

ЕРЕВАНСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО  
ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

*На правах рукописи*

**АЛЬФРЕД ГАЙКОВИЧ ХУДАВЕРДЯН**

ФОТОРОЖДЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  И  $\eta^0$ -МЕЗОНОВ  
НА ЯДРАХ ПРИ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ 2 И 3 ГЭВ

(на русском языке)

(01.04.16—физика атомного ядра и космических лучей)

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации, представленной на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

**ЕРЕВАН— 1975**

ЕРЕВАНСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Худавердян Альфред Гайкович

ФОТОРОЖДЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\eta^0$ -МЕЗОНОВ  
НА ЯДРАХ ПРИ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ 2 И 3 ГЭВ

Специальность 01.04.16 Физика атомного ядра  
и космических лучей .

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Ереван- 1975

Ереванский государственный университет направляет автореферат диссертации тов. Худавердяна А.Г. на тему "ФОТОРОЖДЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  И  $\eta^0$ -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ ПРИ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ 2 И 3 ГЭВ", представленной на соискание ученой степени доктора физико-математических наук.

Работа выполнена в Ереванском физическом институте ИКАЭ СССР.

- Официальные оппоненты :
1. Академик АН Арм.ССР, доктор физико-математических наук Г.М.ГАРИБЯН;
  2. Доктор физико-математических наук Г.А.ЛЕКСИН;
  3. Доктор физико-математических наук М.Н.ХАЧАТУРЯН.

Ведущее предприятие - Харьковский физико-технический институт АН УССР.

Автореферат разослан " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 197 г.  
Защита состоится " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 197 г. ,

на заседании Объединенного совета Ереванского гос.университета и институтов АН Арм.ССР по присуждению ученых степеней по физико-математическим наукам.

С диссертацией можно ознакомиться в кабинете научных работников университета.

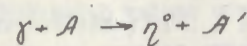
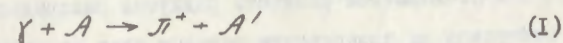
Ваш отзыв ( в двух экземплярах, с заверенной подписью) просим прислать по адресу : 375049, Ереван-49, ул.Мравяна I, Ереванский гос.университет, физический факультет.

Ученый секретарь Объединенного  
совета, профессор

Ю.Л.ВАРТАНЯН

За последние годы значительно повысился интерес к исследованию процессов взаимодействия частиц высоких энергий со сложными ядрами. Этому способствовало создание Глаубером теоретического аппарата, который на основе более фундаментальных взаимодействий между элементарными частицами дает возможность предсказать эффективные сечения процессов рассеяния частиц высоких энергий на ядрах [1]. В дальнейшем Марголисом, Готфридом и др. [2-5] эта теория была обобщена и на случай рождения частиц, и в частности, на фоторождения частиц на ядрах. Эти реакции интересны тем, что они несут в себе значительную информацию как о свойствах элементарных частиц, участвовавших в данном процессе, так и о строении ядра.

В настоящей работе были исследованы реакции некогерентного фоторождения одиночных  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\eta^0$ - мезонов на ядрах:



при энергии фотонов 2 и 3 Гэв.

Измерения были проведены на ускорителе электронов ЕРФИ, при помощи магнитного и гамма-спектрометров (см.рис.1).

Основными задачами диссертации являлись:

1. Исследование механизма этих реакций, поскольку извлеченные конкретные данные о свойствах частиц и ядер чрезвычайно критичны к модельным представлениям изучаемых реакций.

2. Оценка разности плотности распределения нейтронов и протонов на поверхности ядра.

3. Измерение зависимости эффективного сечения фоторождения  $\pi^+$ -мезонов на ядрах от энергии фотонов,  $E_\gamma$ , и сравнение с предсказанием модели векторной доминантности (VDM).

4. Оценка полного сечения взаимодействия  $\eta$ -мезона с нуклоном,  $\sigma_\eta$ , и сравнение с предсказанием аддитивной модели кварков.

К моменту проведения экспериментов:

1. Отсутствовал экспериментальный материал по некогерентному фоторождению одиночных мезонов на сложных ядрах в области малых энергий.

2. Энергетическая зависимость  $Z \rightarrow \phi$ , см. (4), для реакции (I) была исследована при  $E_\gamma = 8$  и 16 Гэв [6], то есть не во всей переходной области энергий фотонов в случае, если справедлива  $\rho$ - и  $\omega$ -доминантность.

3. Величина разности радиусов распределения протонов и нейтронов на поверхности тяжелых ядер (в частности для Pb), впервые полученная из отношения сечений фоторождения  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов на ядрах, имела ошибку более 50% [6].

4. Имелось одно измерение полного сечения взаимодействия  $\eta$ -мезона с нуклоном в области низких энергий, где приводится нижний предел для  $\sigma_\eta \geq 65 \text{ mb}$  [7].

Диссертация состоит из пяти глав и заключения.

В первой главе, имеющей в основном обзорный характер, кратко описана модель Глаубера-Фарголиса для случая некогерентного фоторождения мезонов на ядрах. В рамках этой модели с учетом перераспределения  $\rho$ -мезона в промежуточном состоянии приведены выражения для  $Z \rightarrow \phi$  и  $A \rightarrow \phi$ , которые имеют вид:

$$Z \rightarrow \phi = \frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow \pi^+ A')}{d\Omega} = \frac{Z}{A} N(A, 0, \sigma_\pi) + \frac{Z}{A} (1 + \omega^2) \times \\ \times [N(A, 0, \sigma_\rho) - N_1(A, \sigma_\rho)] \frac{\sigma_\rho^{el}}{\sigma_\rho} \frac{\omega}{\omega + \omega_1} \exp\left(\frac{\omega_1^2}{\omega + \omega_1} |t| \right) + \\ + \frac{Z}{A} (1 + 2\omega^2) [N(A, 0, \sigma_\rho) - N_1(A, \sigma_\rho) - N_2(A, \sigma_\rho)] \left(\frac{\sigma_\rho^{el}}{\sigma_\rho}\right)^2 \quad (4)$$

$$\times \frac{\omega}{\omega + 2\omega_2} \exp\left(\frac{2\omega_2^2}{\omega + 2\omega_2} |t| \right),$$

$$\omega = \frac{F(\gamma N \rightarrow \rho N) \cdot F(\rho p \rightarrow \pi^+ n)}{F(\rho N \rightarrow \rho N) \cdot F(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)}$$

где  $F(1N \rightarrow 2N)$  - амплитуда соответствующих процессов на нуклонах под нулевым углом. В выражении учтены также поправки обусловленные трехкратными перераспределениями с изменением направления движения, которые существенны при больших передаваемых импульсах. При оценках  $Z \rightarrow \phi$ , при помощи (4) принималось  $\omega = 0,7$ , как это следует из экспериментов  $F(\rho N \rightarrow \rho N) / F(\gamma N \rightarrow \rho N) = \frac{2}{\sqrt{2}} \sqrt{(0,7 + 0,8)}$  и  $F(\rho p \rightarrow \pi^+ n) / F(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) = \frac{2}{\sqrt{2}} \sqrt{(0,3 + 0,3)}$  [8].

$$A \rightarrow \phi = \frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow \eta A')}{d\Omega} = \left(\frac{Z}{A} + \frac{RN}{A}\right) \times \left\{ N(A, 0, \sigma_\eta) + \right. \\ \left. + [(N(A, 0, \sigma_\eta) - N_1(A, \sigma_\eta)) \frac{\sigma_\eta^{el}}{\sigma_\eta} + \sigma_\rho^{el} \times \right. \\ \left. \times \left( \frac{N(A, 0, \sigma_\rho) - N_1(A, 0, \sigma_\rho)}{\sigma_\eta - \sigma_\rho} \right) \right] \frac{\omega}{\omega + \omega_2} \exp\left(\frac{\omega_2^2}{\omega + \omega_2} |t| \right) \Big\}$$

где функции  $N_1, N_2$  характеризуют эффективное число нуклонов, вид которых в численном виде дается в работе [2],  $\sigma_x, \sigma_p,$

$\sigma_\eta$  - полное эффективное сечение взаимодействия соответственно  $\pi, \rho$  и  $\eta$ -мезона с нуклоном;  $\sigma_x^{el}, \sigma_p^{el}, \sigma_\eta^{el}$  - сечение упругого рассеяния  $\pi, \rho$  и  $\eta$ -мезона на нуклоне (в выражении (4) принимается, что  $\sigma_x^{el}/\sigma_\pi = \sigma_p^{el}/\sigma_\rho$ );

$\alpha$  - наклон дифференциальных эффективных сечений процессов

$\pi p \rightarrow \pi p, \pi p \rightarrow \pi p, \rho p \rightarrow \rho p, \eta p \rightarrow \eta p$   
(принимается  $\alpha_{\pi p} = \alpha_{\pi\pi} = \alpha_{\rho p} = \alpha_{\eta p} = \alpha$ )

$\alpha_{\eta}$  - наклон дифференциальных эффективных сечений процессов

$\pi p \rightarrow \pi^+ n, \pi p \rightarrow \pi^- p, \rho n \rightarrow \pi^+ p,$

$\rho p \rightarrow \pi^+ n$  для (4),  $\sigma_{p(n)} \rightarrow \eta_{p(n)},$

$\rho_{p(n)} \rightarrow \eta_{p(n)}$  для (5);

$$R = \frac{d\sigma}{dt}(\pi n \rightarrow \eta n) / \frac{d\sigma}{dt}(\pi p \rightarrow \eta p). \quad (5^I)$$

При этом принималось, что форма распределения ядерной материи определяется потенциалом Саксона-Вудса:

$$\rho(r) = \rho(0) \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_{p(n)}}{a_{p(n)}}\right) \right]^{-1} \quad (6)$$

где  $a_{p(n)}$  - толщина поверхностного слоя плотности распределения протонов (нейтронов);  $R_{p(n)}$  - радиус плотности распределения протонов (нейтронов) в ядре, при котором величина плотности уменьшается вдвое от значения плотности в центре ядра  $\rho(0)$ . Радиус  $R$  связан с числом  $A$  следующим образом:

$$R_{p(n)} = C_{p(n)} A^{1/3} \quad (7)$$

где коэффициент  $C_{p(n)}$  определяется из эксперимента.

1. Полученные теоретические значения для  $Z \rightarrow \phi$  были сравнены с соответствующими экспериментальными данными, полученными из измерений реакции (I). Сравнение проводилось для проверки справедливости данной модели.

2. Из отношения сечений реакций (I) и (2) с использованием выражения (4) для  $Z \rightarrow \phi$  и  $N \rightarrow \phi$  [ $N \rightarrow \phi$  - "эффективное число нейтронов", дающих вклад в процесс (2) были произведены оценки разности  $R_p - R_n$  и  $a_p - a_n$  для исследуемых ядер.

3. Выражение (5) вместе с данными реакции (3) было использовано для оценки  $\sigma_\eta$ .

В этой же главе также приводятся литературные данные о разности распределения нейтронов и протонов на поверхности ядер. Откуда видно, что, в отличие от легких и средних ядер (где в основном все результаты говорят о равенстве радиусов распределения протонов и нейтронов в пределах  $\sim 0,1 fm$ ), у тяжелых ядер, в частности для  $Pb$ , данные весьма противоречивы.

Далее в первой главе рассматривается характер энергетической зависимости  $Z \rightarrow \phi$  от энергии фотона и связанного с этим предсказание модели векторной доминантности (VDM), согласно которой следует, что если выполняется  $\rho$ - и  $\omega$ -доминантность, то в области  $E_\gamma = 2 + 20$  Гэв должно наблюдаться уменьшение  $Z \rightarrow \phi$  с ростом  $E_\gamma$ .

В конце первой главы дается выражение полного сечения  $\eta$ -мезона с нуклоном  $\sigma_\eta$ , полученное в рамках аддитивной модели кварков с учетом угла  $\eta$ -смешивания,  $\rho$ , [9]:

$$\begin{aligned}
\varrho_2 = & \left[ \frac{1}{3} (\varrho_{K^+P} + \varrho_{K^+n} + \varrho_{K^-P} + \varrho_{K^-n}) - \frac{1}{6} (\varrho_{\Lambda^+P} + \varrho_{\Lambda^+n}) \right] \cos^2 \beta + \\
& + \frac{1}{6} (\varrho_{K^+P} + \varrho_{K^+n} + \varrho_{K^-P} + \varrho_{K^-n} + \varrho_{\Lambda^+P} + \varrho_{\Lambda^+n}) \sin^2 \beta - \\
& - \frac{\sqrt{2}}{3} [2(\varrho_{\Lambda^+P} + \varrho_{\Lambda^+n}) - (\varrho_{K^+P} + \varrho_{K^+n} + \varrho_{K^-P} + \varrho_{K^-n})] \sin \beta \cos \beta.
\end{aligned} \quad (8)$$

Выражение (8) получается при помощи представления реальных мезонов  $\eta$  и  $\chi$  в виде смеси унитарного синглета  $\eta_1$  и октета  $\eta_8$

$$\begin{aligned}
\eta &= \eta_8 \cos \beta - \eta_1 \sin \beta \\
\chi &= \eta_8 \sin \beta + \eta_1 \cos \beta
\end{aligned} \quad (9)$$

где волновые функции  $\eta$  и  $\eta_8$  выражаются через комбинации кварковых состояний:

$$\begin{aligned}
\eta &= \frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{p}p + \bar{n}n + \bar{\lambda}\lambda) \\
\eta_8 &= \frac{1}{\sqrt{6}} (\bar{p}p + \bar{n}n - 2\bar{\lambda}\lambda)
\end{aligned} \quad (10)$$

Оценки  $\varrho_2$ , при помощи (8) для различных возможных значений  $\beta$ , сравниваются с экспериментальными данными извлеченными из измерений реакции (3), см. также (5)

Вторая глава, состоящая из трех частей, посвящена используемой экспериментальной методике.

В первой части приводится описание магнитного спектрометра [10,11], который был использован для регистрации заряженных  $\pi$ -мезонов при исследовании процессов (1) и (2).

Созданный нами спектрометр, несмотря на то, что отклонял частицы в горизонтальной плоскости и имел минимальное количество стандартных магнитных элементов (двух линз МЛ-16 и магнита СП-12) обеспечил импульсное разрешение  $\pm 1+2\%$ , хотя детекторы были расположены по всей его длине.

Детекторы спектрометра состояли из триггерных сцинтилляционных счетчиков большой поверхности  $S_1, S_2, S_3, S_4$  для формирования пучка в спектрометре, сцинтилляционных годоскопов  $G_1, G_2, G_3$  [12] для измерения импульса частицы.

Импульс частицы в спектрометре определялся по положению мишени и показаниям годоскопов  $G_1$  и  $G_3$  (годоскоп  $G_2$  служил в качестве контроля).

Для отделения  $\pi$ -мезонов от протонов в области импульсов от 1,7 до 4 Гэв/с применяется газовый пороговый черенковский счетчик,  $\checkmark$  [13]. Черенковский счетчик,  $\checkmark$ , работал с пучком диаметром  $\sim 20$  см и был чувствителен к видимой области света (для регистрации фотонов  $\checkmark$ -излучения использовался ФЭУ-30). Несмотря на это и на относительно малую длину его радиатора ( $\sim 115$  см) черенковский счетчик имел разрешение  $\Delta\beta/\beta \sim 2 \cdot 10^{-3}$ .

В области импульсов 0,8-1,8 Гэв для идентификации частиц используется методика времени пролета с компенсацией. Для достижения высокого временного разрешения электронной аппаратуры были изучены временные флуктуации ФЭУ-30 и найдены оптимальные условия, когда они достигали минимума [14]. Разработанные при этом делители ФЭУ были использованы во всех детекторах



образованием фотонов, то они были изучены экспериментально.

Четвертая глава посвящена измерениям реакций (1) и (2). Процессы (1) и (2) были изучены на ядрах  $H(C, N, n - C)$ ,  $Be$ ,  $C$ ,  $Al$ ,  $Si$ ,  $Ag$  и  $Pb$  при  $E_{\gamma max} = 2,05$  и  $2,95$  Гэв и  $|t| = 0,3$  и  $0,58$  (Гэв/с)<sup>2</sup> [20, 21]. Заряженные  $\pi$ -мезоны регистрировались магнитным спектрометром.

Предварительно был измерен выход одиночных  $\pi$ -мезонов в зависимости от импульса  $P_{\pi}$ , для выбора области двухчастичной кинематики, см. рис. 2.

Дифференциальные эффективные сечения фоторождения  $\pi$ -мезонов на водороде и ядрах оценивались из выражения:

$$N_{\pi} = 0,95 \frac{\epsilon Q}{E_{\gamma}} f \cdot F \cdot N_A \frac{d\epsilon}{dt} \frac{dE_{\gamma}}{dP_{\pi}} dt \quad (13)$$

где  $N_{\pi}$  - число зарегистрированных  $\pi$ -мезонов; коэффициент 0,95 - определяется кривой тормозного спектра вблизи его верхней границы;  $\epsilon$  - учитывает поглощение доли  $\gamma$ -квантов в мишени и на участке пути до квантометра ( $\epsilon = 1/0,95$ );  $Q$  - число эффективных квантов, зарегистрированных квантометром Вильсона;  $f$  - коэффициент, учитывающий потери  $\pi$ -мезонов из-за распада и от ядерных поглощений в спектрометре ( $f \approx 0,62$ );  $F$  - эффективность регистрации  $\pi$ -мезонов счетчиками, входящими в "мастер" ( $F = 0,9$ ),  $N_A$  - количество ядер мишени на 1 см<sup>2</sup>. Численное значение выражения ( $\frac{1}{E_{\gamma}} \frac{dE_{\gamma}}{dP_{\pi}} dt$ ) берется из расчета Монте-Карло.

Полученные значения дифференциальных сечений фоторождения  $\pi^+$ -мезонов на ядрах представлены в таблице I. Они были использованы для расчетов  $Z_{эф}$ , см. левую часть выражения (4). На рис. 3 представлена  $t$ -зависимость  $Z_{эф}$  для исследуемых ядер. Как видно из рис. 3 полученные нами результаты по  $Z_{эф}$  не нарушают общего хода кривых, полученных в SLAC-е [6] и растут с увеличением  $|t|$ . Это говорит о том, что  $Z_{эф}$  не зависит от энергии налетающего фотона в интервале от 2 до 16 Гэв. Этот результат находится в противоречии с предсказанием VDM.

Отсутствие зависимости эффективного числа нуклонов от  $E_{\gamma}$ , подтверждается и данными других авторов [22], которые исследовали процесс  $\gamma A \rightarrow \pi^0 A'$  на разных ядрах в области  $E_{\gamma} = 3,2 + 8,6$  Гэв.

Экспериментально полученная  $A$ -зависимость для  $Z_{эф}$  вместе с оценками теории при помощи (4) приведены на рис. 4 и в таблицах I. В случае  $E_{\gamma} = 2,95$  и  $2,05$  Гэв и  $|t| = 0,58$  (Гэв/с)<sup>2</sup> экспериментальные точки удовлетворительно совпали с расчетной кривой. Расхождение между теоретическими и экспериментальными результатами при  $|t| = 0,3$  (Гэв)<sup>2</sup> происходит, по-видимому, от того, что число конечных состояний ядра меньше, чем в первом случае, где  $|t|$  больше [1, 5], либо из-за влияния принципа Паули [1].

Отношения сечений образования  $\pi^-/\pi^+$  на нуклонах исследуемых ядер:

$$K = \frac{Z}{N} \cdot \frac{\frac{d\epsilon}{dt}(\gamma A \rightarrow \pi^- A')}{\frac{d\epsilon}{dt}(\gamma A \rightarrow \pi^+ A')} = \frac{Z}{N} \cdot \frac{N_{\pi^-}}{Z_{\pi^+}} \cdot \frac{\frac{d\epsilon}{dt}(\gamma n \rightarrow \pi^- p)}{\frac{d\epsilon}{dt}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)} \quad (14)$$

при  $E_\gamma = 2,95$  Гэв приведены на рис.5 и в таблице I, вместе с аналогичными результатами работы [6].

Эти результаты дают возможность оценить параметры распределения Вудса-Саксона (6). Для легких ядер  $Be - Cu$  отношение  $K$  постоянно и равно  $0,32 \pm 0,015$  как и в случае дейтона [6]. Как видно из (I4) для этих ядер выполняется соотношение  $(Z/N) \cdot (N_{\text{эф}} / Z_{\text{эф}}) \approx 1$ , т.е. плотность нейтрон-протонного распределения в них одинакова.

В случае тяжелых ядер  $Au$  и  $Pb$  величина  $K < 0,32$ . Предполагается, что это уменьшение связано с изменением параметров нейтро-протонного распределения в тяжелых ядрах. Результаты оценок, полученные из экспериментальных данных и выражений (4), (I4), приведены в таблице 2. Из полученных результатов следует, что на поверхности тяжелых ядер имеется больше протонов по сравнению с нейтронами. Например, для  $Pb$  при  $a_p = a_n$  имеем  $R_p - R_n = (0,35 \pm 0,13) f_m$ , что согласуется с оценкой  $0,2 f_m$ , полученной для  $Pb$  Бете и Семенсом [23].

В пятой главе содержатся результаты исследований реакции (3) на ядрах  $Be, C, Al, Si, Au$  и  $Pb$  при  $E_\gamma = 2,17$  Гэв и  $|t| = 0,5$  (Гэв/с)<sup>2</sup>. [16,24].

Одиночный  $\eta$ -мезон регистрировался гамма-спектрометром по двум фотонам на которые он распадался. Угол  $\alpha$  между осями двух каналов спектрометра определялся кинематикой распада  $\eta$ -мезона и был установлен на  $37^\circ$ . Спектр масс двухфотонной системы [см. (II)], полученный на ядре  $C$ , представлен на рис.6. После вычитания физического фона, форма которого аппроксимируется функцией  $a \cdot \exp(-bM) - c$ , из измерений при "нарушенной" кинематике, см. рис.7, определялся выход одиночных

$\eta$ -мезонов. Далее, при помощи выражения (I3) были оценены эффективные сечения фоторождения одиночного  $\eta$ -мезона на ядрах (см. таблицу 3), при этом были учтены поправки на вклад процессов (I2) в упругий пик  $\eta$ -мезонов (13% и 2%, соответственно), конверсию распадных  $\gamma$ -квантов (33% + 39% в зависимости от мишени), эффективность используемых счетчиков (95%), просчеты регистрирующей аппаратуры (3% + 5%), долю распада  $\eta \rightarrow 2\gamma$  (38%).

Для определения величины  $N_{\text{эф}}$ , см (5) и таблицу 3, были использованы данные работы [25] по фоторождению  $\eta$ -мезона на водороде при  $E_\gamma = 2$  Гэв и  $|t| = 0,16 + 0,35$  (Гэв/с)<sup>2</sup>.

Было принято что

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \eta p) = (0,71 \pm 0,14) \mu b / (\text{Гэв})^2 \quad \text{при} \\ |t| = 0,5 \text{ (Гэв/с)}^2$$

На основании полученных экспериментальных данных по  $A_{\text{эф}}$  при помощи выражения (5) были оценены значения  $\sigma_\eta$  в зависимости от отношения сечений фоторождения  $\eta$ -мезона на нейтроне и протоне  $R$ . Результаты приведены в таблице 4 и на рис.8. На рис.8 так же приведены оценки  $\sigma_\eta$  полученные при помощи выражения (8) в случае  $\beta = 0$ ,  $\beta = -10,24^\circ$  (значение угла, вытекающее из квадратичной массовой формулы) и  $\beta = -23,17^\circ$  (значение угла вытекающее из линейной массовой формулы). Затрихованная область на рис.8 соответствует оценкам  $\sigma_\eta$  со значениями угла  $\beta$ , от  $-18^\circ$  до  $-31,7^\circ$ , вытекающими из последних экспериментов [26-29].

Полученные нами экспериментальные результаты (см.рис.8)

не противоречат предсказанию модели кварков для  $\sigma_2$  в случае когда угол  $\beta$  близок к значению  $-30^\circ$  при условии, если  $R \leq 0,4$ , что так же совпадает с предсказанием модели кварков [30]. Относительно  $R$  имеются также и другие теоретические оценки. Дара, Вайскопфа [31] и Келлета [32], откуда следует, что  $R = 0,4$  [31] и  $R = 0,6$  [32].

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

При выполнении данной работы было проделано следующее:

- а. Создан магнитный спектрометр для регистрации заряженных  $\pi$ -мезонов и протонов [10, 11].
- б. Создан гамма-спектрометр для регистрации нейтральных мезонов,  $\eta^0(\pi^0)$  по их распаду на  $2\gamma$  [16, 17].
- в. Исследованы процессы фоторождения одиночных  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов на ядрах  $M_2(C, N, O - C)$ , Be, C, Al, Cu, Ag и Pb при  $E_\gamma = 2$  и 3 Гэв и  $|t| = 0,3$  и  $0,58$  (Гэв/с)<sup>2</sup> [20-24].
- г. Изучены реакции фоторождения одиночного  $\eta^0$ -мезона на ядрах Be, C, Al, Cu, Ag, Pb при  $E_\gamma = 2$  Гэв и  $|t| = 0,5$  (Гэв/с)<sup>2</sup> [9, 16, 24].

При этом были получены следующие результаты:

1. Разрешение магнитного спектрометра по импульсу было доведено до  $\sim 1,5\%$ . Этого удалось достичь благодаря не совсем обычному режиму включения линз [10, 11].
2. Для измерения импульса частицы в спектрометре были созданы годоскопы  $G_1, G_2, G_3$ , которые имели большую рабочую поверхность и обладали высокой эффективностью регистрации (97%). Поскольку каждый счетчик годоскопа через гнутый световод

просматривался отдельным ФЭУ, спектрометр смог работать при больших нагрузках [12].

3. Добавление годоскопа  $G_2$  дало возможность выделить истинные события и существенно сократить программу расчета импульса частицы на ЭВМ [11].

4. Был создан газовый пороговый черенковский счетчик для сепарации частиц в области импульсов (1,7 - 4) Гэв/с. Несмотря на то, что счетчик работал под довольно широким пучком и в видимой области света, который регистрировался одним ФЭУ-30, его разрешение было доведено до  $\Delta\beta/\beta \sim 2 \cdot 10^{-3}$  и эффективность регистрации при этом составила  $\sim 99\%$  [13].

5. Были измерены временные флуктуации ФЭУ-30 и найдены оптимальные режимы работы этих ФЭУ. Это позволило эффективно разделить частицы по времени пролета, что значительно расширило импульсный диапазон работы спектрометра и довело его от 0,8 до 4 Гэв/с [14] [11].

6. Благодаря созданию быстрого временного канала в гамма-спектрометре, его разрешающее время удалось довести до 4-5 нсек. Это позволило увеличить загрузку спектрометра, несмотря на наличие значительной примеси случайных совпадений [17, 16].

7. Для определения эффективных сечений исследуемых процессов были разработаны программы расчета Монте-Карло, достаточно экономичные с точки зрения машинного времени [18, 19].

8. Полученные из результатов реакций по фоторождению  $\pi^+$ -мезонов на ядрах значения  $Z_{эф}$  вместе с данными SLAC-a [6] говорят об отсутствии  $E$ -зависимости для  $Z_{эф}$  в области  $E_\gamma \approx 2 - 16$  Гэв. Этот результат противоречит предсказанию модели VDM, если имеет место  $\rho$  и  $\omega$ -доминантность [20].

9. Данные по фоторождению  $\pi$ -мезонов на ядрах при больших  $|t|$  помогли создать удовлетворительно согласующуюся с экспериментом модель некогерентного фоторождения мезонов на ядрах [20].

10. На основании результатов измерений реакций фоторождения  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов на ядрах удалось с лучшей точностью, по сравнению с работой SLAC-а [6], оценить разницу в параметрах распределения протонов и нейтронов в тяжелых ядрах  $A_{p}$  и  $A_{n}$  [21].

11. По полученным данным при измерении реакции фоторождения одиночного  $\eta^0$ -мезона на ядрах было оценено полное сечение взаимодействия  $\eta^0$ -мезона с нуклоном в зависимости от  $R$  [относительно  $R$  см. (5<sup>1</sup>)] [24],[9].

Полученные данные совпали с соответствующими оценками аддитивной модели кварков, в случае, если угол  $\eta^0$ -смеси - вания близок к  $-30^\circ$  и  $R \leq 0,4$ .

Основное содержание диссертации опубликовано в работах [9-21], [24], выполненных в ЕрФИ в 1963 - 1974 г.г.

Все полученные результаты были обсуждены на семинарах Ереванского физического института.

Результаты по фоторождению  $\pi^\pm$ -мезонов на ядрах были представлены на Международной конференции по взаимодействиям электронов и фотонов при высокой энергии в Корнелле (США) в 1971 году и на IX Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра в Дубне (СССР) в 1971 году и вошли в репортерские доклады, доложенные на этих конференциях. Результаты по фоторождению  $\eta^0$ -мезонов на ядрах были представлены на XV Международной конференции по физике высоких энергий в Батавии (США) в 1972 г. Кроме того, эта работа была

доложена на сессии АН СССР в октябре 1972 г., а также на Международном семинаре по "Взаимодействиям частиц высокой энергии с ядрами и новые ядерноподобные системы" в ИТЭФ-е в сентябре 1973 г.

Объединенный доклад по фоторождению  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\eta^0$ -мезонов на ядрах был представлен на сессии отделения физико-математических наук АН Арм.ССР в октябре 1973 г.

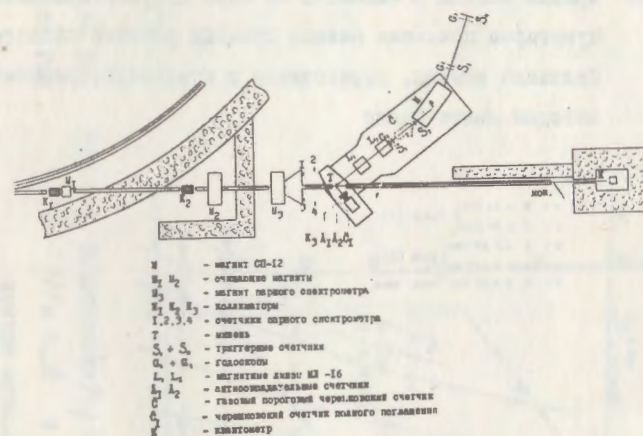


Рис.1 Схема эксперимента.

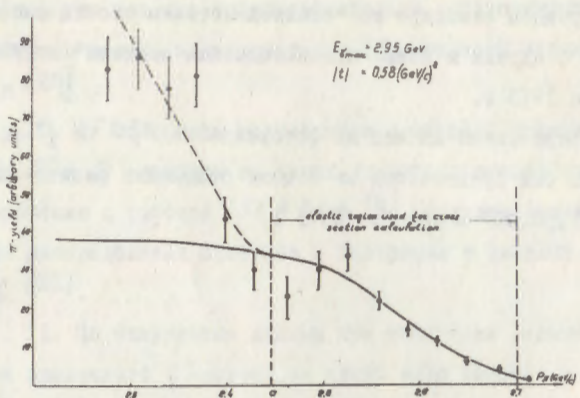


Рис.2 Кривая выхода  $\pi$ -мезонов на ядре С. Вертикальным пунктиром показана нижняя граница рабочей области. Сплошная кривая, переходящая в пунктирную, рассчитана методом Монте-Карло

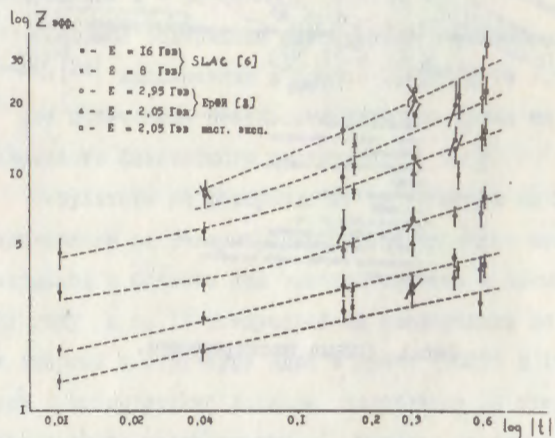


Рис.3 Зависимость  $Z_{эф}$  от  $t$  для Be, C, Al, Cu, Ag и Pb. Кривые проведены через точки.

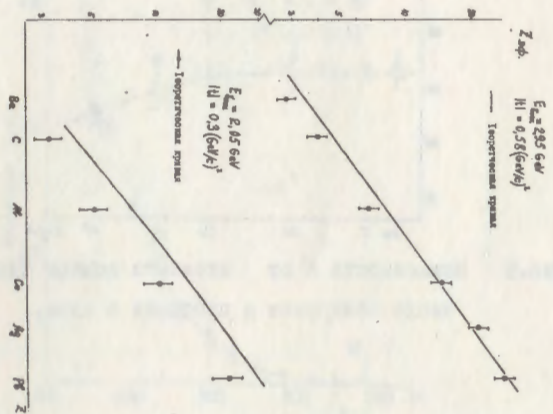


Рис.4 а Зависимость  $Z_{эф}$  от  $Z$  при  $E_{lim} = 2,95$  Гэв  
 $|t| = 0,58$  (Гэв/с) $^2$  и  $E_{\gamma} = 2,05$  Гэв,  
 $|t| = 0,52$  (Гэв/с) $^2$   
 Кривые вычислены по формуле (4) [20]

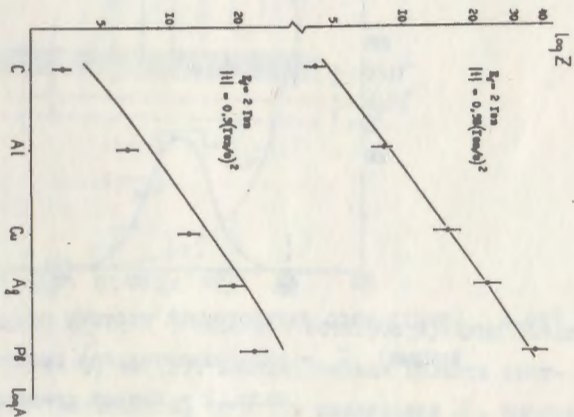


Рис.4 б Зависимость  $Z_{эф}$  от  $Z$  при  $E_{lim} = 2,05$  Гэв  
 $|t| = 0,58$  и  $0,3$  (Гэв/с) $^2$   
 Кривые вычислены по формуле (4) [20]

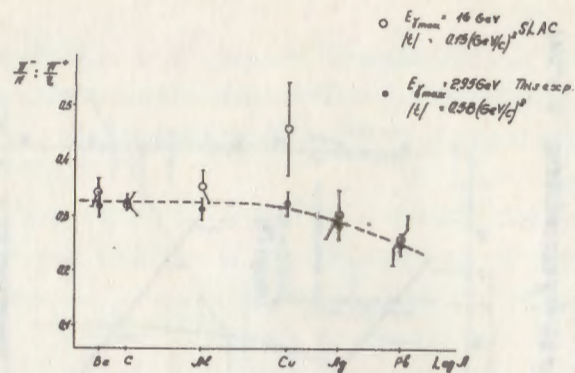


Рис.5 Зависимость  $K$  от атомного номера ядра, где  $N$  и  $Z$  число нейтронов и протонов в ядре.

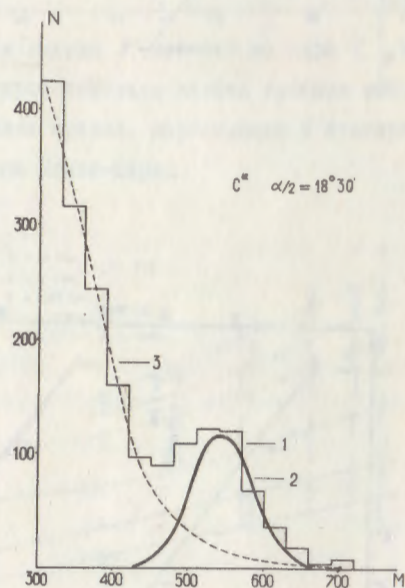


Рис.6 Спектр масс двухфотонной системы от  $C^{12}$ .  
Кривые: 1 - экспериментальная гистограмма спектра масс, 2 - кривая спектра масс упруго рожденного  $\eta$ -мезона (расчет по Монте-Карл), 3 - спектр масс физического фона, полученный подгонкой при помощи  $a \cdot \exp(-bM) - c$ .

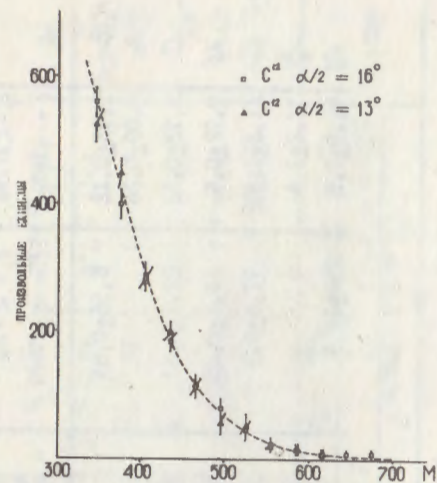


Рис.7 Спектры масс фона при угле раствора черенковских счетчиков  $\alpha = 32^{\circ}$  и  $26^{\circ}$ .

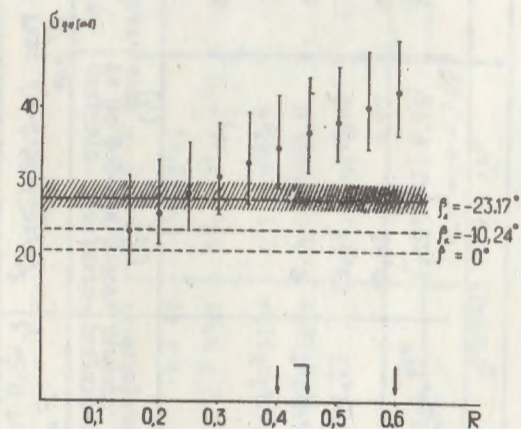


Рис.8 Зависимость  $\sigma_2$  от  $R$ , вместе с соответствующими оценками модели кварков, см (8). Заштрихованная область соответствует значению  $\sigma_2$  с углом смешивания  $\beta$ , вытекающего из эксперимента [27-30].

Эффективные сечения реакции фоторождения  $J^+$ -мезонов на ядрах при  $E_\gamma = 2$  Гэв [20]

Таблица 16

Ядро	$ \bar{t}  = 0,3$ (Гэв/с) <sup>2</sup>		$ \bar{t}  = 0,58$ (Гэв/с) <sup>2</sup>	
	$\frac{d\sigma}{dt} / (A \rightarrow J^+ A)$ [мб. (Гэв/с) <sup>-2</sup> ]	$\Sigma_{эф}$ экс.	$\frac{d\sigma}{dt} / (A \rightarrow J^+ A)$ [мб. (Гэв/с) <sup>-2</sup> ]	$\Sigma_{эф}$ экс.
$H_1(A, K_1, -c)$	$5,4 \pm 0,7$		$2,38 \pm 0,34$	
C	$18,6 \pm 1$	$4,48$	$10,2 \pm 0,56$	$4,27 \pm 0,64$
Al	$35,7 \pm 2,2$	$8,16$	$19,4 \pm 1,3$	$8,15 \pm 1,3$
Cu	$64,7 \pm 5$	$14,47$	$37,2 \pm 3,6$	$15,6 \pm 2,7$
Ag	$99,7 \pm 7,8$	$20,4$	$54,8 \pm 5,4$	$23 \pm 4$
Pb	$122 \pm 12,2$	$29$	$87,4 \pm 7,6$	$36,7 \pm 6,1$
				$31,88$

Эффективные сечения реакции фоторождения одиночных  $J^+$ -мезонов и отношение сечений фоторождения  $J^+/\pi^+$  на ядрах [21 22]

Таблица 1а

Ядро	$\frac{d\sigma}{dt} / (A \rightarrow \pi^+ A)$	$\frac{d\sigma}{dt} / (A \rightarrow J^+ A)$	$\frac{d\sigma}{dt} / (A \rightarrow \pi^+ A)$	$\frac{d\sigma}{dt} / (A \rightarrow J^+ A)$	$K = \frac{d\sigma_{J^+}}{d\sigma_{\pi^+}} (A \rightarrow J^+ A) / \frac{d\sigma_{\pi^+}}{d\sigma_{\pi^+}} (A \rightarrow \pi^+ A)$ (ошибки статистические)
	$F_\gamma = 2,15$ Гэв. $t = -0,21$ (Гэв/с) <sup>2</sup>	$F_\gamma = 2$ Гэв $t = -0,3$ (Гэв/с) <sup>2</sup>	$F_\gamma = 2,85$ Гэв; $t = -0,58$ (Гэв/с) <sup>2</sup>	$F_\gamma = 2,0$ Гэв; $t = -0,3$ (Гэв/с) <sup>2</sup>	
$H_1(A, K_1, -c)$	$1,43 \pm 0,12$	$6,96 \pm 0,83$	$2,86 \pm 0,3$	$3,4$	$0,319 \pm 0,018$
Be	$4,09 \pm 0,26$		$4,0 \pm 0,4$	$4,33$	$0,320 \pm 0,012$
C	$5,72 \pm 0,32$	$22,2 \pm 1,52$	$4,0 \pm 0,4$	$4,33$	$0,314 \pm 0,019$
Al	$9,72 \pm 0,6$	$36,2 \pm 2,85$	$6,8 \pm 0,7$	$8,22$	$0,321 \pm 0,021$
Cu	$21,3 \pm 1,35$	$71,5 \pm 6,0$	$14,9 \pm 1,55$	$14,8$	$0,286 \pm 0,024$
Ag	$31,2 \pm 2,4$		$21,8 \pm 2,5$	$20,4$	
Pb	$41,5 \pm 3,5$	$150 \pm 17,5$	$29,0 \pm 3,4$	$29,7$	$0,255 \pm 0,020$

Таблица 3  
Эффективные сечения реакции  $\gamma A \rightarrow \gamma A'$  и значения  $A_{эф}$

Ядро	$\frac{d\sigma}{dt} \left[ \frac{\text{мэВ}}{(\text{ГэВ/с})^2} \right]$	эсп. $A_{эф}$	теор.		
			$A_{эф}$ $\sigma_{\eta} = 30 \text{ мб}$	$R = 0,4$ $\sigma_{\eta} = 35 \text{ мб}$	$\sigma_{\eta} = 40 \text{ мб}$
$H_2$	$0,7 \pm 0,14$				
$Be$	$3,66 \pm 0,66$	$5,2 \pm 1,4$	4,85	4,6	4,35
$C$	$4,7 \pm 0,67$	$6,3 \pm 1,55$	6,7	6,1	5,7
$Al$	$8,05 \pm 1,22$	$11,35 \pm 2,84$	12,75	11,6	10,5
$Cu$	$14,0 \pm 2,55$	$19,7 \pm 5,3$	24	21,5	19
$Ag$	$23,9 \pm 4,1$	$33,6 \pm 8,75$	34,5	30,5	27,5
$Pb$	$34,6 \pm 7,0$	$48,7 \pm 13,8$	56	48	42

ж) см. раб. [26]

Таблица 4  
Средние значения сечения  $\sigma_{\eta}$  в зависимости от  $R$

$R$	$\sigma_{\eta} [\text{мб}]$	$R$	$\sigma_{\eta} [\text{мб}]$
0,15	$23,4 \pm 7,4$ - 4,9	0,4	$34,5 \pm 7,4$ - 5,6
0,25	$25,7 \pm 7,1$ - 4,1	0,45	$36,8 \pm 7,5$ - 5,7
0,25	$28,2 \pm 6,3$ - 4,9	0,5	$38,0 \pm 7,6$ - 5,7
0,3	$30,6 \pm 7,5$ - 5	0,55	$40,2 \pm 7,8$ - 5,5
0,35	$32,3 \pm 7,5$ - 5,5	0,6	$42,4 \pm 7,4$ - 5,5

Таблица 2  
Параметры распределения нейтронов и протонов в  $J_{\eta}$  и  $P_{\eta}$

Ядро	$A_n = Q_p = 0,545 \text{ fm}$	$R_p - R_n [\text{fm}]$	Данные [6]	$A_n$	$R_n = R_p = 1,14 A^{1/3} \text{ fm}$	$Q_p - Q_n [\text{fm}]$	Данные [6]
$Ag$	$1,11 \pm 0,027$	$0,14 \pm 0,13$	$0,25 \pm 0,4$	$0,41 \pm 0,13$	$0,13 \pm 0,13$	$0,15 \pm 0,2$	
$Pb$	$1,08 \pm 0,22$	$0,35 \pm 0,13$	$0,7 \pm 0,4$	$0,175 \pm 0,13$	$0,37 \pm 0,13$	$0,3 \pm 0,2$	

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Глаубер. УФН 103,641 (1971)
2. K.S.Kolbig, B.Margolis Nucl.Phys. B6, 85(1968)
3. K.Gottfried, D.R.Jennie Phys.Rev. 182, 1595 (1969)
4. L.Bertocchi, H.Hogaasen Nuovo Cim. 1A, 536 (1971)
5. G.von Bochman, B.Margolis, C.L.Tang Phys.Rev.Lett.24,483(1970)
6. A.M.Boyarski, R.Diebold,D.S.Ecklund,G.E.Fisher,Y.Murata,  
B.Richter, M.Sands Phys.Rev.Lett.23,1343(1969)
  
7. C.Bacci, R.Baldini-Celio,V.N.Epeneshnikov,G.Mencuccini,  
A.Reale, G.Salvini, M.Spinetti, A.Zalle Lett.Nuove Cim.  
1, 391 (1969)
8. D.W.G.S.Leith "Hadronic Interactions of Electrons and Photons"  
edited by I.Cumming and H.Osbern, New-York-London(1971) p 195
9. "Полное сечение взаимодействия  $\eta$ -мезона с нуклоном и модель  
кварков". Г.А. Вартапетян,А.Г. Худавердян.  
Препринт ЕФИ-56(74) ст.3-14
10. "Магнитный спектрометр для регистрации частиц в области до  
4 Гэв/с ". Л.О. Абрамян, А.О.Аганьянц, Ф.В. Адамян, Г.А. Варта-  
петян, В.Д. Даниелян, Н.А. Демехина, М.Х. Израелян, Г.Х.Казарян,  
А.Н. Лебедев, Ж.В. Манукян, Э.Г. Мурадян, А.К. Мовсесян, А.М.См-  
рунуня, А.Г. Худавердян, Л.С. Хуршудян.  
ПТЭ 2,60-62 (1973)
11. "Магнитный спектрометр для регистрации частиц в области до  
4 Гэв/с ". Л.О. Абрамян, А.О. Аганьянц, Ф.В. Адамян,Г.А. Варта-  
петян, В.Д. Даниелян, Н.А. Демехина, М.Х. Израелян, Г.Х.Казарян,  
А.Н. Лебедев, Ж.В. Манукян, Э.Г.Мурадян, А.К. Мовсесян, А.М.См-  
рунуня, А.Г. Худавердян, Л.С. Хуршудян.  
Препринт ЕФИ-МЭ-10(72),ст.3-10
  
12. " Сцинтилляционный годоскоп для магнитного спектрометра с большой  
рабочей поверхностью". Л.О. Абрамян, А.О. Аганьянц, Г.А. Варта-  
петян, Н.А. Демехина, М.Х. Израелян, А.Н. Лебедев, Э.Г.Мурадян,  
А.Г. Худавердян. ПТЭ 2, 71-72 (1973)  
Препринт ЕФИ-МЭ-14(72) ст.3-6
13. "Газовый пороговый черенковский счетчик для работы на широких  
пучках в области энергий несколько Гэв".  
Л.О. Абрамян, Ф.В. Адамян, Г.А. Вартапетян, А.Г. Худавердян  
Изв.АН Арм.ССР(физика) 8,283-289 (1973)
14. "Временные флуктуации ФЭУ-36 и ФЭУ-30". Н.А. Демехина, Р.А. Тей-  
муразян, А.Г. Худавердян.  
Изв.АН Арм.ССР(физика) 3,437-442 (1968)
15. "Использование фотокамеры РФК-5 в старт-стопном режиме ".  
Л.О. Аганьянц, Г.А. Вартапетян, В.Д. Даниелян, Г.Х. Казарян,  
А.Г. Худавердян, Л.С. Хуршудян.  
ПТЭ 1, 75-76 (1972)  
Препринт ЕФИ-МЭ-3(71),ст. 3-5
16. "Фоторождение одиночных  $\eta$ -мезонов на ядрах при  $E_{\gamma} = 2$  Гэв".  
Л.О.Абрамян, А.О.Аганьянц,Ф.В.Адамян, Г.А. Вартапетян,В.Л.Ватьян  
С.Р. Геворкян, Н.А. Демехина, М.Х. Израелян, Г.Х. Казарян ,  
А.Н. Лебедев, Ж.В.Манукян,Э.Г. Мурадян, С.Е. Пилипосян, А.М.См-  
рунуня, А.Г. Худавердян, Л.С. Хуршудян  
Ядерная физика 18, 817-824 (1973)
17. "Исследование некогерентного фоторождения мезонов на ядрах".  
Л.О.Абрамян, А.О. Аганьянц, Г.А.Вартапетян, А.Н. Лебедев,  
Э.Г.Мурадян,А.Г. Худавердян, Л.С. Хуршудян  
Препринт ЕФИ-29 (73) ст.5-28

18. "Моделирование эксперимента по фоторождению  $\pi^\pm$ -мезонов на ядрах".  
Г.А.Вартапетян, А.Л.Ватъян, Э.Г.Мурадян, А.Г. Худавердян.  
Препринт БФИ-53(74) ,ст.3-12
19. "Расчет эксперимента по фоторождению  $\eta^0$ -мезонов методом Монте-Карло". Г.А.Вартапетян, А.Л.Ватъян, Э.Г.Мурадян, Б.М. Сирунян, А.Г. Худавердян.  
Изв.АН Арм.ССР, Физика 9, 101-109 (1974)
20. "Фоторождение одиночных  $\pi^\pm$ -мезонов на сложных ядрах при 2 и 3 Гэв". L.O.Abrahamian, A.O.Aganians, F.V.Adamian, V.D.Danielian, N.A.Demickhina, S.R.Gevorkian, M.Kh.Israelian, G.Kh.Kazarian, A.G.Khudaverdian, L.S.Khurshudian, A.N.Lebedev, I.V.Manukian, E.G.Muradian, A.M.Sirunian, H.A.Vartapetian, A.L.Vatian Phys.Lett. 38B, 544-548(1972)
- Препринт БФИ-ЯФ-8(72)ст. 3-10.
21. "Фоторождение одиночных  $\pi^\pm$ -мезонов на ядрах при  $E_\gamma = 2$  и 3 Гэв. Параметры протон-нейтронного распределения".  
Л.О.Абрамян, А.О.Аганьянц, Ф.В. Адамян, Г.А. Вартапетян, А.Л.Ватъян, С.Р.Геворкян, В.Д. Даниелян, Н.А. Демехина, М.Х. Израелян, Г.Х. Казарян, А.Н. Лебедев, Ш.В.Манукян, Э.Г. Мурадян, А.М.Сирунян, А.Г. Худавердян, Л.С. Хуршудян.  
Ядерная физика 16, 739-747 (1972)
22. W.T.Meyer, A.Brewman, K.Hanson, A.Osborne, A.S.Silverman, F.E.Taylor, N.Herwitz Phys.Rev.Lett. 28, 1344 (1972)
23. H.A.Bethe, P.I.Siemens Phys.Lett. 27B, 549 (1969)

24. "Фоторождение  $\eta^0$ -мезонов на ядрах и определение полного сечения  $\gamma N$  - взаимодействия". L.O.Abrahamian, A.O.Aganians, F.V.Adamian, N.A.Demickhina, S.R.Gevorkian, M.Kh.Israelian, G.Kh. Kazarian, A.G.Khudaverdian, L.S.Khurshudian, A.N.Lebedev, I.V.Manukian, E.G.Muradian, S.E.Piliposian, A.M.Sirunian, H.A.Vartapetian, A.L.Vatian Phys.Lett. 44B, 301-305(1973)
- Препринт БФИ-20 (73) ст.3-8
25. P.S.L.Booth, I.S.Barten, L.I. Carroll, I.R.Holt, T.M.Jackson, W.H.Range, K.A.Sprakes Wormal I.R., DNPL/P-176 (1973)
26. В.Н. Болотов, В.В. Исаков, Д.Б. Какауридзе, В.А. Каванов, Ю.Д. Прокошкин, Е.А. Разуваев. ИФВЭ СЭФ 73-89(1973)
27. W.D.Apel, I.Auslander, H.Muller, G.Sigurdsson, H.M.Staudenmaier, E.Bertelucci, I.Mannelli, G.Pierazzini, P.Rehak, A.Scribano, F.Sergiampietri, M.L.Vinelli Phys.Lett. 46B, 459 (1973)
28. I.R.Bloodword, W.C.Jackson, I.D.Prentice, I.S.Jeon Nucl. Phys. B39, 525 (1972)
29. G.Ceame LAL 1261 (1972)
30. H.Jeons "Hadronic Interactions of Electrons and Photons" edited by J.Cumming and H.Osborn p.47 (1971).
31. A.Par, T.L.Watts, V.P.Weisskopf, Phys. Lett. 30B, 264 (1969)
- 32 В.Н.Келлет DNPL/P63 (1971).

Заказ 327

ВФ-03970

Тираж 200

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