lambda_n)$  квазиупругих соударений налетающего протона (вылетающего нейтрона) с нуклонами ядра  $A(B)$ . Она позволяет представить эффективные числа  $\bar{N}$  в физически ясном виде:

$$\bar{N} = (Z + \frac{1}{3}N) \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) \sum_{\lambda_p=0}^A \sum_{\lambda_n=0}^A f_{\lambda_p \lambda_n}^2(b, z). \quad (24)$$

Определим парциальную сумму  $\bar{N}_{\nu_p \nu_n}$  как

$$\bar{N}_{\nu_p \nu_n} = (Z + \frac{1}{3}N) \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) \sum_{\lambda_p=0}^{\nu_p} \sum_{\lambda_n=0}^{\nu_n} f_{\lambda_p \lambda_n}^2(b, z). \quad (24a)$$

Каждая частичная сумма (24a) описывает вклад в полное сечение от определенной группы конечных состояний ядра  $B + \Delta$ . Например,  $\bar{N}_{00}$  соответствует тому, что в результате реакции образовалось состояние  $(\Delta N^{-1})$  и никаких других возбуждений в ядре  $B$  нет; величина  $\bar{N}_{10}$  отвечает процессу, когда налетающий нуклон вначале возбудил в ядре  $A$  состояние  $(1p-1h)$ , и только потом, перезарядившись, образовал еще и  $(\Delta N^{-1})$ -возбуждение. Вообще, если  $\nu_p + \nu_n = i$ , то это означает, что в реакции  $A(p, n)_{\Delta} B$  образовалось возбуждение  $(ip - ih) + (\Delta N^{-1})$ .

Зарядовая симметрия позволяет несколько упростить выражение (21), так как из нее вытекает равенство сечений  $\sigma_{pN} = \sigma_{nN} = \sigma_{NN}$  и, следовательно, вместо двух функций толщины  $T_{\pm}$  можно ввести одну

$$T(b) = T_-(b, z) + T_+(b, z) = A \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \rho([b^2 + \xi^2]^{1/2}). \quad (22a)$$

В этом случае в пределе больших массовых чисел  $A \gg 1$  мы получаем хорошо известное приближение эйконала:

$$f_{eik}^2 = \exp[-(\sigma_{NN}^{tot} - \sigma_{NN}^{el})T(b)]. \quad (25)$$

Отметим, что при переходе от выражения (21) к (25) мы использовали факт слабой зависимости сечений  $\sigma_{pN}(T_p)$  и  $\sigma_{nN}(T_n)$  от энергий  $T_p(T_n)$ , так как, строго говоря,  $\sigma_{pN}(T_p) = \sigma_{nN}(T_n)$  только при  $T_p = T_n$ .

Если ядро регистрируется в основном состоянии, как, например, это имеет место в эксперименте [10], то в факторах поглощения (21) и (25) следует формально положить  $\sigma_{NN}^{el} = 0$ . В этом случае формула (20) соответствует приближению эйконала для оптической модели упругого рассеяния. Подставляя выражение (25) в формулу (20), представим эффективный фактор поглощения  $\langle f^2 \rangle$  в приближении эйконала в следующем виде:

$$\langle f^2 \rangle = \frac{2\pi}{A} \int db b T(b) e^{-\sigma T(b)}, \quad (26)$$

где  $\sigma = \sigma_{NN}^{tot}$  для эксклюзивных и  $\sigma = \sigma_{NN}^{tot} - \sigma_{NN}^{el}$  для инклюзивных реакций, соответственно. Интеграл (26) можно оценить методом перевала:

$$\langle f^2 \rangle \approx [(2\pi)^{3/2} b_0] / [A \sigma^2 e^{-\sigma T(b_0)}], \quad (27)$$

где  $b_0$  - корень уравнения:

$$T(b_0) = \sigma^{-1}. \quad (28)$$

При энергиях  $T_p > 0.6$  ГэВ величина  $\sigma$  лежит в интервале  $\sigma \approx 20-40$  мбарн ( $\sigma_{NN}^{tot} \approx 40$  мбарн,  $\sigma_{NN}^{el} \approx 10-20$  мбарн). В этом случае  $b_0 \approx R_A$ ,  $|T'(b_0)| \approx 1/(\sigma a)$ , где  $R_A$  - радиус ядра,  $a$  - диффузность его границы, и приближенное выражение для  $\langle f^2 \rangle$  запишется как

$$\langle f^2 \rangle \approx \frac{(2\pi)^{3/2} R_A a}{\sigma A e}. \quad (29)$$

Из формулы (29) следует, что величина  $\langle f^2 \rangle \propto A^{-2/3}$ , следовательно,  $A$ -зависимость  $\bar{N}$  имеет вид

$$\bar{N} \propto A^{\alpha}, \quad (30)$$

где  $\alpha \approx 1/3$  для  $(p, n)_{\Delta}$  и  $({}^3He, t)_{\Delta}$  реакций [1].

В таблицах 2, 3 представлены  $A$  и  $T_p$ -зависимости эффективных чисел  $\bar{N}$ . Из этих таблиц видно, что эффективные числа  $\bar{N} = k_1 A^{\alpha}$ , где  $\alpha$  есть медленно растущая функция  $\lambda_p$  и  $\lambda_n$ :  $\alpha_{00} = 0,31$  для  $\bar{N}_{00}$  и  $\alpha_{33} = 0,38$  для  $\bar{N}_{33}$ . При этом ряд (24) сходится очень быстро - около 90% полной величины  $\bar{N}$  составляет его частичная сумма  $\bar{N}_{11}$ . Этот результат фактически оправдывает используемое нами приближение полноты и подтверждает справедливость соотношений (29),

(30). Здесь же отметим, что несколько завышенное значение  $\alpha_{33} = 0,38$  для  $\bar{N}_{33}$  возникает из-за неучета поглощения  $\Delta$ -изобары в ядре (например, ухода  $\Delta$ -изобары в канал безмезонной разрядки). Учет этого поглощения уменьшает значение  $\alpha$  до 0,36.

Таблица 2. Эффективные числа нуклонов  $\bar{N}$  как функция массового числа  $A$  при энергии налетающего протона  $T = 6$  ГэВ. Индекс "opt" означает, что при вычислении  $\bar{N}$  расчет факторов поглощения производился в рамках оптической модели упругого рассеяния. Смысл индексов "eik" и "jk" (j,k=0,3) подробно описан выше. Во всех последующих таблицах и рисунках используется указанная система обозначений. В расчетах используются факторы поглощения без учета ухода  $\Delta$ -изобары в ( $\Delta N - NN$ )-канал

A	$\bar{N}_{opt}$	$\bar{N}_{00}$	$\bar{N}_{11}$	$\bar{N}_{22}$	$\bar{N}_{33}$	$\bar{N}_{eik}$
12	1.79	1.69	2.23	2.32	2.34	2.43
16	1.79	1.71	2.28	2.40	2.42	2.51
27	2.66	2.58	3.46	3.65	3.68	3.78
40	3.07	3.00	4.08	4.33	4.38	4.47
58	3.38	3.32	4.54	4.85	4.92	5.02
118	3.90	3.86	5.31	5.69	5.74	5.88
208	3.35	4.33	5.98	6.43	6.55	6.63

Таблица 3. Эффективные числа  $\bar{N}$  для ядра  $^{12}C$  в зависимости от энергии  $T_p$

$T_p$ (ГэВ)	$\bar{N}_{opt}$	$\bar{N}_{00}$	$\bar{N}_{11}$	$\bar{N}_{22}$	$\bar{N}_{33}$	$\bar{N}_{eik}$
1	1.79	1.69	2.67	2.98	3.06	3.12
6	1.79	1.69	2.23	2.32	2.34	2.43
10	1.83	1.74	2.24	2.33	2.34	2.43
14	1.83	1.74	2.30	2.40	2.41	2.51
20	1.93	1.84	2.27	2.33	2.34	2.43

Для вычисления  $T_p$ -зависимости величин  $\bar{N}$  и  $\langle f^2 \rangle$  мы использовали данные о сечениях  $\sigma_{NN}^{tot}$  и  $\sigma_{NN}^{el}$ , систематизированные в работах [11, 12]. Из таблицы 2 видно, что в рассматриваемой области энергий  $T_p$ -зависимость эффективных чисел  $\bar{N}$  слабая, что обосновывает законность приближения

$$\sigma_{NN}(T_p) \approx \sigma_{NN}(T_n). \quad (31)$$

При анализе эффективных чисел нуклонов и факторов поглощения использовалась следующая параметризация однонуклонной плотности  $\rho(r)$ . При  $A > 20$   $\rho(r)$  представлялась в виде распределения Вудса-Саксона:

$$\rho(r) = \rho_0 \left\{ 1 + \exp\left(\frac{r - R_A^{1/3}}{a}\right) \right\}^{-1}, \quad (32)$$

где  $a = 0.54$  фм,  $R_A = 1.12A^{1/3} - 0.86A^{1/3}$ , а при  $A < 20$  использовалось приближение Хартри для одночастичной плотности, рассчитанной в осцилляторном оболочечном базисе:

$$\rho(r) = \frac{4}{A(a_0\pi)^{3/2}} \left[ 1 + \frac{A-4}{6}(r/a_0)^2 \right] \exp\{- (r/a_0)^2\}, \quad (33)$$

где  $a_0 = 1,6$  фм [8, 13].

Таким образом мы показали, что реакцию перезарядки на ядре с массовым числом  $A$  можно описать, используя взаимосвязь между сечениями перезарядки на ядре и на свободном нуклоне:

$$\frac{d\sigma[A(p,n)_{\Delta}B]}{d\Omega_n} = \bar{N} \frac{d\sigma[p+p \rightarrow n + \Delta^{++}]}{d\Omega_n} \Big|_{free}. \quad (34)$$

Однако при увеличении массового числа  $A$  возникает необходимость учета канала безмезонной перезарядки. В работах [1] были получены выражения, учитывающие данный процесс, и соответствующее сечение имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma_{A(p,n)_{\Delta}B}}{d\Omega_n} = \Delta \bar{N} \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n + \Delta^{++}}(\vec{P}, \vec{Q})}{d\Omega_n} \Big|_{free}, \quad (35)$$

где

$$\Delta \bar{N} = \int d\vec{P} \int d\vec{Q}' \int d\vec{Q} \phi(\vec{P}, \vec{Q}, \vec{Q}') [\Phi_N^{A-1}(\vec{Q}')]^2 \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n + \Delta^{++}}(\vec{P}, \vec{Q})}{d\vec{P}} |G(E_{\Delta})|^2 [\Phi_N^A(\vec{Q})]^2. \quad (36)$$

Следовательно, эффективное число  $\bar{N}$  дополняется членом, учитывающим двухступенчатый процесс перезарядки с поглощением виртуального пиона. Т.о., сечение реакции перезарядки на ядре с массовым числом  $A$  в общем виде согласно [1] имеет вид

$$\frac{d\sigma_{A(p,n)_{\Delta}B}}{d\Omega_n} = [\bar{N} + \Delta \bar{N}] \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n + \Delta^{++}}(\vec{P}, \vec{Q})}{d\Omega_n} \Big|_{free}. \quad (37)$$

$$\bar{N} + \Delta \bar{N} = \kappa_1 A^{1/3} + \kappa_2 A^{2/3}. \quad (37a)$$

## 4 ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выражения (37), (37a) были применены для исследования реакции перезарядки  $Mg(t, {}^3He)$ . Инклюзивное сечение рассчитывалось по формуле

$$\frac{d\sigma[{}^4Mg(t, {}^3He)_{\Delta}X]}{d\Omega dE} = N_e f f \frac{1}{3} F(t) \frac{d\sigma(n+n \rightarrow p + \Delta^-)}{d\Omega dE} \Big|_{free}, \quad (38)$$

при  $\theta = 0^\circ$ , что соответствует условиям эксперимента [2].

При расчете учитывался формфактор (фурье-образ интеграла перекрытия волновой функции тритона и  ${}^3He$ )  $F(t) = \exp(-27.736 |t|)$  ядра-снаряда [1].

Вышеизложенный формализм использовался для расчетов соответствующих сечений зарядово-сопряженных реакций:  $\sigma(n(n, p)) = \sigma(p(p, n))$  и  $\sigma(n(t, {}^3\text{He})) = \sigma(p({}^3\text{He}, t))$ . Реакция перезарядки нуклонов исследовалась в рамках  $\pi + \rho + g'$ -модели, с использованием набора OSET параметров переходного потенциала [14].

В рамках вышеизложенного формализма для реакции  $Mg(t, {}^3\text{He})$  при  $T=2.25$  ГэВ и  $\theta = 0^\circ$  были получены следующие значения эффективных чисел:  $\bar{N} = 2.8$  и  $\Delta\bar{N} = 0.96$ .

Особенностью экспериментальных данных [2] является возможность оценок лишь форм спектров. Поэтому при сравнении с результатами расчетов они нормируются на максимум расчетного спектра.

На рис.2 нанесены топологии экспериментальных сечений [2] и результаты расчетов. Положение  $\Delta$ -пика удовлетворительно совпадает с положением среднего значения переданной энергии в топологии  $(1\pi^-, 0p)$   $Q_{cp} = 320$  МэВ. В случае квазисвободной перезарядки (1),(2) этот канал имеет максимальный вес. Смещение положения среднего значения переданной энергии топологии  $(1\pi^-, 0p)$  в сторону больших  $Q$  можно объяснить повышением веса процесса перезарядки в ядре-снаряде, сопровождающегося большей средней переданной энергией и поглощением мягких пионов из процесса перезарядки (1) в ядре-мишени. Согласно [1] вклад канала безмезонной перезарядки для ядра  ${}^{24}\text{Mg}$  при данной энергии налетающего нуклона составляет около 30%. На рис.2 область безмезонной перезарядки изображена крестиками. Ее расположение хорошо согласуется со средними значениями переданной энергии в топологиях  $(0\pi^-, 0p)$ :  $Q_{cp} = 220$  МэВ и  $(0\pi^-, 1p)$ :  $Q_{cp} = 280$  МэВ (5), (7), (8). Штриховой линией изображено сечение процесса перезарядки  $n(n, p)$ .

Полагаем, что каналы, соответствующие топологиям  $(0\pi^-, 0p)$  и  $(0\pi^-, 1p)$ , являются основной причиной сдвига и уширения ядерного  $\Delta$ -пика в инклюзивном сечении в сторону меньших переданных  $Q$ , по сравнению с перезарядкой на свободном нуклоне. Анализ значений средних переданных энергий топологий  $(1\pi^-, 1p)$  ( $Q_{cp} = 520$  МэВ) и  $(0\pi^-, 2p)$  ( $Q_{cp} = 450$  МэВ) указывает на то, что каналы реакции перезарядки, входящие в эти топологии, вызывают уширение ядерного  $\Delta$ -пика в инклюзивном сечении в сторону больших переданных  $Q$  наряду с каналами перезарядки с рождением более тяжелых изобар и реперов. При этом среднее значение переданной энергии  $Q_{cp} = 520$  МэВ не удается описать даже для топологии  $(1\pi^-, 1p)$ , в сечении которой существенный вклад должна давать  $\pi + \rho + g'$  модель в приближении эффективных чисел. Это говорит о большом вкладе в данную топологию коллективных процессов.

На рис.3 спектры продольного импульса  $\pi^-$ -мезонов топологии  $(1\pi^-, 0p)$ , рассчитанные в рамках  $\pi + \rho + g'$ -модели для случая рождения  $\Delta^-$ -изобары в ядре-мишени (1), сравниваются с экспериментальными [2] (точки на графике). Мелкий штрих соответствует учету обмена только  $\pi$ -мезоном (среднее значение продольной компоненты импульса  $\pi^-$ -мезонов составляет  $P_{L\pi} = 120$  МэВ/с), средний штрих - обмен только  $\rho^0$ -мезоном (среднее значение  $P_{L\rho} = 150$  МэВ/с), сплошная - соответствует вкладу обоих механизмов реакции (среднее значение  $P_L = 120$  МэВ/с). Широкий штрих - фит экспериментальных данных полиномом четвертого порядка. Из рис.3 видно наличие деструктивной интерференции между механизмами  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонного обменов.

На рис.4 представлено аналогичное сравнение экспериментальных данных топологии  $(1\pi^-, 0p)$  с расчетами, соответствующими рождению  $\Delta^0$ -изобары в ядре-

снаряде (2) (обозначения те же, что на рис.4). В этом случае также наблюдается деструктивная интерференция между вкладами  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонных механизмов перезарядки. Отметим, что средние значения продольной компоненты переданного импульса равны, соответственно,  $P_{L\pi} = 265$  МэВ/с,  $P_{L\rho} = 220$  МэВ/с и  $P_L = 220$  МэВ/с.

Теоретический спектр  $\pi^-$ -мезонов по продольным импульсам, рассчитанный для процесса (1) (рождение  $\Delta^-$ -изобары в ядре-мишени), удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Отклонение значений экспериментальных данных в районе  $|P_L| < 50$  МэВ/с от расчетного, возможно, имеет методическую природу и является результатом поглощения  $\pi^-$ -мезонов, имеющих малый продольный импульс в объеме мишени. Это относится прежде всего к  $\pi^-$ -мезонам, имеющим большой угол вылета  $\theta \approx 90^\circ$ . Вклад процесса (2) (рис.4) (рождение  $\Delta^0$ -изобары в ядре-снаряде) в теоретический спектр по продольным импульсам  $\pi^-$ -мезонов - крайне низок (рис.3-5) - менее 5%. Форма спектра  $\pi^-$ -мезонов процесса (2) дает основание для переоценки роли этой диаграммы в полном спектре продольного импульса  $\pi^-$ -мезонов топологии  $(1\pi^-, 0p)$ , построенной с учетом процессов (1) и (2) (рис.5).

Анализ модельных расчетов (рис.6) показывает доминирующий вклад процессов возбуждения  $\Delta$ -изобары в ядре-мишени (S-мода) и малый вклад S-компоненты в спектр реакции. Роль формфактора ядра-снаряда продемонстрирована на рис.7.

Интересный результат получен при сравнении экспериментального и теоретического спектров полной энергии  $\pi^-$ -мезонов этой же топологии (рис.8 и рис.9). Экспериментальные данные [2] позволяют работать лишь с формой спектра. Тем не менее результаты расчетов показывают, что этот спектр невозможно полностью воспроизвести в рамках  $\pi + \rho + g'$ -модели и приближении эффективных чисел.  $\pi + \rho + g'$ -модель описывает часть спектра, связанного с перезарядкой через рождение  $\Delta$ -изобары. В экспериментальном спектре наблюдается значительное количество мягких  $\pi^-$ -мезонов, явно нерезонансного происхождения. Наши выводы о нерезонансной природе мягких  $\pi^-$ -мезонов основываются на предположении, что источником этих пионов могут служить процессы коллективного девозбуждения ядерной материи, например процессы когерентного пионообразования [15]. Авторами работы [15] предполагается, что с ростом энергии налетающей частицы увеличивается вклад данного процесса в полный спектр, с возможным увеличением количества мягких  $\pi^-$ -мезонов. Жесткая часть спектра является, по-видимому, результатом девозбуждения более тяжелых резонансов.

На рис.8 показана роль формфактора ядра-снаряда на поведение энергетического спектра  $\pi^-$ -мезонов, а также вклад в топологию  $(1\pi^-, 0p)$  каналов перезарядки с рождением  $\Delta^-$ -изобары в ядре-мишени (S-мода) и в ядре-снаряде (D-мода). На рис.9 рассмотрено влияние P- и S-компонент на поведение формы спектра. Показано влияние S-компоненты на характер спектра.



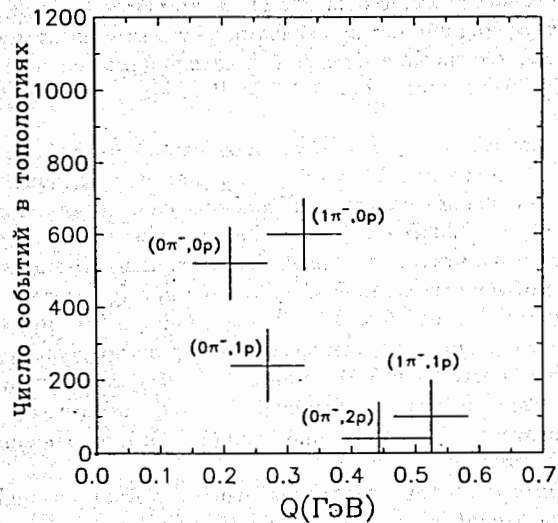


Рис.1. Топологии реакции перезарядки  $^{24}\text{Mg}(t, {}^3\text{He})$ .

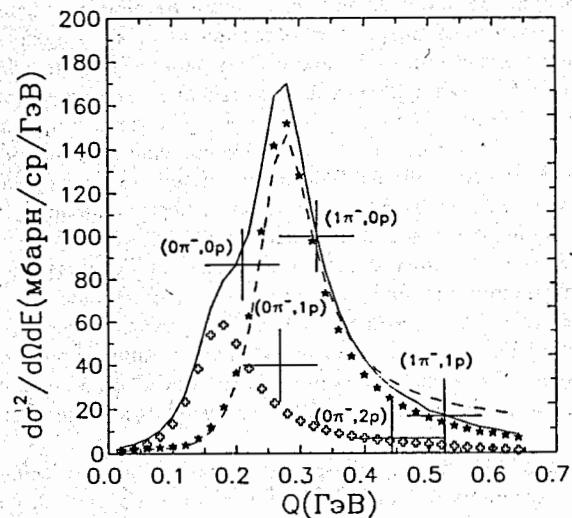


Рис.2. Анализ вклада различных топологий реакции  $^{24}\text{Mg}(t, {}^3\text{He})$  в инклюзивный спектр.

- - - реакция  $n(n, p)$
- \*\*\*\*\* - квазисвободная реакция  $\text{Mg}(t, {}^3\text{He})$
- ◇◇◇◇◇ - безмезонная перезарядка  $\text{Mg}(t, {}^3\text{He})$
- — — суммарный спектр  $\text{Mg}(t, {}^3\text{He})$

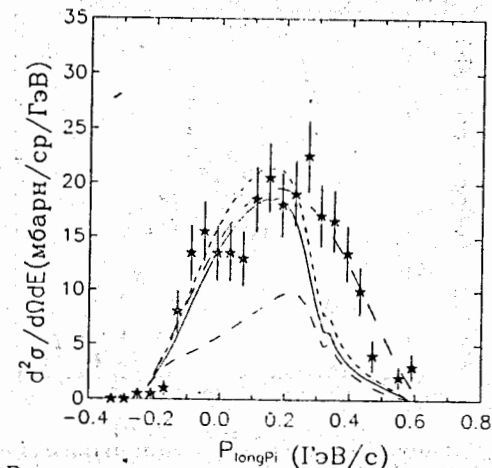


Рис.3. Расчетные спектры продольного импульса пионов топологии  $(1\pi^-, 0\rho)$  с рождением  $\Delta$ -изобары в ядре-мишени в сравнении с экспериментальными данными.

- \*\*\*\*\* - экспериментальные данные
- — — учет обмена  $\pi$ - и  $\rho$ - мезонами
- - - учет обмена  $\rho$ - мезоном
- · - · - учет обмена  $\pi$ - мезоном
- - - - фит экспериментальных данных полиномом четвертого порядка

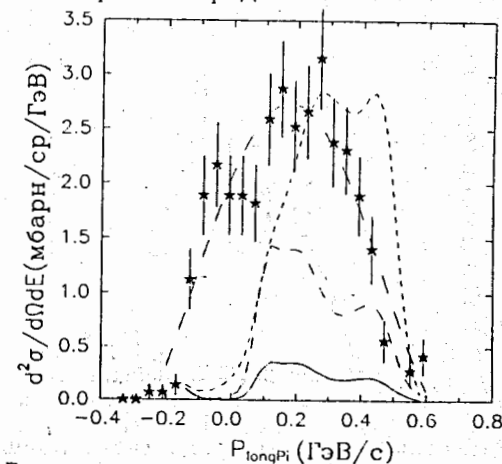


Рис.4. Расчетные спектры продольного импульса пионов топологии  $(1\pi^-, 0\rho)$  с рождением  $\Delta$ -изобары в ядре-мишени в сравнении с экспериментальными данными.

- \*\*\*\*\* - экспериментальные данные
- — — учет обмена  $\pi$ - и  $\rho$ - мезонами
- - - учет обмена  $\rho$ - мезоном
- · - · - учет обмена  $\pi$ - мезоном
- - - - фит экспериментальных данных полиномом четвертого порядка

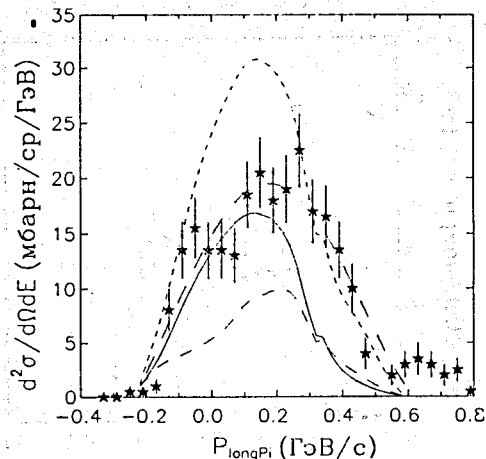


Рис.5. Расчетные спектры продольного импульса пионов топологии  $(1\pi, 0\rho)$  с рождением  $\Delta$ -изобары в ядре-снаряде и ядре-мишени в сравнении с экспериментальными данными.

- ★★★★ - экспериментальные данные
- — — — — учет обмена  $\pi$ - и  $\rho$ - мезонами
- - - - - учет обмена  $\rho$ - мезоном
- · · · · учет обмена  $\pi$ - мезоном
- · - · - · фит экспериментальных данных полиномом четвертого порядка

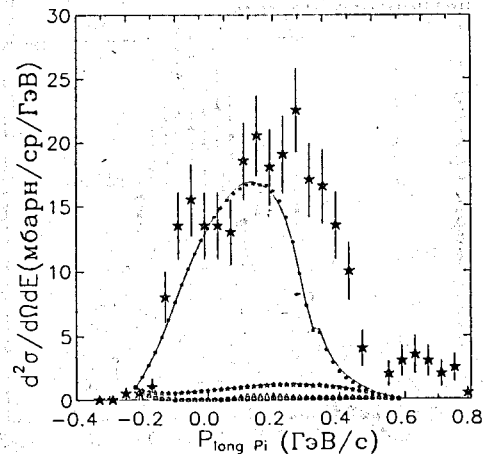


Рис.6. Расчетные спектры продольного импульса пионов топологии  $(1\pi, 0\rho)$  с рождением  $\Delta$ -изобары в ядре-снаряде и ядре-мишени в сравнении с экспериментальными данными.

- — — — — P-компонента, S+D-моды
- · · · · P-компонента, S-мода
- · · · · P-компонента, D-мода
- - - - - S-компонента, S+D-моды
- · · · · S-компонента, S-мода
- · · · · S-компонента, D-мода
- ★★★★ - экспериментальные данные

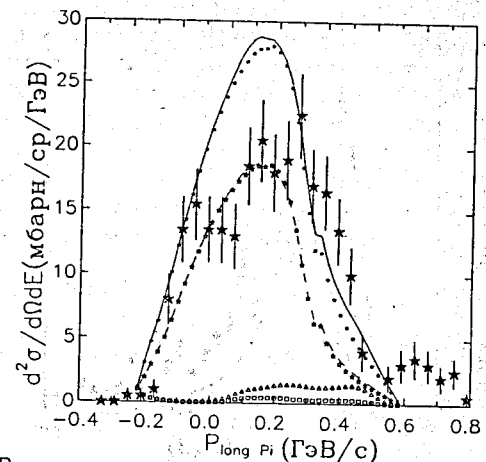


Рис.7. Расчетные спектры продольного импульса пионов топологии  $(1\pi, 0\rho)$  с рождением  $\Delta$ -изобары в ядре-снаряде и ядре-мишени в сравнении с экспериментальными данными.

- — — — — без формфактора, S+D-моды
- · · · · без формфактора, S-мода
- · · · · без формфактора, D-мода
- - - - - с формфактором, S+D-моды
- · · · · с формфактором, S-мода
- · · · · с формфактором, D-мода
- ★★★★ - экспериментальные данные

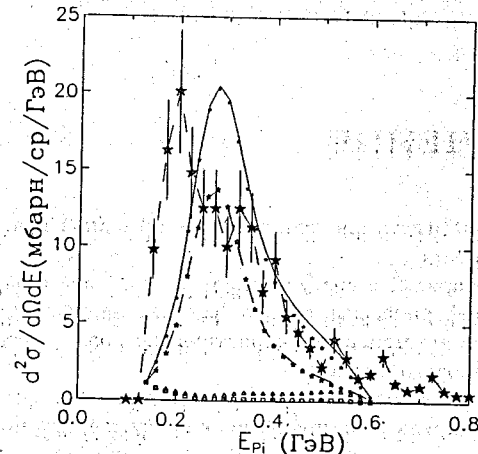


Рис.8. Расчетные спектры полной энергии пионов топологии  $(1\pi, 0\rho)$  с рождением  $\Delta$ -изобары в ядре-снаряде и ядре-мишени в сравнении с экспериментальными данными.

- — — — — без формфактора, S+D-моды
- · · · · без формфактора, S-мода
- · · · · без формфактора, D-мода
- - - - - с формфактором, S+D-моды
- · · · · с формфактором, S-мода
- · · · · с формфактором, D-мода
- ★★★★ - экспериментальные данные

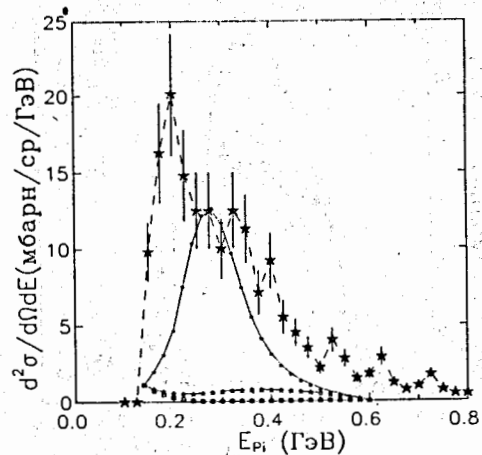


Рис.9. Расчетные спектры полной энергии пионов топологии  $(1\pi^-, 0p)$  с рождением  $\Delta$ -изобары в ядре-снаряде и ядре-мишени в сравнении с экспериментальными данными.

————— P — компонента, S+D — моды  
 ..... P — компонента, S — мода  
 - - - - - P — компонента, D — мода  
 - - - - - S — компонента, S+D — моды  
 ..... S — компонента, S — мода  
 ..... S — компонента, D — мода  
 ★★★★★ — экспериментальные данные

## 5 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выделим основные итоги анализа зарядово-обменной реакции  $Mg(t, {}^3He)$  с возбуждением  $\Delta$ -изобары.

1. Процесс перезарядки с возбуждением  $\Delta$ -изобары в ядре является в достаточной мере периферическим, однако "степень периферичности" не велика, результаты расчетов указывают на нарастающую роль непериферических процессов с ростом массового числа  $A$ .

2. При анализе эксклюзивных спектров выявлена возрастающая с увеличением энергии ядра-снаряда роль процессов с возбуждением более тяжелых изобар.

3. Существование интерференции виртуальных  $\Delta$ -изобар в инклюзивных реакциях перезарядки налагает некоторые ограничения на пользование правилами подсчета изоспиновых весов. Эта интерференция имеет разный характер для каждой из реакций (деструктивный или конструктивный) и приводит к существенному отклонению весов от результата оценок, зависящих только от начальной энергии, переданной энергии и угла вылета регистрируемой частицы. Это оказывается особенно важным при анализе реакций на ядрах.

4. Анализ экспериментальных данных выявил значительное количество процессов, имеющих коллективный характер. В расчет приходится брать такие процессы, как безмезонная перезарядка и когерентное пинообразование.

5. Есть основание считать, что основными источниками сдвига и уширения ядерного  $\Delta$ -пика в инклюзивном сечении в сторону меньших переданных энергий являются процессы безмезонной перезарядки, а в сторону больших переданных энергий аномальное положение среднего переданного импульса топологий  $(1\pi^-, 1p)$  и  $(0\pi^-, 2p)$ , а также каналов перезарядки с рождением более тяжелых резонансов.

Авторы благодарны П.Фернандесу де Кордобе и С.А.Хорозову за плодотворные дискуссии и полезные замечания.

## Литература

- [1] Proc. of the Telluride Int. Conf. on "Spin and Isospin in Nuclear Interactions", 14-17 March, (1991), Telluride, Colorado, ed. by Wissink S.W., Goodman C.D. and Walker G.E., Plenum Press N.Y. and London, 1991, p.111; F.A.Gareev et al., Preprint JINR, E2-93-232, JINR, 1993; Ф.А.Гареев и др. ЭЧАЯ, 1993, т.24, вып.3, 603.
- [2] Avramenko S.A. et al., in Proc. of XI International Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 7-12 September, 1992; Авраменко С.А. и др., Препринт ОИЯИ, P1-91-206, ОИЯИ, Дубна, 1991.
- [3] Gareev F.A. and Ratis Yu.L. JINR P2-89-805, Dubna, 1989; JINR E2-89-876, Dubna, 1989. John Wiley and Sons, London, 1973.
- [4] Byckling E. and Kajantie K. "Particle kinematics". John Wiley and Sons, London, 1973.
- [5] Kadmsky S.G. and Ratis Yu.L. Yad. Fis., 1983, 38, 1325.
- [6] Smith R.D. and Wallace S.J. Phys. Rev., 1985, C32, 1654.
- [7] Кадменский С.Г. и Фурман В.П. "Альфа распад и родственные ядерные реакции", Москва, Энергоатомиздат (1985), с.221.
- [8] Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. "Нуклонные ассоциации в легких ядрах" - М.: Наука, (1969) - 414 с.; Неудачин В.Г. и др. "Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач" - Киев: Наукова думка (1988) - 483с.
- [9] Neudatchin V.G., Smirnov Yu.F. and Golovanova N.F. Adv. Nucl. Phys., 1979, 11, 1.
- [10] Hennino T. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 997.
- [11] Flaminio V. et al. CERN-HERA S9-01, CERN, Geneva, 1989.

- [12] Барашенков В.С. "Сечения взаимодействия элементарных частиц" - М.: Наука,(1966) - 531с.
- [13] Бор О., Моттelson "Структура атомного ядра" - М.: Мир(1971), Т.1. - 456с.
- [14] Oset E., Shino E. and Toki H., Phys. Lett., 1989, B224, 249.
- [15] P.Fernández de Córdoba et al., Phys. Lett., 1993, B319, 417-420; P.Fernández de Córdoba et al., Valencia University Preprint FTUV/93-43 (IFIC/93-24).

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 марта 1994 года.