

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԱՆ ԶԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿՈՒՄ  
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—26(73)

*А.И.Алиханян, Г.Л.Баятян, Г.С.Вартанян,*

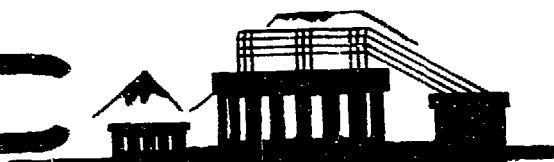
*С.Г.Князян, А.Т.Маргарян*

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ  
ФОТОРОЖДЕНИЯ  $\rho^0$ -МЕЗОНА НА ЭЛЕКТРОННОМ  
ПУЧКЕ ИФВЭ БЕЗ МАГНИТНОГО СПЕКТРОМЕТРА

АРՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1973



ЕРЕВАН

We regret that some of the pages in the microfiche copy of this report may not be up to the proper legibility standards, even though the best possible copy was used for preparing the master fiche.

Научное сообщение БФМ-26(73)

А.И.АЛИХАНИЯН, Г.Л.БАЯТЯН, Г.С.ВАРТАНЯН,  
С.Г.КНЯЗЯН, А.Т.МАРГАРЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ФОТОРСЕДЕНИЯ  
 $\rho^0$ -МЕЗОНА НА ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ ИВФЭ БЕЗ МАГНИТНОГО  
СПЕКТРОМЕТРА

Ереван 1973

А.И.АЛИХАНИЯН, Г.Л.БАЯТЯН, Г.С.ВАРТАНЯН  
С.Г.КНЯЗЯН, А.Т.МАРГАРИАН

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ФОТОРОЖДЕНИЯ  $\rho^0$ -  
МЕЗОНА НА ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ ИФЭВ БЕЗ МАГНИТНОГО  
СПЕКТРОМЕТРА

Рассматривается возможность измерения полного сечения фоторождения  $\rho^0$ -мезона на водороде и ядрах в области энергий 10-40 Гэв на электронном пучке Серпуховского протонного ускорителя.

Предлагается конкретная экспериментальная установка без применения магнитного спектрометра.

Ереванский физический институт

Ереван 1973

Scientific Report ЕФИ-26(73)

A. I. ALIKHANIAN, G. L. BAYATIAN, S. G. KNYAZIAN,  
A. T. MARGARIAN, G. S. VARTANIAN

ON THE POSSIBILITY OF MEASURING  $\rho^0$  - PHOTOPRODUCTION TOTAL CROSS  
SECTION WITH THE ELECTRON BEAM IHEP WITHOUT MAGNETIC SPECTROMETER

The possibility of measuring the  $\rho^0$  - photoproduction total cross section on hydrogen and nuclei in the energy region 10-40 Gev with the electron beam of Serpukhov proton synchrotron is considered. A concrete experimental arrangement without spectrometer is proposed.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1973

Недавние точные эксперименты по измерению фотообразования  $\rho^0$ -мезонов показали независящее от энергии поведение сечения фотообразования  $\rho^0$ -мезонов в области энергии 5-18 Гэв [1]. В рамках правильности модели векторной доминантности это означает, что полное сечение фотообразования адронов не должно зависеть от энергии. Экспериментальные данные [2] указывают на медленный спад этого сечения до энергии 18 Гэв. В связи с этим представляет определенный интерес непосредственная проверка соотношений, предсказываемых ВДМ, между сечениями полного поглощения  $\gamma$ -квантов и фотообразования векторных мезонов для интервала энергий выше 18 Гэв.

Возможности измерения сечения фоторождения  $\rho^0$ -мезонов выше энергии 18 Гэв путем создания высокоэнергичного пучка меченых  $\gamma$ -квантов на Серпуховском протонном ускорителе были обсуждены в работах [3], [4]. Характеристики полученного в ИФВЭ электронного пучка [5] совпали с рассчитанными в этих работах данными.

В настоящей заметке обсуждаются возможности измерения фоторождения  $\rho^0$ -мезонов на меченом фотонном пучке в ИФВЭ до энергии 35 Гэв без определения энергии  $\pi^\pm$ -мезонов от распада  $\rho^0$ -мезона. Это делает возможным исключение из экспериментальной установки магнитного спектрометра, что, во-первых, упрощает эксперимент и, во-вторых, создает благоприятные условия для одновремен-

ного измерения полных сечений фотопоглощения адронов и фотообразования  $\rho^0$ -мезонов.

Предлагается экспериментальная установка (рис. I) для измерения сечения фотообразования  $\rho^0$ -мезонов на нуклонах и на ядрах.

Системой мечения (СМ) и фольговыми искровыми камерами (ИК<sub>1</sub>), (ИК<sub>2</sub>) определяются энергия и направление налетающих  $\gamma$ -квантов (направление  $\gamma$ -квантов совпадает с направлением первичных электронов), а искровыми камерами (ИК<sub>3</sub>), (ИК<sub>4</sub>), которые запускаются триггерными сцинтилляционными счетчиками  $S_1$  и  $S_2$ , определяются углы  $\pi^{\pm}$ -мезонов от распада  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  по отношению к первоначальному направлению  $\gamma$ -квантов.

Дождевые фотоны исключаются сцинтилляционными счетчиками  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ , которые включаются в антисовпадение, а ливневым детектором полного поглощения (ЛД), также включенным в антисовпадение, подавляются электромагнитные процессы.

Известно, что образовавшиеся в реакции



$\rho^0$ -мезоны в основном имеют направление и энергию  $\gamma$ -квантов.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные [6] по измерению  $\frac{d\sigma}{dt}$  для водорода, углерода и алюминия. Эти данные аппроксимированы формулой

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} e^{-\alpha t}, \quad (2)$$

где  $t$  - четырехмерный передаваемый импульс;

константа  $\alpha = 8$  для водорода.

Из рисунка видно, что для водорода при  $t \gg 0,3$  (Гэв)<sup>2</sup> сечение сильно падает. В самом деле, сечение тех случаев взаимо-

действия, когда передаваемый импульс  $t \geq -0,3$  (Гэв)<sup>2</sup> будет

$$\sigma_{t \geq -0,3} = \int_{-\infty}^0 \frac{d\sigma}{dt} dt - \int_{-0,3}^0 \frac{d\sigma}{dt} dt = \frac{0,091}{8} \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0},$$

а полное сечение будет

$$\sigma_{tot} = \int_{-\infty}^0 \frac{d\sigma}{dt} dt = \frac{1}{8} \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0}.$$

Следовательно, случай с передачей импульса  $t \geq -0,3$  (Гэв)<sup>2</sup> составляет  $\sim 9\%$  от полного сечения. Для реакции (I) можно написать

$$E_p = \frac{S + t - m_p^2}{2m_p}, \quad (3)$$

где  $E_p$  — полная энергия  $p^0$ -мезона;

$t$  — четырехмерный передаваемый импульс;

$m_p$  — масса водорода;

$S = m_p^2 + 2E_{\gamma}m_p$  (полная энергия в системе ц.м.)

Таким образом получается

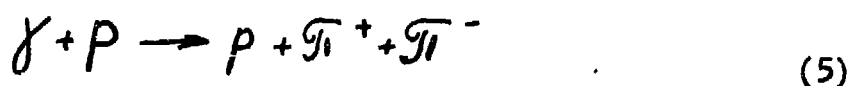
$$E_p = \frac{m_p^2 + 2E_{\gamma}m_p + t - m_p^2}{2m_p} = E_{\gamma} + \frac{t}{2m_p}. \quad (4)$$

В табл. I приводятся несколько значений второго члена формулы (4).

Таблица I

$t$ (Гэв) <sup>2</sup>	-0,3	-0,25	-0,2	-0,15	-0,1	-0,05
$\frac{t}{2m_p}$ (Гэв)	-0,159	-0,133	-0,106	-0,08	-0,053	-0,0265

Из таблицы видно, что  $\frac{t}{2m_p}$  дает очень маленький вклад и с достаточно высокой точностью можно считать, что  $E_p \approx E_\gamma$ . Для других ядер  $A$  намного больше и  $\frac{t}{2m_p}$  получается намного меньше чем для  $H_2$ . В таком приближении становится возможным из кинематического анализа определить массу  $\rho^0$ -мезона без предварительного определения энергии продуктов распада  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ . Из кинематики реакции



известны следующие формулы для массы  $\rho^0$ -мезона и энергии  $\gamma$ -кванта [4].

$$m_\rho^2 = 2m_\pi^2 + 2E_{\pi^+} \cdot E_{\pi^-} - 2P_{\pi^+} \cdot P_{\pi^-} \cos \theta_{12}$$

$$E_\gamma = \frac{2m_p(E_{\pi^+} + E_{\pi^-}) - m_\rho^2}{2[m_p - (E_{\pi^+} + E_{\pi^-}) + P_{\pi^+} \cos \theta_{\pi^+} + P_{\pi^-} \cos \theta_{\pi^-}]}, \quad (6)$$

где  $m_\pi^\pm$  - масса покоя  $\pi^\pm$ -мезонов

$E_{\pi^\pm}$  - полная энергия  $\pi^\pm$ -мезонов

$P_{\pi^\pm}$  - трехмерный импульс  $\pi^\pm$ -мезонов

$\theta_{12}$  - угол разлета  $\pi^\pm$ -мезонов

$\theta_{\pi^\pm}$  - угол  $\pi^\pm$ -мезонов по отношению к направлению

$\gamma$  - квантов.

Так как в области энергии  $E_\gamma = 10-30$  Гэв можно считать, что  $E_{\pi^\pm} \approx P_{\pi^\pm}$ , то уравнение (6) можно написать в виде

$$m_\rho^2 = 2m_\pi^2 + 4E_{\pi^+} \cdot E_{\pi^-} \sin^2 \frac{\theta_{12}}{2} \quad (7)$$

$$E_{\gamma} = \frac{2m_p E_{\gamma} - m_p^2}{2[m_p - E_{\gamma} + E_{\pi^+} \cos \theta_{\pi^+} + E_{\pi^-} \cos \theta_{\pi^-}]} \quad (8)$$

Если учесть, что  $E_{\pi^+} \approx E_{\gamma} - E_{\pi^-}$  и  $\theta_{\pi^+} \approx \theta_{\pi^-} - \theta_{\pi^-}$ , то будем иметь два уравнения с двумя неизвестными  $\theta_{\pi^-}$  и  $E_{\pi^-}$ . Совместное решение этих уравнений дает формулу

$$E_{\gamma} = \frac{2m_p E_{\gamma} - m_p^2}{2[m_p - E_{\gamma} + \frac{1}{2}(E_{\gamma} \pm \sqrt{\frac{m_p^2 - 2m_p^2}{\sin^2 \frac{\theta_{\pi^+}}{2}} + E_{\gamma}^2}) \cos(\theta_{\pi^+} - \theta_{\pi^-}) + \frac{1}{2}(E_{\gamma} \pm \sqrt{E_{\gamma}^2 - \frac{m_p^2 - 2m_p^2}{\sin^2 \frac{\theta_{\pi^+}}{2}}}) \cos \theta_{\pi^-}]} \quad (9)$$

Отсюда видно, что для определения массы  $\rho^0$ -мезона достаточно знать энергию  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma}$ , угол разлета  $\pi^{\pm}$ -мезонов  $\theta_{\pi^{\pm}}$  и направление одного из  $\pi^{\pm}$ -мезонов.

Из уравнения (9) получается удобная для определения ошибок формула

$$E_{\gamma} = \left( \frac{B \pm (B^2 + 4Am_p^4)^{1/2}}{2A} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

где  $A = 4(\cos \theta_{\pi^-} - 1)(1 - \cos \theta_{\pi^+})$ .

$$B = (\cos \theta_{\pi^-} - \cos \theta_{\pi^+})^2 \frac{m_p^2 - 2m_p^2}{\sin^2 \frac{\theta_{\pi^+}}{2}} - 2m_p^2(2 - \cos \theta_{\pi^+} - \cos \theta_{\pi^-}).$$

Ошибка определения энергии  $\gamma$ -квантов вычисляется по следующей формуле

$$\Delta E_{\gamma} = \frac{\partial E_{\gamma}}{\partial m_p} \Delta m_p + \frac{\partial E_{\gamma}}{\partial \theta_{\pi^+}} \Delta \theta + \frac{\partial E_{\gamma}}{\partial \theta_{\pi^-}} \Delta \theta \quad (11)$$

здесь  $\Delta m_{\rho}$  — ошибка определения массы  $\rho^{\circ}$  — мезона;  
 $\Delta \theta$  — ошибка определения углов  $\theta_{\rho^+}$  и  $\theta_{\rho^-}$ .

В работе (7), где аналогичным методом было измерено сечение реакции перезарядки  $K^-$  — мезонов на протонах, углы были измерены с точностью  $\Delta \theta \approx 0,7 \cdot 10^{-3}$  рад.

Для такого же значения  $\Delta \theta$  в области энергии  $E_{\gamma} = (10-30)$  Гэв в таблице 2 приведены точности определения энергии  $\gamma$  — квантов, обеспечивающие точности определения массы  $\rho^{\circ}$  — мезона  $\Delta m_{\rho} = 0,05$  Гэв и  $m_{\rho} = 0,07$  Гэв.

В данной области энергии  $\rho^{\circ}$  — мезонов максимальный угол разлета  $\gamma \pm$  — мезонов 0,25 рад. Такое значение угла разлета обеспечивает получение геометрической эффективности установки порядка 100%. Для интенсивности электронного пучка с импульсом 35 Гэв получено значение  $N_e = 5 \cdot 10^5$  электронов в цикле.

Если взять толщину мишени 0,05 радиационной длины, то число ожидаемых полезных событий для водорода получится примерно 2 случая в минуту.

Для обеспечения статистической точности 5% нужно  $\sim 30$ ,  $\sim 60$ ,  $\sim 100$  часов ускорительного времени для водорода, углерода и алюминия, соответственно.

Предлагаемый эксперимент можно провести также совместно с экспериментом по определению  $\sigma_{tot}(\gamma A)^{[4]}$ , если в установку этого эксперимента добавить пару искровых камер (рис.3). В этом случае отпадает необходимость триггерных счетчиков  $S_1$  и  $S_2$  (рис.1), так как адронные детекторы ( $AD_1$ ) и ( $AD_2$ ) (остальные обозначения рис.3 соответствуют обозначениям рис.1), сделанные из слоев свинца и сцинтилляторов, одновременно можно использовать как триггер-

ные счетчики для запуска искровых камер. Ясно также, что в этом случае можно получить одновременно и информацию о множественности фоторождения адронов на ядрах. Задача упрощается тем, что все узлы установки налажены, кроме согласования системы мечения и искровых камер с остальной аппаратурой.

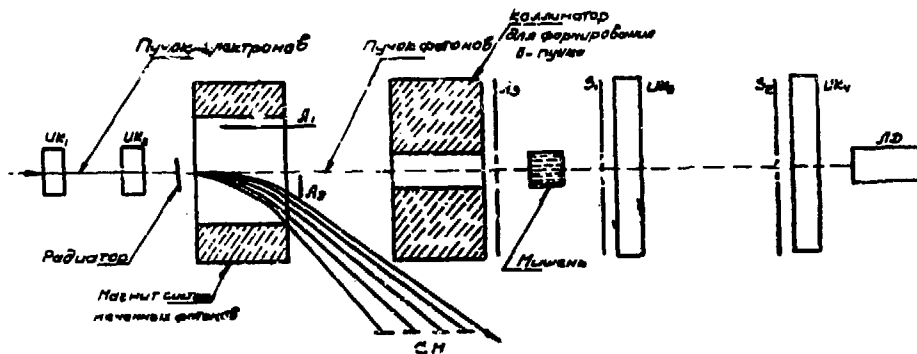


Рис 1.  
Установка эксперимента СЕРН (SP-FP)

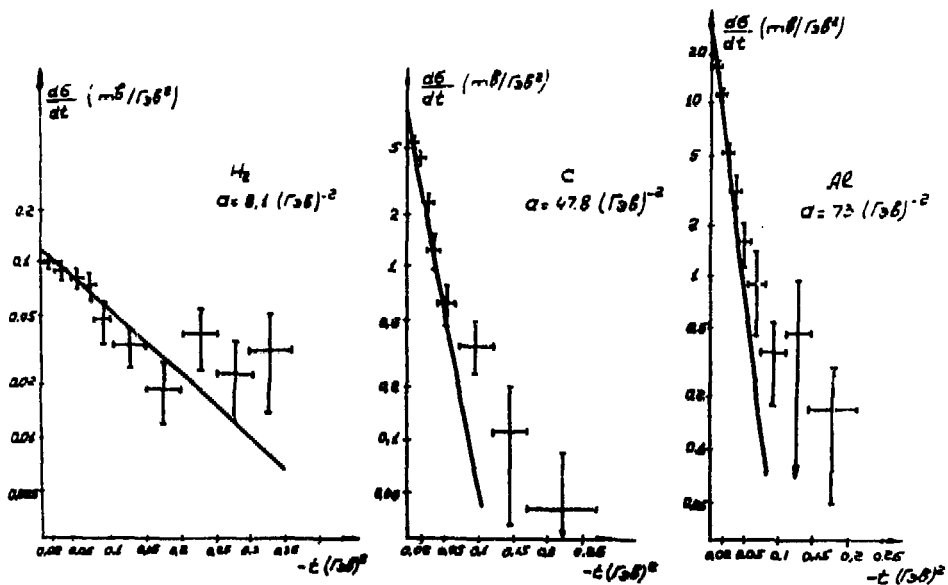


Рис. 2

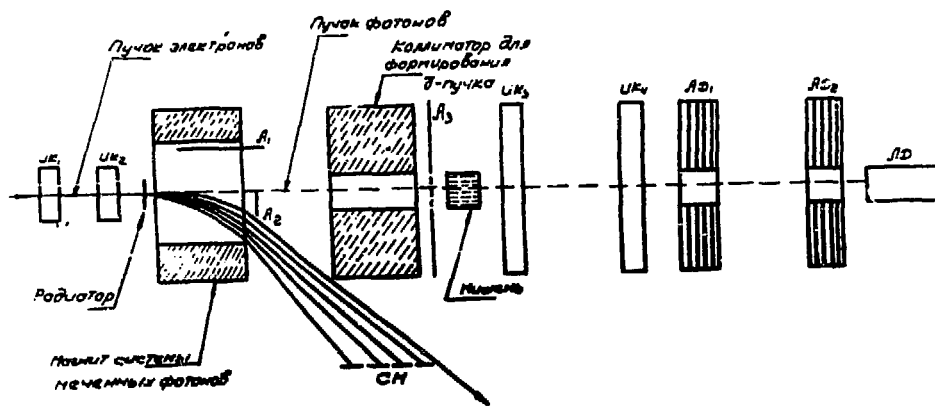


Рис. 3

Установка для одновременного измерения  $\sigma_{tot}(EP)$  и  $\sigma_{tot}(EP-PS^0)$

Таблица 2

Точности определения массы  $\rho^\circ$  -мезона в зависимости от точности определения энергии  $\delta$  -квантов для разных углов разлета  $\vartheta^+$  и  $\vartheta^-$  -мезонов ( $\theta_{12}$ ). Угол  $\theta_{12}^+$  -это угол вылета  $\vartheta^+$  -мезона по отношению к направлению  $\delta$  -кванта.

		$\Delta m_p = 0,07$ Гэв, $\Delta \theta = 0,7 \cdot 10^{-3}$ рад					$\Delta m_p = 0,05$ Гэв, $\Delta \theta = 0,7 \cdot 10^{-3}$ рад				
$E_1 = 30$ Бэв	$\theta_{12}$	0,0804	0,0648	0,057	0,051	0,0494	0,0804	0,0648	0,057	0,051	0,0494
	$\theta_{12}^+$	0,0657	0,0475	0,037	0,026	0,0247	0,0657	0,0475	0,037	0,026	0,0247
	$\frac{\Delta E_1}{E_1}$	3,29	3,38	3,445	3,59	3,76	2,65	2,688	2,7	2,85	2,94
	$\frac{\Delta E_1}{E_1} \%$	10,97	11,27	11,48	11,97	12,53	8,8	8,97	9	9,35	9,8
$E_1 = 20$ Бэв	$\theta_{12}$	0,1222		0,0756	0,0724		0,1222		0,0756	0,0724	
	$\theta_{12}^+$	0,1019		0,0388	0,0362		0,1019		0,0328	0,0362	
	$\frac{\Delta E_1}{E_1}$	2,16		2,925	2,4276		1,71		1,656	1,852	
	$\frac{\Delta E_1}{E_1} \%$	10,8		11,12	12,138		8,55		8,48	9,26	
$E_1 = 10$ Бэв	$\theta_{12}$	0,2385		0,1571	0,1396		0,2385		0,1571	0,1396	
	$\theta_{12}^+$	0,1907		0,08875	0,0698		0,1907		0,08875	0,0698	
	$\frac{\Delta E_1}{E_1}$	0,846		0,999	1,205		0,63		0,736	0,893	
	$\frac{\Delta E_1}{E_1} \%$	8,46		0,93	12,05		6,3		7,36	8,93	

## ЛИТЕРАТУРА

1. J.Park et al. Nuclear physics B v.В36(1972)р.404.
2. D.O.Caldwell et al.Phys.Rev.Letters 25,609 (1970).
3. А.И.Алиханян, Г.Т.Киракосян. Препринт ЕрФИ (1969).
4. А.И.Алиханян и др. Препринт ЕрФИ-84-1 (1970).
5. А.И.Алиханян и др. Препринт ИФВЭ ОП-СТФ 70-105.
6. H.Blechschild .Препринт DESY 3214 (1968).
7. В.Н.Болотов и др. Препринт ИФВЭ (в печати)

Редактор Л.П.Мукаян

Заказ 0405

ВФ-03381

Тираж 460

---

Подписано к печати 26/УЦ-73г. Формат издания 30 x 40

0,8 уч.изд.л. Ц.6 к.

---

Отпечатано на ротапринтере

Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Маркаряна 2

