ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—187(33)-(76)

С.Р. ГЕВОРКЯН, В.М. ЖАМКОЧЯН

НЕКОГЕРЕНТНОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ ω-МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

АРУС

ԵՐԵՎԱՆ 1976 ЕРЕВАН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-187(33)-(76)

С.Р.ГЕВОРКЯН, В.М.ЖАМКОЧЯН

НЕКОГЕРЕНТНОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ ω -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Ереван 1976

Процессы фоторождения нестабильных **частиц** на атомных ядрах, интенсивно исследуемые в последние годы [1] , позволяют получать уникальную информацию о величине амплитуды упругого рассеяния нестабильной частицы на нуклоне под нулевым углом. Особенно интересными с этой точки зрения являются процессы фоторождения частиц с отличным от нуля спином, так как существуют указания на то, что сечения взаимодействия частиц, обладающих спином, с нуклонами зависят от их поляризации [2] . Так, например, взаимодействие векторных мезонов V° (ρ, ω, φ) с нуклонами характеризуется двумя комплексными величинами

$$\sigma'_T = \frac{4\pi}{iK} f(V_T N \to V_T N) \quad \text{и} \quad \sigma'_L = \frac{4\pi}{iK} f(V_L N \to V_L N),$$

где $f(V_{T(L)} N \to V_{T(L)} N)$ есть амплитуды рассеяния под нулевым углом поперечно (T) - и продольно (L) - поляризованных векторных мезонов на нуклонах.

В процессах фоторождения ρ° и φ -мезонов на ядрах [3] , ввиду приближенного сохранения S -канальной спиральности [4] , определяется величина σ'_T и для определения σ'_L необходимо исследовать процесс электророждения этих мезонов на ядрах [5] при болмассах Q^2 виртуального фотона. В случае же фоторождения ω -мезонов имеется возможность определения полных сечений взаимодействия как поперечно-поляризованных ω -мезонов с нуклонами, $\sigma_T(\omega)$, так и продольно-поляризованных, $\sigma_L(\omega)$. Это обусловлено тем, что в области энергий налетающих фотонов $E_\gamma \lesssim 5$ Гэв в процесс $\gamma N \to \omega N$ большой вклад дает обмен ненатуральной четностью (π -мезонный обмен), что приводит к интенсивному рождению продольно-поляризованных ω -мезонов. В процессы когерентного фоторождения ω -мезонов на ядрах [6] дает вклад только часть амплитуды процесса $\gamma N \to \omega N$, обусловленная дифракцией, и поэтому в таких экспериментах можно извлекать информацию лишь о величине

$$\sigma'_T(\omega) = \sigma_T \left(1 - i \frac{Re\, f\omega\omega(0)}{Im\, f\omega\omega(0)}\right).$$

Для определения $\sigma'_L(\omega)$ необходимо исследовать процесс некогерентного фоторождения ω -мезонов при больших переданных импульсах, $|t| \gtrsim 0{,}1\left(\frac{Гэв}{c}\right)^2$

Рассмотрим процесс $\gamma A \to \omega A'$, где A' представляет собой возбужденные состояния ядра A либо продукты его развала.

Этот процесс обусловлен двумя механизмами: прямым фоторождением ω -мезона на одном из нуклонов ядра, либо фоторождением в ядре ρ^0 -мезонов с их последующим переходом в ω -мезон. Будем интересоваться фоторождением на средних и тяжелых ядрах ($A \gtrsim 20$), для которых эффекты перерассеяний наиболее существенны.

Воспользовавшись стандартной техникой расчета сечений в рамках теории многократных перерассеяний [7], для дифференциального сечения некогерентного процесса $\gamma A \to \omega A'$ можно получить следующее выражение:

$$\frac{d\sigma}{dt}=\frac{1}{4\pi}\int d^2\beta\, e^{i\vec{q}\vec{\beta}}\Big\{\Omega^{00}_{\gamma\omega}(\vec{\beta})N(0,\tilde{\sigma}_L(\omega))+[\Omega_{\gamma\omega}(\vec{\beta})-$$

$$-\Omega^{00}_{\gamma\omega}(\vec{\beta})]N(0,\tilde{\sigma}_T(\omega))+\frac{1}{\tilde{\sigma}(\rho)}\Omega_{\gamma\rho}(\vec{\beta})\Omega^{00}_{\rho\omega}(\vec{\beta})[N(0,\tilde{\sigma}_L(\omega))-$$

$$-N(\tilde{\sigma}_T(\rho),\tilde{\sigma}_L(\omega))]+\frac{1}{\tilde{\sigma}(\rho)}\Omega_{\gamma\rho}(\vec{\beta})(\Omega_{\rho\omega}(\vec{\beta})-\Omega^{00}_{\rho\omega}(\vec{\beta}))\times \quad (1)$$

$$\times[N(0,\tilde{\sigma}_T(\omega)-N(\tilde{\sigma}_T(\rho),\tilde{\sigma}_T(\omega))]\Big\}.$$

В выражении (1) $\Omega_{xy}(\vec{\beta})=\int\frac{d^2\Delta}{k^2}|f_{xy}(\Delta)|^2 e^{i\vec{\Delta}\vec{\beta}}$, $(x,y=\gamma,\rho,\omega)$, есть Фурье-образы дифференциальных сечений процессов $X+N\to Y+N$; $\Omega^{00}_{xy}(\vec{\beta})=\int\frac{d^2\Delta}{k^2}\times\rho^{00}_{xy}(\Delta)|f_{xy}(\Delta)|^2 e^{i\vec{\Delta}\vec{\beta}}$ где $\rho^{00}_{xy}(\Delta)$ -соответствующие элементы матрицы плотности процессов $X+N\to Y+N$ в системе их центра инерции; $\tilde{\sigma}(x)=\sigma(x)-\Omega_{xx}(\vec{\beta})$, а $N(\tilde{\sigma}_1,\tilde{\sigma}_2)=\int d^2b\,\frac{e^{-\tilde{\sigma}_1 T(\vec{b})}-e^{-\tilde{\sigma}_2 T(\vec{b})}}{\tilde{\sigma}_2-\tilde{\sigma}_1}$; $T(\vec{b})=\int\rho(\vec{b},z)dz$ - проекция плотности распределения нуклонов на плоскость прицельного параметра; $N_1(\tilde{\sigma})\equiv N(\tilde{\sigma},\tilde{\sigma})$. При выводе (1) были использованы условия полноты и модель независимых частиц для волновой функции начального ядра.

Отсутствие в (1) интерференционных членов обусловлено двумя причинами. В амплитуду реакции $\rho N\to\omega N$ дают вклад полюса с изотопспином $I=0$ (π - и A_2 -мезоны), и поэтому амплитуды этого процесса на протоне и нейтроне имеют разные знаки, что приводит к отсутствию интерференции между прямым и двухступенчатым процессами. Что касается интерференционных членов в прямом процессе, то в области энергий, где величины ρ^{00}_{xy} существенно отличны от нуля, этими членами можно пренебрегать, так как [7] $\Delta\ell\gg 1$

($\Delta = \frac{m^2_\omega}{2K}$ – минимальный продольный переданный импульс в реакции $\gamma N \to \omega N$; $\ell = \frac{1}{\sigma \rho_0}$ –длина свободного пробега ω –мезона в ядре).

Для получения количественных результатов удобно разложить выражение (1) в ряд по степеням $\mathcal{R}_{xy}/\sigma$ Ограничиваясь при этом вторым членом разложения(что правомерно в области переданных импульсов $q^2 \lesssim 0{,}5\left(\frac{\text{Гэв}}{c}\right)^2$), нетрудно получить

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\gamma\omega}}{d\Omega}\Big[N(0,\sigma_L(\omega))\rho^{00}_{\gamma\omega} + N(0,\sigma_T(\omega))(1-\rho^{00}_{\gamma\omega})\Big] +$$

$$+\frac{1}{\sigma_L(\omega)}\Big[N(0,\sigma_L(\omega)) - N_1(\sigma_L(\omega))\Big]\int\frac{d^2\Delta}{K^2}\,\frac{d\sigma_{\gamma\omega}}{d\Omega}(\vec{\Delta})\,\frac{d\sigma'_{\omega\omega}}{d\Omega}(\vec{q}-\vec{\Delta})\times$$

$$\times\rho^{00}_{\gamma\omega}(\Delta) + \frac{1}{\sigma_T(\omega)}\Big[N(0,\sigma_T(\omega)) - N_1(\sigma_T(\omega))\Big]\int\frac{d^2\Delta}{K^2}\,\frac{d\sigma_{\gamma\omega}}{d\Omega}(\vec{\Delta})\times \tag{2}$$

$$\times\frac{d\sigma^T_{\omega\omega}}{d\Omega}(\vec{q}-\vec{\Delta})\big(1-\rho^{00}_{\gamma\omega}(\Delta)\big) + \frac{1}{\sigma_T(\rho)}\Big[N(0,\sigma_L(\omega)) - N(\sigma_T(\rho),\sigma_L(\omega))\Big]\times$$

$$\times\int\frac{d^2\Delta}{K^2}\,\frac{d\sigma_{\gamma\rho}}{d\Omega}(\vec{\Delta})\,\frac{d\sigma_{\rho\omega}}{d\Omega}(\vec{q}-\vec{\Delta})\rho^{00}_{\rho\omega}(\vec{q}-\vec{\Delta}) + \frac{1}{\sigma_T(\rho)}\Big[N(0,\sigma_T(\omega)) -$$

$$-N(\sigma_T(\rho),\sigma_T(\omega))\Big]\int\frac{d^2\Delta}{K^2}\,\frac{d\sigma_{\gamma\rho}}{d\Omega}(\vec{\Delta})\,\frac{d\sigma_{\rho\omega}}{d\Omega}(\vec{q}-\vec{\Delta})\big(1-\rho^{00}_{\rho\omega}(\vec{q}-\vec{\Delta})\big).$$

Как следует из кварковых моделей $\sigma_T(\rho N) = \sigma_T(\omega N) \equiv \sigma$ (справедливость этого равенства подтверждена в экспериментах по когерентному фоторождению векторных мезонов на ядрах [1]).

В области небольших переданных импульсов $q^2 \lesssim 0{,}5\left(\frac{\text{Гэв}}{c}\right)^2$ сечения элементарных процессов в (2) можно аппроксимировать гауссовой формой, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(q) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(0)e^{-aq^2}$, а элементы матрицы плотности ω - мезона являются слабо меняющимися функциями переданного импульса. Неизвестные характеристики процесса $\rho N \to \omega N$ можно связать с аналогичными величинами процесса $\gamma N \to \omega N$ при помощи модели векторной доминантности [8] : $f(\rho N \to \omega N) = \frac{1}{g} f^u(\gamma N \to \omega N)$, где $g = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\gamma^2_\rho}}$, а $f^u(\gamma N \to \omega N)$ - часть амплитуды процесса $\gamma N \to \omega N$, обусловленная обменом ненатуральной четностью.

Так как продольные ω -мезоны образуются, в основном, за счет обмена в амплитуде ненатуральной четностью, то $\rho^{00}_{\rho\omega} \approx \rho^{00}_{\gamma\omega} \equiv \rho_{00}$. Наконец, предположим для простоты равенство наклонов в реакциях $\gamma N \to \omega N$ и $\rho N \to \omega N$ и в упругих процессах $\omega N \to \omega N$, $\rho N \to \rho N$, что не противоречит экспериментальным данным [9].

В этих предположениях для эффективных нуклонных чисел $A^{eff} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(\gamma A \to \omega A')}{\frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \to \omega N)}$ получается следующее выражение:

$$\begin{aligned}
A^{eff} = {} & \rho_{00}(q)\,N(0,\sigma_L) + (1-\rho_{00}(q))\,N(0,\sigma) + \\
& + \frac{\sigma_L^{el}}{2\sigma_L}\rho_{00}(q/2)\,e^{aq^2/2}\left[N(0,\sigma_L) - N_1(\sigma_L)\right] + \\
& + \frac{\sigma^{el}}{2\sigma}(1-\rho_{00}(q/2))\,e^{aq^2/2}\left[N(0,\sigma) - N_1(\sigma)\right](1+W) + \\
& + \frac{\sigma^{el}}{2\sigma}\rho_{00}(q/2)\,e^{eq^2/2}\left[N(0,\sigma_L) - N(\sigma_T,\sigma_L)\right]\cdot W.
\end{aligned} \qquad (3)$$

В этом выражении $W = \dfrac{\frac{d\sigma^{u}}{dt}(\gamma N \to \omega N)}{\frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \to \omega N)}$ есть отношение дифференциальных сечений под нулевым углом,

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \to \omega N) = \frac{d\sigma^{u}}{dt} + \frac{d\sigma^{N}}{dt}.$$

На рисунке приведена A-зависимость эффективных нуклонных чисел при разных значениях полных сечений взаимодействия продольно-поляризованных ω -мезонов с нуклонами, σ_L , при переданном импульсе $q^2 = 0{,}4\,(\frac{\text{Гэв}}{c})^2$. При расчетах использовалась модель для ядерной плотности $\rho(r) = \frac{\rho_0}{1+\exp(\frac{r-R}{c})}$, $R = 1{,}12\,A^{1/3}$, $C = 0{,}545\,f^{-1}$. Для параметров, входящих в выражение (3), выбирались следующие значения:

$a = 7\,(\frac{\text{Гэв}}{c})^{-2}$; $\sigma = 28\,mb$; $\frac{\sigma_L^{el}}{\sigma_L} = \frac{\sigma^{el}}{\sigma} = \frac{1}{3}$.

Для величин ρ_{oo} и W мы воспользовались результатами работы [9] при $E_\gamma = 2{,}8$ Гэв ; $\rho_{oo} \approx 0{,}2$; $W = 0{,}57$.

Пунктирная кривая предсказывает A-зависимость для эффективных нуклонных чисел при высоких энергиях $E_\gamma \geq 20$ Гэв. В этой области энергий недифракционные обмены пренебрежимо малы что приводит к занулению ρ_{oo} и W . Поскольку при этих энергиях $\Delta\ell \ll 1$, то необходим учет интерференционных членов в прямом процессе фоторождения, что приводит к следующему выражению для A^{eff} :

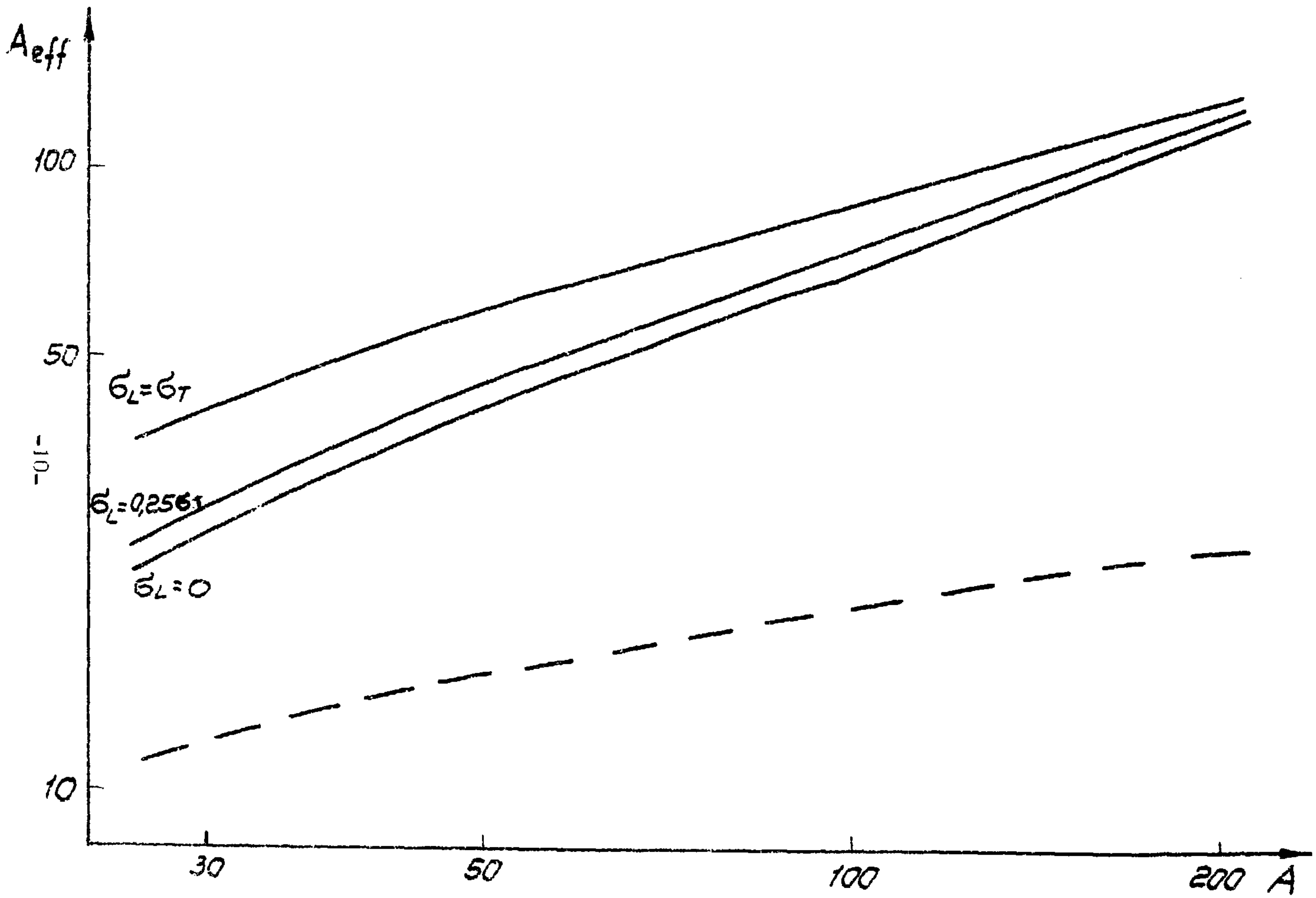
$$A^{eff} = N_1(\sigma) + \frac{\sigma^{el}}{2\sigma}\, e^{\frac{aq^2}{2}}\, N_2(\sigma) . \qquad (4)$$

При расчете по формуле (4) полагалось $a = 10(\frac{\text{Гэв}}{c})^{-2}$. $\sigma = 26\,mb$ $\frac{\sigma^{el}}{\sigma} = \frac{1}{5}$.

Резкое уменьшение эффективных нуклонных чисел при переходе от низких энергий ($E_\gamma \lesssim$ 5 Гэв) к высоким энергиям ($E_\gamma \gtrsim$ 20 Гэв) обусловлено большим вкладом деструктивной интерференции при высоких энергиях.

Как видно из приведенных на рисунке кривых, в случае, если сечения взаимодействия продольно-поляризованных ω -мезонов с нуклонами много меньше, чем сечения взаимодействия поперечно-поляризованных ω -мезонов с нуклонами, то А-зависимость эффективных нуклонных чисел A^{eff} должна быть существенно разной при низких и высоких энергиях. Более того, достаточно точные измерения A^{eff} при низких энергиях позволят, в принципе, получить интересную информацию о величине полных сечений взаимодействия продольно-поляризованных векторных мезонов с нуклонами.

Авторы выражают глубокую благодарность С.Г.Матиняну за интерес к работе и обсуждения. Один из нас (С.Р.Г.) благодарит А.В.Тарасова за ценные замечания.


A_{eff}
100
50
10
$\sigma_L = \sigma_T$
$\sigma_L = 0{,}25\sigma_T$
$\sigma_L = 0$
30
50
100
200
A

ЛИТЕРАТУРА

1. H.Alvensleben et al. Nucl.Phys.B18, 333 (1970);
   H.-J.Behrend et al. Phys.Rev.Lett. 24, 336 (1970).
2. G.G.Sakurai and D.Scildknecht. Phys.Lett.40B,121 (1972).
3. G.Rajasekaran. Preprint TIFR/TH/71-16.
4. G.Ballam et al.Phys.Rev.Lett.24, 960 (1970).
5. S.R.Gevorkyan, V.M.Zhamkochyan. Scientific Report EFI-127 (1975).
6. H.-G.Behrend et al.Phys.Rev.Lett.24, 1246 (1970).
7. S.R.Gevorkyan, O.A.Zajmidoroga, A.V.Tarasov. Preprint GINR P2-6581 (1972).
8. M.Hayashi and K.Katusura. Nuovo Cim.30A,126 (1975).
9. J.Ballam et al. Phys.Rev.D7, 3150 (1973).

Рукопись поступила 19-го мая 1976г.

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 649 ВФ-03972 Тираж 299

Подписано к печати 12/УШ-76г. Формат издания 30-40
1,0 уч.изд.л. Ц. 7 к.

Отпечатано на ротапринте
Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Маркаряна 2.