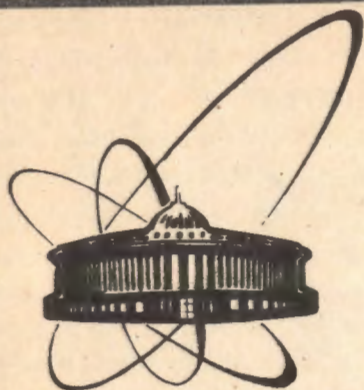


91-561



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-91-561

А.А.Чумбалов<sup>1</sup>, С.С.Камалов, Р.А.Эрамжян<sup>2</sup>

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
В ФОТОРОЖДЕНИИ  $\pi$ -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

Направлено в Оргкомитет VIII семинара  
"Электромагнитные взаимодействия ядер при малых  
и средних энергиях", Москва, 2-5 декабря 1991 г.

---

<sup>1</sup>ИЯФ АН Республики Казахстан, Алма-Ата

<sup>2</sup>ИЯИ АН СССР, Москва

## 1. Введение

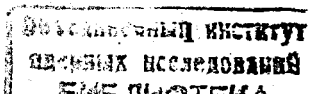
Поляризационные характеристики в настоящее время становятся важным объектом изучения механизмов ядерных реакций. Хорошо известно, что пучки линейно поляризованных фотонов и поляризованные мишени достаточно успешно использовались для экспериментального определения мультипольных амплитуд фоторождения пионов на нуклонах /1/. В настоящее время аналогичные экспериментальные исследования могут быть проведены и для случая фоторождения пионов на ядерных мишенях. Уже имеются фотонные пучки с большой степенью линейной поляризации и получен ряд поляризованных ядерных мишеней /2/. Все это делает теоретический анализ поляризационных характеристик актуальным.

Тема нашего доклада — исследование трех поляризационных характеристик для процесса фоторождения пионов на ядрах с  $J_{\pi T} = \frac{1}{2} \frac{1}{2}$ , а именно  $\gamma$ -асимметрии ( $\Sigma$ ), асимметрий мишени ( $T$ ) и ядра-отдачи ( $P$ ). Изучение поляризационных характеристик на этих ядрах, на наш взгляд, интересно по нескольким причинам. Во-первых, их квантовые числа такие же, что и у свободных нуклонов. В силу этого при некоторых предположениях можно установить простые связи между процессами фоторождения на свободном нуклоне и ядре и исследовать их модификацию из-за влияния ядерной среды. Во-вторых, на примере фоторождения пионов на ядрах  $^{13}\text{C}$  и  $^{15}\text{N}$  представляется уникальная возможность изучения изовекторных монопольных переходов  $E0$ , которые, например, не реализуются в рассеянии электронов.

В настоящем докладе анализ проводится в рамках метода искаженных волн (DWIA) в импульсном представлении. Как показано в работах /3,4/, этот метод позволяет достичь удовлетворительного описания данных для  $(\gamma, \pi)$ -реакции на ядрах как с нейтральными, так и с заряженными пионами.

## 2. Метод искаженных волн в импульсном представлении

Метод искаженных волн основан на предположении, что эффекты взаимодействия пиона с ядром в конечном состоянии процесса фоторождения определяются когерентным рассеянием



пиона на сферически-симметричной части пион-ядерного оптического потенциала (приближение когерентности). В рамках метода DWIA T-матрица фоторождения пиона на ядре определяется следующим выражением:

$$M_{\pi\gamma}^{m_f m_i}(\vec{q}_0, \vec{k}\lambda) = U_{\pi\gamma}^{m_f m_i}(\vec{q}_0, \vec{k}\lambda) + \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{T'(\vec{q}, \vec{q}_0) U_{\pi\gamma}^{m_f m_i}(\vec{q}, k\lambda)}{E_f(q_0) - E_f(q) + i\epsilon}$$

где  $U_{\pi\gamma}^{m_f m_i}$  - плосковолновая часть;  $E_f(q) = E_\pi(q) + E_A^f(q)$  - полная энергия пион-ядерной системы;  $\vec{q}_0(\vec{k}\lambda)$  - импульс пиона (импульс и поляризация фотона). Согласно КМТ-версии теории многократного рассеяния /5/, матрица  $T'(\vec{q}, \vec{q}_0)$  связана с T-матрицей пион-ядерного рассеяния следующим выражением:

$$T'(\vec{q}_0, \vec{q}) = \frac{A-1}{A} T(\vec{q}_0, \vec{q})$$

Здесь фактор  $(A-1)/A$  исключает возможность двойного учета пион-нуклонного взаимодействия, включенного в плосковолновую часть оператора фоторождения.  $T(\vec{q}_0, \vec{q})$  находится путем решения уравнения Липпманна-Швингера с пион-ядерным оптическим потенциалом из работы /6/.

Используя импульсное приближение и проводя (численно) усреднение по импульсному распределению нуклонов в ядре, получаем следующее выражение для плосковолновой части  $U_{\pi\gamma}^{m_f m_i}$ :

$$U_{\pi\gamma}^{m_f m_i}(\vec{q}, \vec{k}\lambda) = (\hat{J}_r \hat{I}_r)^{-1} \sum_J \begin{bmatrix} J & J & J \\ m_f & m_i & m_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J & 1 & J \\ m_f & m_i & m_r \end{bmatrix} U_{JM}^{f c.m.}(\vec{q}-\vec{k})$$

где  $\hat{J} = (2J+1)^{1/2}$ ,  $[\dots]$  обозначает коэффициенты Клебша-Гордана и  $f_{c.m.} = \exp(Q^2 b^2 / 4A)$  - поправка на движение центра масс ядра.

Величина  $U_{JM}$  определена следующим образом:

$$U_{JM} = \sqrt{6} \hat{J} \sum_L \sum_{\beta=1}^3 \begin{bmatrix} L & 1 & J \\ M & \nu & M \end{bmatrix} \Psi_{J(L1),1}^{(1p,1p)} I_{LM_L}^\beta(1p,1p) + \delta_{LJ} \delta_{M_L M} \Psi_{J(L0),1}^{(1p,1p)} I_{LM_L}^4(1p,1p)$$

Динамика процесса на ядре содержится в множителе:

$$I_{LM_L}^\beta(n'1'n1) = (-1)^{1+M_L} \int d^3p R_{n1}(p') G_\beta(\vec{q}, \vec{k}\lambda) R_{n1}(p) [Y_1(\hat{p}') \otimes Y_1(\hat{p})]_{L, -M_L}$$

Здесь  $R_{n1}$  - радиальные части волновой функции связанного нуклона,  $G_\beta$  - элементарные амплитуды.

Информация о ядерной структуре полностью содержится в коэффициентах  $\Psi_{J(LS),1}^{(n'1'n1)}$ , которые связаны с приведенными спин-изоспиновыми матричными элементами следующим выражением:

$$\Psi_{J(LS),T}^{(n'1'n1)} = \sum_{j,j'} S \hat{j} \hat{j}' \begin{bmatrix} 1/2 & 1/2 & S \\ j & j & J \\ 1 & 1 & L \end{bmatrix} \Psi_{JT}(\alpha', \alpha)$$

где  $\alpha = \{n, l, j\}$  и

$$\Psi_{JT}(\alpha', \alpha) = (\hat{J} \hat{I})^{-1} \langle J_f T_f || [c_\alpha^+ \otimes c_\alpha]_{JT} || J_i T_i \rangle$$

С другой стороны, усреднение по импульсному распределению можно провести приближенно, делая замену (приближение факторизации):

$$\vec{p} \rightarrow \vec{p}_{eff} = -\frac{\vec{k}}{A} \frac{A-1}{A} (\vec{k}-\vec{q})$$

Тогда для  $I_{LM_L}^\beta$  имеем

$$I_{LM_L}^\beta(n'1'n1) = \sqrt{4\pi} \frac{\hat{l}' \hat{l}}{\hat{L}} Y_{LM_L}^*(Q) i^L \begin{bmatrix} 11'L \\ 00 0 \end{bmatrix} \times \int_0^\infty G_\beta(\vec{q}, \vec{k}\lambda, \vec{p}_{eff}) \int_0^\infty R_{n1}(r) j_L(Qr) R_{n1}(r) r^2 dr$$

где  $\vec{Q} = \vec{k}-\vec{q}$  - переданный ядру импульс,  $j_L(z)$  - сферическая функция Бесселя.

Численные значения коэффициентов  $\Psi_{J(LS),T}^{(1p,1p)}$  для случая ядра  $^{13}\text{C}$ , полученные из анализа электромагнитных формфакторов и с помощью микроскопических волновых функций Коэна-Курата /7/, приведены в таблице.

Таблица. Коэффициенты  $\Psi_{J(LS),T}^{(1p,1p)}$  для перехода  $^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}$ .  $b = 1.73 \text{ Fm}$  - осцилляторный параметр

J T	LS									
	00		01		10		11		21	
	/8/	/9/	/8/	/9/	/8/	/9/	/8/	/9/	/8/	/9/
0 0	5.20	5.20	.00	.00	.00	.00	-1.7	-1.1	.00	.00
0 1	.58	.58	.00	.00	.00	.00	.39	-0.05	.00	.00
1 0	.00	.00	-.18	-.18	.46	.46	.00	.000	-.50	.81
1 1	.00	.00	-.16	-.16	.19	.19	.00	.000	.34	.58

Заметим, что во всех приведенных в таблице вариантах переходные плотности  $J=0$  переходов (E0-переход)

рассчитывались с помощью функций Коэна-Курата. Основные же различия связаны с J=1 переходом (M1-переход), который может происходить без изменения орбитального момента (L=0) и с его изменением (L=2). Информация о L=0 компоненте M1-перехода обычно извлекается из анализа магнитных моментов ядер. Что же касается L=2 компоненты, то здесь единственным источником информации пока являются электромагнитные формфакторы. Однако, как видно из таблицы, их анализ не позволяет однозначно зафиксировать величины  $\Psi_{1(21),T}^{(1p,1p)}$ . Поэтому изучение процесса фоторождения могло бы дать дополнительную информацию о силе L=2 перехода.

Угловые распределения пропорциональны сумме квадратов модулей амплитуд, соответствующих переходам E0- и M1-типа. В то же время, поскольку поляризационные характеристики определяются преимущественно их интерференцией, то можно ожидать их большую чувствительность к выбору ядерной модели. Таким образом, поляризационные характеристики могут дать важную информацию о деталях ядерной структуры.

При такой постановке задачи необходимо прежде всего исследовать чувствительность результатов расчетов в методе DWIA ко всем его ингредиентам: элементарной амплитуде, эффектам искажения пионной волны, способу учета ферми-движения нуклонов.

Согласно Мэдисонской конвенции /10/, при расчетах поляризационных характеристик мы будем использовать следующую систему координат: импульс фотона направлен вдоль оси Z, а ось квантования Y выбрана вдоль вектора  $[\vec{k} \times \vec{q}]$ . Тогда поляризационные характеристики будут определяться следующими выражениями:

-  $\gamma$ -асимметрия

$$\Sigma(\theta) = \frac{\sigma_y(\theta) - \sigma_x(\theta)}{\sigma_y(\theta) + \sigma_x(\theta)},$$

где  $\theta$ -полярный угол вылета пиона,  $\sigma_x(\sigma_y)$ - дифференциальные сечения в случае фотонов, линейно поляризованных вдоль оси X (Y);

- асимметрия мишени

$$T(\theta) = \frac{\sigma_+^t(\theta) - \sigma_-^t(\theta)}{\sigma_+^t(\theta) + \sigma_-^t(\theta)},$$

$\sigma_+^t(\sigma_-^t)$ - дифференциальные сечения в случае мишени, поляризованной параллельно (антипараллельно) вектору  $[\vec{k} \times \vec{q}]$ ;

- асимметрия ядра-отдачи

$$P(\theta) = \frac{\sigma_+^r(\theta) - \sigma_-^r(\theta)}{\sigma_+^r(\theta) + \sigma_-^r(\theta)},$$

$\sigma_+^r(\sigma_-^r)$ - дифференциальные сечения в случае ядра-отдачи, поляризованного параллельно (антипараллельно) вектору  $[\vec{k} \times \vec{q}]$ .

Для расчета поляризационных характеристик мы будем пользоваться формализмом сферических спин-тензоров  $\tau_{kk}$ , матричные элементы которых в случае ядра со спином 1/2 имеют следующий вид:

$$\langle m' | \tau_{kk} | m \rangle = \tau_{kk}^{m'm} = \hat{k} \begin{bmatrix} 1/2 & k & 1/2 \\ m & k & m' \end{bmatrix}.$$

Тогда поляризационные характеристики можно представить в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} T = i(T_{11} + T_{1-1})/\sqrt{2} \quad \text{и} \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} P = i(t_{11} + t_{1-1})/\sqrt{2},$$

где

$$T_{kk} = \sum_{l, l', f} M_{\pi\gamma}^{fl'} \tau_{kk}^{l'l} M_{\pi\gamma}^{+l+f} \quad \text{и} \quad t_{kk} = \sum_{l, f, f'} M_{\pi\gamma}^{fl} M_{\pi\gamma}^{+l+f'} \tau_{kk}^{f'f}.$$

### 3. Результаты и обсуждение

Начнем наше обсуждение с замечания, что результаты расчета  $\Sigma$ -, P- и T-асимметрий для случая фоторождения пионов на ядре  $^{13}\text{C}$  практически не зависят от выбора варианта элементарной амплитуды. Этот вывод основан на сравнении расчетов с двумя вариантами амплитуды Бломквиста-Лаже /11,12/, которые

отличаются вкладом  $\Delta$ -изобары в резонансный  $E_{1.}(3/2)$ -мультиполь. В наших расчетах мы будем использовать более современную версию этой амплитуды, где процедура унитаризации проведена для обоих мультиполей в  $p_{33}$ -канале /12/.

#### Фоторождение $\pi^-$ -мезонов

На рис. 1а проиллюстрирована чувствительность расчетов поляризационных характеристик к эффекту искажения пионной волны и способу учета ферми-движения нуклонов для реакции  $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$ .  $\Sigma$ -асимметрия проявляет очень слабую чувствительность, в то же время в случае P- и T-асимметрий эта чувствительность становится заметной. Таким образом, можно сделать вывод о том, что вычисление поляризационных характеристик в целом требует учета взаимодействия пиона с ядром в конечном состоянии и точного учета ферми-движения нуклонов.

$\Sigma$ -асимметрия по определению является разностью сечений для фотонов, линейно поляризованных вдоль осей Y и X, и пропорциональна сумме квадратов членов, соответствующих E0- и M1-переходам, и их интерференции. Как видно из рис. 1б,  $\Sigma$ -асимметрия равна нулю при  $\theta=0^\circ$  и  $180^\circ$  и достигает максимальных значений в области  $30^\circ < \theta < 70^\circ$ . Это обусловлено тем, что вклад доминирующего в обоих сечениях кролл-рудермановского члена элементарной амплитуды ( $G_1$ ) сокращается в выражении для  $\Sigma$ . Вклады же остальных членов ( $G_2, G_3$  и  $G_4$ ) в  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  имеют  $\sin^2\theta$ -зависимость.

Наши расчеты показывают, что в области средних углов имеется заметная чувствительность результатов к выбору ядерных моделей, различающихся преимущественно вкладами L=2 компоненты. Следовательно, изучение  $\Sigma$ -асимметрии может дать важную информацию об этой компоненте. При этом, как было показано выше, чувствительность к другим ингредиентам метода DWIA очень мала.

Как следует из рис. 1б, T- и P-асимметрии также проявляют большую чувствительность к выбору ядерной модели. Как и в случае фотонной асимметрии, эта чувствительность обусловлена

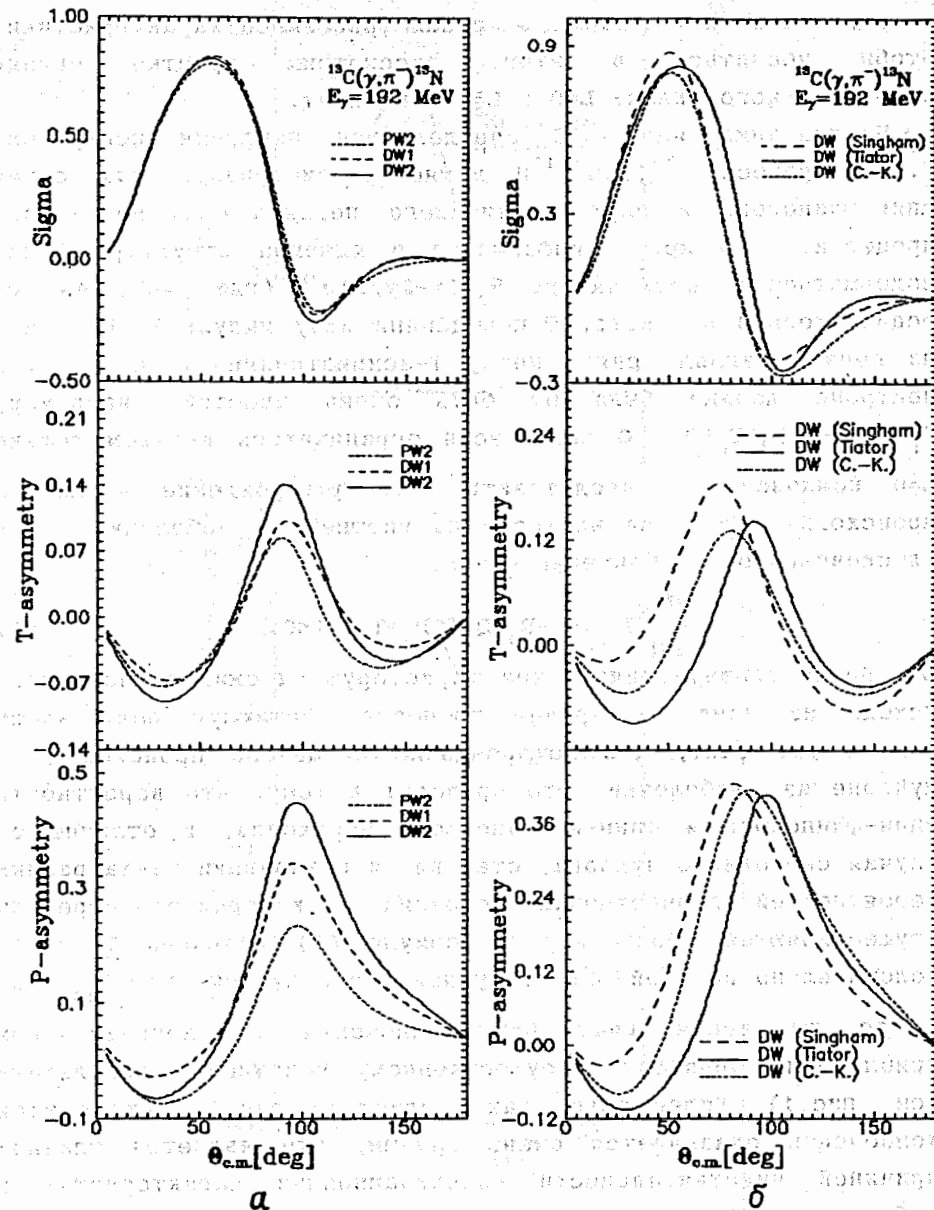


Рис. 1.  $\Sigma$ -, P- и T-асимметрии для реакции  $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$ .

PW2- PWIA расчеты, DW1 и DW2- DWIA расчеты в приближении факторизации и с численным интегрированием. Ядерные переходные плотности взяты из работ: /9/-Singham, /8/-Tiator, /7/-С.-К. 7

вкладом  $L=2$  компоненты в рассматриваемые характеристики. чтобы убедиться в этом, рассмотрим простые оценки относительного вклада  $L=0$  и  $L=2$  компонент.

Поляризация ядра  $^{13}\text{C}$  определяется непарным нейтроном. т.о., процесс  $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$  можно рассматривать как сумму спин-флипового и спин-независящего переходов элементарного процесса  $\gamma \bar{n} \rightarrow \pi \bar{p}$ , а информация о ядерной структуре будет содержаться в формфакторе  $R_0 = (1 - 2\gamma/3)e^{-\gamma}$  (где  $\gamma = b^2 Q^2 / 4A$ ,  $b$  - осцилляторный параметр,  $Q$  - переданный ядру импульс). Поэтому, на первый взгляд, связь между  $T$ -асимметриями на ядре  $^{13}\text{C}$  и нейтроне должна была бы быть очень простой, например,  $T_{^{13}\text{C}}(\theta) \sim R_0(Q) T_n(\theta)$ . Однако, если ограничиться вкладом только  $L=0$  компоненты и представить, что фоторождение  $\pi^-$ -мезона происходит только на нейтроне из внешней  $p_{1/2}$ -оболочки, то в плосковолновом приближении имеем:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} T_{^{13}\text{C}} \sim -R_0(Q) \{2P_n + T_n/2\} \leq 0. \quad (1)$$

Это более сложная связь, чем та, которую мы ожидали получить, исходя из наивной картины процесса. Решающую роль здесь сыграл тот факт, что фоторождение  $\pi^-$ -мезона происходит на нуклоне из  $p$ -оболочки. Это приводит к тому, что вероятности спин-флипового и спин-независящего переходов, в отличие от случая свободного нуклона, становятся различными из-за разных вероятностей одночастичных состояний, на которых эти переходы осуществляются. Поскольку в формуле (1) величины  $T_n$  и  $P_n$  положительны во всей области углов, то получаем, что  $T_{^{13}\text{C}} \leq 0$ .

В то же время учет  $L=2$  компоненты в плосковолновом приближении приводит к существенному усложнению результата (см. рис.1). Более того, как следует из рис.1, вклад этой компоненты оказывается очень важным, что является главной причиной чувствительности поляризационных характеристик к выбору ядерной модели.

Здесь мы бы хотели отметить то обстоятельство, что, как показывает наш анализ, полученные выводы для реакции  $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{13}\text{N}$  справедливы и в случае фоторождения отрицательных пионов на ядре  $^{15}\text{N}$ . В качестве предсказания мы

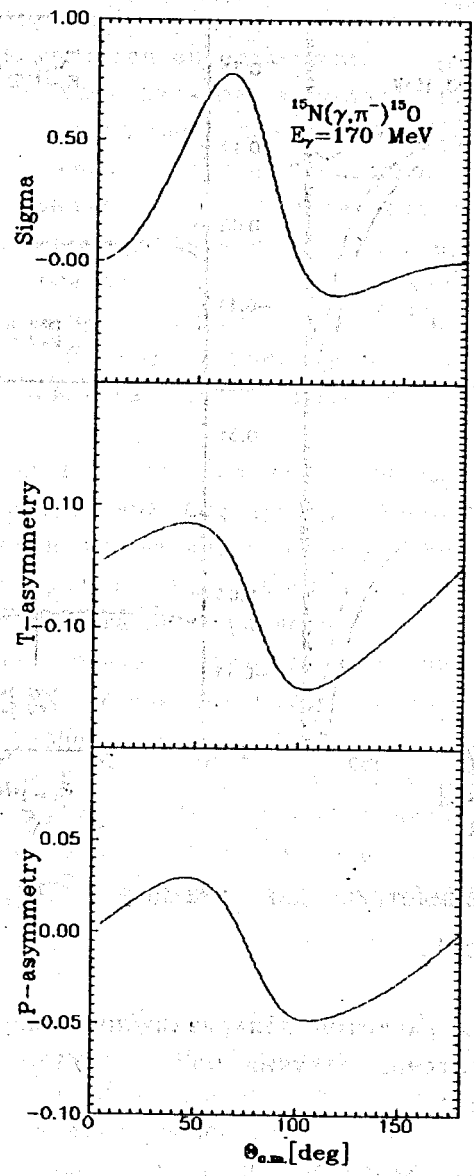


Рис.2.  $\Sigma$ -,  $P$ - и  $T$ -асимметрии для реакции  $^{15}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{15}\text{O}$ .

См. подпись к рис.1. Ядерные переходные плотности взяты из работы /13/.

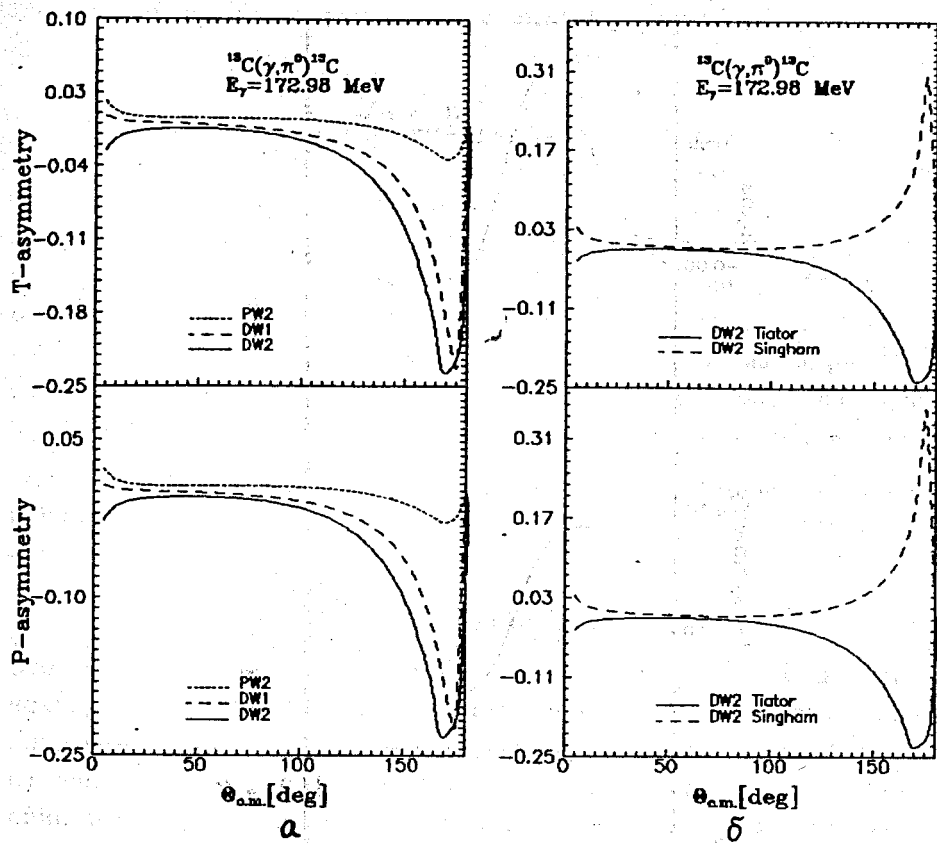


Рис.3. P- и T-асимметрии для реакции  $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{13}\text{C}$ . См. подпись к рис.1.

приводим результаты расчетов поляризационных характеристик с переходными плотностями, взятыми из /13/, для реакции  $^{15}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{15}\text{O}$  на рис.2.

#### Фоторождение $\pi^0$ -мезонов

Перейдем к анализу фоторождения нейтральных пионов на ядре  $^{13}\text{C}$ . Как видно из рис.3а, единственным ингредиентом метода DWIA, к которому результаты расчетов в этом случае проявляют чувствительность, является искажение пионной волны. Если для дифференциальных сечений, как показано в работе /14/, оно дает

30% эффект, то для поляризационных характеристик искажение пионной волны является определяющим.

Дифференциальные сечения в случае реакции  $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{13}\text{C}$  определяются переходами  $\text{CO-}$  ( $J=0, T=0$ ),  $\text{EO-}$  ( $J=0, T=1$ ) и  $\text{M1-}$  ( $J=1, T=0, 1$ ) типов, причем  $\text{CO-}$  переход доминирует во всей области углов вылета пиона. В наших расчетах предполагается, что плотности распределения нейтронов и протонов, формирующие  $\text{M1-}$  переход, одинаковы. Такое предположение хорошо работает, например, в случае реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$  /3,14/. Однако, в случае ядра  $^{13}\text{C}$  может быть необходимо учесть влияние избыточного нейтрона на распределение нуклонов в  $A=12$  системе.

Хорошо известно, что в случае фоторождения  $\pi^0$ -мезонов, где доминирует когерентный  $\text{CO-}$  переход,  $\Sigma$ -асимметрия практически равна единице и не является информативной характеристикой. Поэтому мы не приводим здесь соответствующий рисунок.

На рис.3б представлены расчеты T- и P-асимметрий. Видно, что выбор переходной плотности для них так же является критичным, но, в отличие от случая заряженных пионов, только в области задних углов. Здесь два варианта расчетов отличаются знаком. Такой результат свидетельствует о том, что на задних углах T- и P-асимметрии определяются преимущественно вкладом  $L=2$  компоненты в переходе  $\text{M1-}$  типа. А коэффициенты для нее, как видно из таблицы, имеют разные знаки.

#### 4. Заключение

В настоящей работе мы провели совместный анализ фоторождения нейтральных и заряженных пионов на ядре  $^{13}\text{C}$ . Особое внимание было уделено исследованию поляризационных характеристик в этих процессах.

Сделанные нами расчеты показали, что при анализе поляризационных характеристик необходимо учитывать эффекты взаимодействия пионов с ядром в конечном состоянии, причем, в случае фоторождения нейтральных пионов они оказываются определяющими в формировании T- и P-асимметрий. Кроме того, в отличие от дифференциальных сечений, поляризационные

характеристики проявляют заметную чувствительность к способу учета ферми-движения нуклонов.

На наш взгляд, основной интерес в изучении поляризационных характеристик может быть связан с их сильной чувствительностью к ядерным переходным плотностям, особенно к силе  $L=2$  перехода. Поэтому изучение поляризационных характеристик для реакции фоторождения пионов на ядрах может дать уникальную информацию о силе этого перехода.

#### Литература

1. Грушин В.Ф., Труды ФИАН, т.186, с.3 (1988).
2. Boschitz E.T, Inv. Talk at 5 Int.Symp. on Mesons and Light Nuclei, Prague, Czecho-Slovakia, Sept.1-6 (1991).
3. Eramzhyan R.A., Gmitro M., Kamalov S.S., Phys.Rev. C41, 2965 (1990).
4. Kamalov S.S., Chumbalov A.A., Preprint JINR E4-89-559.
5. Kerman A.K., McManus H., Thaler R., Ann.Phys.8, 551 (1959).
6. Gmitro M., Kamalov S.S., Mach R., Phys.Rev. C36, 1105 (1987).
7. Cohen S., Kurath D., Nucl.Phys. 73, 1 (1965).
8. Tiator L., Wright L.E., Phys.Rev.C30, 989 (1984).
9. Singham M.K., Nucl.Phys. A460, 597 (1984).
10. The Madison Convention, PPhNR-3, XXV (1971).
11. Blomqvist I., Laget J.M., Nucl.Phys. A280, 405 (1977).
12. Laget J.M., Nucl.Phys. A481, 765 (1988).
13. Tiator L., Walther V.H., Nucl.Phys.A485, 580 (1988).
14. Chumbalov A.A., Eramzhyan R.A., Kamalov S.S., Z.Phys.A328, 195 (1987).

Рукопись поступила в издательский отдел

23 декабря 1991 года.