

✓  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

*На правах рукописи*

НИКОЛАЙ ВЛАДИМИРОВИЧ ГОНЧАРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ  $(\gamma, \pi)$  И  $(\gamma, \rho)$  — РЕАКЦИЙ НА  
АТОМНЫХ ЯДРАХ ПРИ  $E_{\gamma}^{\text{макс}} = 400$  МЭВ

(на русском языке)

(01.04.16 - физика атомного ядра и космических лучей)

**АВТОРЕФЕРАТ**

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

ЕРЕВАН— 1975

ОРДЕНА ЛЕНИНА ХАРЬКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ АН УССР

ГОНЧАРОВ Николай Владимирович

ИССЛЕДОВАНИЕ  $(\gamma, n)$  И  $(\gamma, p)$  - РЕАКЦИЙ  
НА АТОМНЫХ ЯДРАХ ПРИ  $E_{\gamma}^{\text{макс}} = 400$  МЭВ

(01.04.16 - физика атомного ядра и космических лучей)

Автореферат  
диссертации на соискание ученой  
степени кандидата физико-математи-  
ческих наук

Харьков - 1974

Работа выполнена в Харьковском Ордена Ленина  
Физико - техническом институте АН УССР

Научный руководитель: кандидат физико - математических  
наук ТОНАПЕТЯН С.Г.

Официальные оппоненты: Член-корр. АН Арм. ССР, профессор,  
доктор физико - математических наук  
ВАРТАПЕТЯН Г.А.  
кандидат физико - математических  
наук БЕРЕЖНОЙ Ю.А.

Ведущее предприятие - Ордена Ленина Физический институт  
им. П.Н. Лебедева АН СССР

Автореферат разослан "20" мая 1975 года  
Защита состоится "24" июня 1975 года  
в 14<sup>00</sup> часов на заседании Ученого совета Ереванского  
физического института ( актовый зал Дома ученых ).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ.

Ученый секретарь  
Совета ЕрФИ

В.А. ШАХБАЗЯН

Изучение процессов образования пионов и протонов в фотоядерных реакциях представляет большой интерес как с точки зрения получения данных о механизмах взаимодействия фотонов с нуклонами ядра, так и выяснения структуры ядер. Кроме того, при соответствующей теоретической интерпретации этого явления извлекаются важные сведения о взаимодействии пионов с нуклонами ядра.

Опыты по фоторождению пионов на нуклонах атомных ядер являются одними из относительно простых экспериментов с участием сильно взаимодействующих частиц. Эта простота связана с тем, что в процессах фоторождения важную роль играет электромагнитное взаимодействие, которое сравнительно хорошо изучено. Это последнее обстоятельство несколько упрощает рассмотрение фотомезонных процессов по сравнению с процессами взаимодействия протонов с атомными ядрами.

Одним из перспективных методов изучения взаимодействия фотонов с атомными ядрами и ядерной структуры являются опыты, в которых регистрируются частицы высоких энергий - продукты этого взаимодействия. К таким процессам относятся фоторождение пионов /1-5/, выбивание быстрых нуклонов /5-8/, дейтронов /8-9/ и других частиц.

Существует, однако, целый ряд специфических трудностей при исследовании фотоядерных реакций. Одна из них обусловлена тем обстоятельством, что эксперименты по фотоядерным реакциям выполняются на тормозном спектре - квантов. В последнее время эту трудность пытаются преодолеть, разрабатывая методики получения монохроматических и квазимонохроматических пучков фотонов.

Экспериментальное исследование фотоядерных реакций типа  $(\gamma, \pi)$ ,  $(\gamma, p)$  в области энергий фотонов до 300 Мэв началось

давно и к настоящему времени накоплен значительный материал / 1-3, 6, 7, 10 /.

При энергиях фотонов свыше 300 Мэв количество таких работ ограничено / 4, 5, 8 /.

Обычно интерпретация опытных данных по  $(\gamma, \pi)$  - реакциям на ядрах проводилась в рамках импульсного приближения с учетом движения нуклонов в ядре / 11 / и взаимодействия пионов в конечном состоянии / 12 /. Однако, полученные результаты не позволяют однозначно ответить на вопрос: образуются ли фотопионы в поверхностном слое ядра или в процессе фотообразования принимают участие все нуклоны ядра. Ответ может быть получен после надежного учета взаимодействия фотопионов в конечном состоянии. Это взаимодействие учитывалось чисто феноменологически с использованием оптической модели, основным параметром которой была длина свободного пробега пиона в ядерном веществе / 12 /. Расчеты, выполненные по этой модели, дают согласие между опытными данными и рассчитанными лишь в том случае, если длина свободного пробега фотомезона значительно короче наблюдаемой в экспериментах по взаимодействию пионов с ядрами / 13 /.

Имеются и другие исследования, которые показывают существование иных механизмов поглощения пионов. Одним из них является поглощение пионов  $n\bar{p}$  - парами ядра в момент рождения (поверхностная модель Батлера). В результате такого процесса будут появляться частицы другого сорта. Примером может служить фотодезинтеграция дейтронов при  $E_\gamma > 150$  Мэв / 14 /. Очевидно, такой процесс возможен и при взаимодействии  $\gamma$  - квантов высокой энергии с более сложными ядрами / 15 /. В дальнейшем это обстоятельство было использовано нами для оценки экспериментальным путем той части фотопионов, которые поглотились внутри ядра / 16 /.

Исследование  $(\gamma, p)$  - реакций на атомных ядрах показали, что экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с расчетными, выполненными в предположении квазидейтронного, фотомезонного и одночастичного механизмов фотообразования протонов.

Однако, имеется область углов  $\theta_{л.с.} > 70^\circ$  при  $E_\gamma > 150$  Мэв где выход протонов, особенно в области сравнительно больших кинетических энергий, заметно превышает выход, предсказываемый на основе этих моделей / 7, 8 /. Такое отличие пытаются объяснить при помощи допущения, что значительная часть регистрируемых протонов в этой кинематической области образуется за счет вторичных процессов и, в частности, за счет поглощения фотопионов, рожденных на нуклонах ядра.

Из выше сказанного видно, что для определения механизмов взаимодействия высокоэнергетичных  $\gamma$  - квантов с атомными ядрами представляют интерес те исследования, в которых проводилось бы одновременное измерение абсолютных сечений образования пионов и протонов. Детектором частиц в подобного рода опытах может быть эффективно использована пузырьковая камера.

Целью настоящей работы было изучение  $(\gamma, \pi)$  и  $(\gamma, p)$  - реакций на атомных ядрах при взаимодействии  $\gamma$  - квантов с  $E_\gamma^{\text{макс}} = 400$  Мэв с ядрами:  $C^{12}$ ,  $Si^{28}$ ,  $Ca^{40}$ ,  $Nb^{93}$ ,  $Ta^{181}$ . Для этого были выполнены измерения сечений фоторождения пионов и протонов на этих ядрах и были проведены сопоставления полученных опытных данных с предсказаниями различных теоретических моделей. На основе такого сопоставления определены, на сколько это возможно, механизмы исследуемых реакций.

Измерения проводились на линейном ускорителе электронов 2 Гэв ХФТИ АН УССР. Заряженные частицы (пионы, протоны, дейтроны и т. д.), вылетающие под углом  $\Theta_{л.с.} = 90^\circ$ , регистрировались в одном и том же опыте с помощью фреоновой пузырьковой камеры. Для учета взаимодействия фотопионов с ядром в конечном состоянии использовались два подхода. В первом подходе взаимодействие  $\pi$  - мезонов с ядром рассматривалось в рамках оптической модели методом искаженных волн. Второй подход основан на том предположении, что выход протонов под углом  $90^\circ$  обусловлен, в основном, взаимодействием фотопионов с двухнуклонными ассоциациями ядра / 15,16 /.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В первой главе дается обзор и анализ экспериментальных и теоретических работ по фотоядерным реакциям, опубликованных к началу выполнения настоящего исследования. В обзоре основное внимание уделено тем экспериментальным работам, в которых получены более систематические результаты.

В конце обзора приводится ряд проблем для решения которых необходимы дальнейшие исследования фотоядерных реакций.

Во второй главе описана методика эксперимента и процедура измерений.

Для исследования фотоядерных реакций создана экспериментальная установка с фреоновой пузырьковой камерой / 17 /. Пузырьковая камера дает возможность одновременно регистрировать продукты фотоядерных реакций в широкой области углов и энергий регистрируемых частиц, а информация, полученная с её помощью, характеризуется наглядностью и документальностью. В данной методике эксперимента точность относительных измерений выходов заряженных пионов и протонов практически определяется статической ошибкой, что особенно важно при проверке различных

моделей фотообразования пионов и протонов.

В §§ 2,3 описывается устройство фреоновой пузырьковой камеры и электроника для управления работой камеры и ускорителя. Корпус камеры, изготовленный из нержавеющей стали, имеет два окна для фотографирования и освещения на просвет и два отверстия для входа и выхода пучка. Для перегрева рабочей жидкости камеры используется газовая система расширения, состоящая из камеры поджим - сброс и двух быстродействующих двухступенчатых электромагнитных клапанов.

Для поддержания постоянного режима работы камеры сброс давления проводился до определенного уровня при помощи стабилизированного опорного давления.

Рабочий объем камеры освещался через нижнее окно импульсной лампой ИФК-500 при помощи метода "темного" поля. Фотографирование проводилось стереофотоаппаратом с базой 120 мм, с двумя объективами, на 35 мм пленку. Заполнялся рабочий объем (340 x 204 x 160 мм<sup>3</sup>) смесью фреон - 12 и фреон - 13 / 18 /,

Управление работой всех узлов пузырьковой камеры и ускорителем осуществлялось дистанционно и автоматически при помощи электронной системы, смонтированной в виде отдельных блоков в стойке управления.

В §§ 4,5 приводится описание устройств для получения, формирования / 19 / и измерения интенсивности пучков  $\gamma$  - квантов высокой энергии. Описывается также схема размещения формирующих элементов фотонного канала и расположения камеры на пучке. Геометрия опыта позволяла с помощью фреоновой пузырьковой камеры одновременно регистрировать заряженные пионы в интервале кинетических энергий (30+120) Мэв и протоны - (70+240) Мэв.

Для измерения потока  $\gamma$  - квантов, прошедших через квантометр, использовался метод, основанный на преобразовании амплитуды импульса напряжения с квантометра с помощью амплитудо-временного преобразователя в серию сигналов, которые затем считывались пересчетным прибором. Кроме измерения интенсивности пучка - квантов, эта система мониторинга, в случае работы в режиме одиночных посылок ускорителя, позволяла вести как визуальное наблюдение за интенсивностью пучка в каждой посылке, так и проводить блокировку системы фотографирования рабочего объема камеры и системы мониторинга при нестабильной работе ускорителя.

В конце главы (§6) приводятся результаты методических исследований использования пузырьковой камеры с тяжелой жидкостью в опытах с фотонными пучками высоких энергий. Описываются результаты поиска режима работы камеры при котором происходит дискриминация электрон - позитронного фона / 17 /, а также описывается метод идентификации заряженных частиц в камере. В основу поиска метода идентификации была положена зависимость плотности пузырьков на следе частицы от её скорости и термодинамических характеристик рабочей жидкости камеры / 17,20 /.

Стабильная работа камеры в режиме с дискриминацией следов частиц с минимальной ионизацией позволила надежно идентифицировать следы остановившихся заряженных пионов и протонов при работе камеры без магнитного поля.

Третья глава посвящена описанию метода отбора событий на стереофотографиях и обработке экспериментального материала. При отборе событий выделялись случаи, в которых угол рассеяния частиц на ядрах входного окошка и рабочей среды камеры не превышал  $10^\circ$ .

В этой главе приводятся выражения для определения абсолютных значений дифференциальных сечений  $d^2\sigma / d\Omega dE dQ$  фоторождения пионов и протонов и для расчетов поправок. Здесь же обсуждаются и ошибки эксперимента.

При обработке результатов эксперимента были учтены поправки: на распад  $\pi$  - мезонов на лету до их остановки в камере; на ослабление количества частиц при прохождении их через мишень, входное окошко и рабочую жидкость камеры.

В четвертой главе приведены экспериментальные данные по исследованию фотообразования заряженных пионов и протонов при взаимодействии фотонов с энергией  $E_\gamma^{\text{макс}} = 400$  Мэв с ядрами:  $C^{12}$ ,  $Si^{28}$ ,  $Ca^{40}$ ,  $Nb^{93}$ ,  $Ta^{181}$  / 21,22 / . Здесь же дается обсуждение результатов измерений.

В §1 дано обоснование выбора ядер для исследований и показаны экспериментальные энергетические спектры пионов и протонов из  $(\gamma, \pi)$  и  $(\gamma, p)$  - реакций на ядрах.

Для определения механизма фоторождения пионов в  $(\gamma, \pi)$  - реакциях на атомных ядрах было проведено сопоставление экспериментальных и рассчитанных энергетических спектров пионов. Взаимодействие  $\gamma$  - квантов с атомными ядрами рассматривалось в импульсном приближении, а взаимодействие рожденных пионов с ядром учитывалось в рамках оптической модели методом искаженных волн. В качестве ядерных моделей были использованы модель Ферми - газа и оболочечная оболочечная модель / 23,24 /.

Выражение, определяющее распределение пионов по энергиям и углам в реакции фоторождения с монохроматическим пучком  $\gamma$  - квантов на ядре с массовым числом  $A$  может быть записано в виде / 25 /:

$$\frac{d^2 \sigma_{\pi\pi A}}{d\Omega_{\pi} dE_{\pi}} = \frac{d^2 \sigma_{\pi\pi A}^{(d)}}{d\Omega_{\pi} dE_{\pi}} + \frac{d^2 \sigma_{\pi\pi A}^{(nd)}}{d\Omega_{\pi} dE_{\pi}} \quad (1),$$

где  $\frac{d^2 \sigma_{\pi\pi A}^{(d)}}{d\Omega_{\pi} dE_{\pi}}$  - "диагональная" часть сечения, содержащая информацию об одночастичных характеристиках ядра, в частности, об импульсном распределении нуклонов в ядре;

$\frac{d^2 \sigma_{\pi\pi A}^{(nd)}}{d\Omega_{\pi} dE_{\pi}}$  - "недиагональная" часть сечения, определяющая эффект интерференции актов фоторождения  $\pi$  - мезонов на нуклонах с различными номерами. Эта часть сечения существенным образом зависит от двухнуклонных корреляций в ядре.

Так как экспериментальные данные по реакциям фоторождения получены в опытах с тормозным спектром фотонов, то необходимо вычислять сечения на эквивалентный  $\gamma$  - квант:

$$\frac{d^2 \sigma_{\pi\pi A}}{d\Omega_{\pi} dE_{\pi} Q} = \int_{E_{\gamma}^{пор}}^{E_{\gamma}^{макс}} \varphi(E_{\gamma}, E_{\gamma}^{макс}) \frac{d^2 \sigma_{\pi\pi A}}{d\Omega_{\pi} dE_{\pi}}(E_{\gamma}) dE_{\gamma},$$

где  $E_{\gamma}^{пор}$  - пороговая энергия реакции фоторождения мезонов на ядре;

$E_{\gamma}^{макс}$  - максимальная энергия тормозного излучения;

$\varphi(E_{\gamma}^{макс}, E_{\gamma})$  - функция Циффа.

Количественная оценка эффекта корреляций, обусловленных принципом Паули, была получена, когда для описания основного состояния ядра - мишени использовалась модель вырожденного Ферми - газа. В этой модели, если пренебречь взаимодействием фотопионов с ядром в конечном состоянии, выражение для сечения фоторождения пионов можно записать в виде / 23 /:

$$\frac{d^2 \sigma_{\pi\pi A}^{(d)}}{d\Omega_{\pi} dE_{\pi}} = k \frac{3Am}{8p_F^3 q} (p_F^2 - \bar{p}^2) \Theta(p_F^2 - \bar{p}^2) \quad (2),$$

$$\frac{d^2 \sigma_{\pi\pi A}^{(nd)}}{d\Omega_{\pi} dE_{\pi}} = -k \frac{3Am}{8p_F^3 q} [p_F^2 - \bar{p}^2 - 2m\omega\Theta(\omega)] \times$$

$$\times \Theta[p_F^2 - \bar{p}^2 - 2m\omega\Theta(\omega)] \Theta(2p_F - q).$$

$$k = (E_{\gamma} + E_{\bar{p}} - E_{\pi})^{-1} |E_{\gamma} + E_{\bar{p}} - \frac{E_{\pi}}{p_{\pi}} (\bar{p} + \bar{p}_{\gamma}, \bar{n}_{\pi})| \times$$

$$\times [1 - \frac{(\bar{p}, \bar{p}_{\gamma})}{E_{\gamma} E_{\bar{p}}}] \frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{p})$$

$$\bar{p} = \frac{m}{q} (q^2 - \omega^2); \bar{n}_{\pi} = \frac{\bar{p}_{\pi}}{p_{\pi}}; \Theta(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x \leq 0 \end{cases}$$

В этих формулах:  $p_F$  - импульс Ферми;  $\bar{q} = \bar{p}_{\pi} - \bar{p}_{\gamma}$  - переданный импульс;  $\omega = E_{\gamma} - E_{\pi}$  - энергия, переданная совокупности из  $A$  нуклонов;  $E_{\bar{p}}$  - полная энергия нуклона - мишени;  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{p})$  - сечение фоторождения  $\pi^{\pm}$  - мезонов на свободном нуклоне с импульсом  $\bar{p}$ ;  $m$  - масса нуклона.

Результаты расчетов энергетических спектров пионов в реакции фоторождения на ядрах показали важность учета эффекта корреляций, обусловленных принципом Паули, для объяснения распределения фотопионов по энергиям: относительный вклад этого эффекта составляет в максимуме распределения около 30%.

Для определения влияния эффекта взаимодействия фотопионов в конечном состоянии на распределение пионов по энергиям, были проведены расчеты спектров пионов, когда для описания основного состояния ядра - мишени использовалась осцилляторная оболочечная модель. Расчеты выполнялись по формуле / 23, 24 /:

$$\frac{d^2 \sigma_{\pi\pi A}^{(d)}}{d\Omega_{\pi} dE_{\pi}} = \frac{(2\pi)^3}{2} k \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\alpha\tau - 2i\tau_0\beta\bar{p}_{\pi}\bar{n}_{\pi}\tau - \beta^2\tau^2} \times$$

$$\times \left\{ \int \rho(\vec{r}) \psi_{\pi}^{(-)}(\vec{r} + r_0\beta\tau\bar{n}_{\pi}) \psi_{\pi}^{(-)*}(\vec{r} - r_0\beta\tau\bar{n}_{\pi}) d\vec{r} \right\}$$

$$-\frac{16}{3} \beta^2 \tau^2 \int U_{15}^2(\vec{r}) \psi_{\pi}^{(-)}(\vec{r} + r_0 \beta \tau \vec{n}_q) \psi_{\pi}^{(-)*}(\vec{r} - r_0 \beta \tau \vec{n}_q) d\vec{r} d\tau \quad (4),$$

$$\vec{n}_q = \frac{\vec{q}}{q}; \quad \alpha = E_{\pi} - E_{\gamma} + \frac{q}{2m}; \quad \beta = \frac{p_0 q}{2m},$$

где:  $p_0$  - параметр осцилляторной модели ( $p_0 = 122$  Мэв);

$\psi_{\pi}^{(-)}$  - волновая функция, описывающая взаимодействие рожденных  $\pi$  - мезонов с нуклонами ядра в рамках оптической модели.

Искажение  $\pi$  - мезонной волны в ядре учитывалось в эйко - нальном приближении:

$$\psi_{\pi}^{(-)}(\vec{r}) = (2\pi)^{-3/2} e^{-i\vec{p}_{\pi}\vec{r} + \varphi(\vec{r})}$$

$$\varphi(\vec{r}) = -i \frac{E_{\pi}}{p_{\pi}} \int_0^{\infty} V(\vec{r} + s\vec{n}_{\pi}) ds \quad (5).$$

Результаты численных расчетов показаны на рис. 1. Сплошная линия - расчет без учета взаимодействия пионов в конечном состоянии; пунктирная - с учетом этого взаимодействия; экспериментальные точки - результаты наших измерений. Кривые рассчитаны без учета принципа Паули. Обнаружено четкое проявление эффектов взаимодействия фотопионов с ядром в конечном состоянии (уменьшение выхода - мезонов, смещение максимума их распределения). Согласие рассчитанного спектра  $\pi$  - мезонов с экспериментальным можно улучшить, если учесть эффект ослабления за счет принципа Паули и выбрать пион - ядерный потенциал соответствующим образом.

Результат сопоставления экспериментального спектра пионов с расчетным свидетельствует об фотообразовании пионов по

всему объему ядра и что на их выход сильно влияют перечисленные эффекты.

В §§3,5 приведены результаты исследования  $A$  - зависимостей выходов пионов и протонов для разных значений кинетических энергий частиц. Обнаружено, что эта зависимость описывается выражением  $A$  (это подтверждает ранее полученные данные), где

$n$  - постоянно для всех энергий пионов и изменяется с ростом энергии регистрируемых протонов.

В §4 даны результаты изучения  $(\gamma, p)$  - реакций на атомных ядрах и их обсуждение. Экспериментальные данные сравнивались с расчетными, выполненными в импульсном приближении, предполагая, что элементарным процессом, ответственным за выход протонов под углом  $\theta$  л.с. =  $90^\circ$ , является двухчастичная фотодезинтеграция дейтронных кластеров / 15 /. В этом предположении сечение реакций на эквивалентный фотон может быть записано / 26 /:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dE_p Q} = L \frac{NZ}{A} \iiint \frac{f(E_0, k)}{k} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^* J\left(\frac{dk}{dE_p}\right) F(p_d) d^3p,$$

где:  $N, Z, A$  - число нейтронов, протонов и массовое число ядра, соответственно;  $f(E_0, k)$  - функция Шиффа для тормозного излучения электронов;  $E_0$  - максимальная энергия тормозного излучения;  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^*$  - экспериментальное сечение фоторасщепления дейтрона в с.п.м.;  $k$  - энергия фотонов, определяемая кинематической реакцией  $\gamma + d \rightarrow p + n$  на неподвижном дейтроне;

$J$  - якобиан перехода из с.п.м. в л.с.;  $F(p_d)$  - импульсное распределение квазидейтронов в ядре / 26 /. Эффективное число квазидейтронов в ядре, согласно модели Левинджера / 27 /, принималось равным  $L \frac{NZ}{A}$ . Величина  $L$  была получена путем совмещения расчетного спектра с опытным при  $E_p = 90$  Мэв ( $L = 6,4$ )

Сопоставление расчетного спектра протонов с экспериментальным показано на рис.2,а (сплошная кривая). Обнаруженное отличие величин сечений при больших энергиях протонов показывает, что выход протонов под углом  $\theta_{\text{л.с.}} = 90^\circ$  нельзя объяснить только фотодезинтеграцией квазидейтронов ядра. По-видимому, на формирование наблюдаемых распределений протонов по энергиям оказывают существенное влияние вторичные процессы и, прежде всего, поглощение фотопионов в ядре.

Для оценки вклада вторичных процессов в выход протонов была использована фотоядерная каскадная модель / 28 /, которая оказалась весьма эффективной и для описания взаимодействия

$\gamma$  - квантов с атомными ядрами в области энергий фотонов выше гигантского резонанса.

На рис.2а,б показаны в виде гистограмм результаты расчетов спектров протонов из ядер  $C^{12}$  и  $Ca^{40}$  под углом  $\theta_{\text{л.с.}} = 90^\circ$  при  $E_\gamma^{\text{макс}} = 400$  Мэв, выполненных с применением программы "Каскад" / 29 /. Взаимодействие фотонов с квазидейтронами ядра учитывалось по модели Левинджера ( $L = 10$ ). В пион - нуклонных взаимодействиях учитывались процессы упругого рассеяния, перезарядки, поглощения пионов нуклонными парами. В нуклон - нуклонных столкновениях принимались во внимание только упругие взаимодействия.

Обнаружено хорошее согласие экспериментальных спектров протонов с расчетными, рис.2 а,б. Подобные результаты были получены для ядра  $C^{12}$  и при энергии фотонов 345 Мэв / 5 /. Это говорит в пользу того, что выход протонов относительно больших энергий в указанных кинематических условиях обусловлен, в основном, внутриядерным поглощением фотопионов.

В §6 приведены результаты исследования выхода пионов, протонов и их суммарного выхода в зависимости от массового числа ядра.

Если в фотоядерных реакциях при высоких энергиях фотонов поглощение родившихся пионов в ядре действительно имеет место, то это должно приводить к выходу нуклонов за счет этого процесса. С этой точки зрения представляет интерес исследование  $A$  - зависимостей выходов  $\pi$  - мезонов и протонов, измеренных в одном и том же опыте. Подобные исследования ранее не проводились.

Результаты такого исследования показаны на рис.3. Прямые проведены по экспериментальным точкам с использованием метода наименьших квадратов.

При построении  $A$  - зависимостей выходов протонов и пионов всех знаков энергетические спектры были проинтегрированы по энергии от 30 до 240 Мэв для протонов и от 0 до 180 Мэв - для пионов. Был учтен вклад нейтральных пионов.

Обнаружено, что выход протонов и пионов описывается выражением  $\sim A^n$ , где  $n = 1,07 \pm 0,01$  для протонов и  $n = 0,76 \pm 0,01$  для пионов.

Используя предположение, что каждому поглощенному фотопиону в конечном состоянии соответствует в среднем один протон, была получена  $A$  - зависимость суммарного выхода пионов и протонов. Эта зависимость сечения фоторождения пионов (с учетом доли поглощенных) от массового числа ядра, показанная на рис.3 прямой 3, также описывается выражением  $\sim A^n$ , где  $n = 0,97 \pm 0,01$ .

На этом рисунке пунктирной прямой показана  $A$  - зависимость сечений фоторождения пионов всех знаков на квазисвободных нуклонах ядра, вычисленных по формулам (2) - (3).

Удовлетворительное согласие расчетных сечений с экспериментальными говорит в пользу того, что фоторождение пионов происходит по всему объему ядра, а выход протонов под углом  $90^\circ$  обусловлен, в основном, поглощением фотопионов двухнуклонными ассоциациями в ядре как в момент рождения, так и при их прохождении через ядро.

Основные результаты диссертации можно сформулировать следующим образом:

1. Создана экспериментальная установка с фреоновой пузырьковой камерой, которая позволяет проводить исследования фотоядерных реакций на атомных ядрах в широком диапазоне энергий фотонов, углов и энергий регистрируемых частиц. Отработан режим работы камеры в котором происходит дискриминация следов частиц с минимальной ионизацией. Стабильная работа камеры в этом режиме позволяет проводить надежную идентификацию следов остановившихся  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  мезонов и протонов при работе камеры без магнитного поля.

2. Впервые в одном и том же опыте измерены в широком интервале кинетических энергий дифференциальные сечения  $d^2\sigma/d\Omega dE_Q$  фоторождения пионов и протонов под углом  $\Theta_{л.с.} = 90^\circ$  при взаимодействии фотонов с  $E_{\gamma}^{макс} = 400$  Мэв с ядрами:  $C^{12}$ ,  $Si^{28}$ ,  $Ca^{40}$ ,  $Nb^{93}$ ,  $Ta^{181}$ .

3. Исследованы  $A$  - зависимости фотообразования пионов и протонов различных значений кинетических энергий.  $A$  - зависимость выхода этих частиц описывается выражением  $\sim A^n$ , где  $n$  постоянно для всех энергий пионов ( $n = 0,72$ ) и изменяется от единицы до 1,23 с ростом кинетической энергии протонов.

4. Исследовано влияние принципа Паули и эффекта взаимодействия пионов в конечном состоянии на распределение фотопи-

онов по энергиям. Результат сопоставления экспериментального спектра пионов с рассчитанным подтверждает механизм объемного фоторождения пионов на атомных ядрах.

5. Показано, что энергетический спектр протонов плохо описывается квазидейтронным механизмом, в то время как фотодеревяная каскадная модель удовлетворительно воспроизводит распределение протонов по энергиям. Последнее говорит в пользу того, что выход протонов относительно больших энергий в указанных кинематических условиях обусловлен, в основном, внутриядерным поглощением родившихся и не вышедших из ядра пионов.

6. Исследования  $A$  - зависимостей выхода пионов, протонов и их суммарного выхода также подтверждают объемный механизм фоторождения пионов и указывают на то, что выход протонов из  $(\gamma, p)$  - реакций на ядрах под углом  $\Theta_{л.с.} = 90^\circ$  обусловлен, в основном, поглощением фотопионов двухнуклонными ассоциациями в ядрах как момент рождения, так и в процессе прохождения пионов через ядро.

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на XXI Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре ядра, на Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при высоких энергиях (Тбилиси, 1972 г.), на IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (Дубна, 1971 г.) и опубликованы в работах / 17, 19 - 24 /.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R.M. Littauer and D. Walker. Phys. Rev. **86**, 838 (1952).
2. V. Imhof, E. Knapp, H. Easterday, V. Perez-Mendes. Phys. Rev. **108**, 1040 (1957).
3. А.С. Белоусов, Б.Б. Говорков, В.И. Гольдманский. ЖЭТФ **36**, 244 (1959).

4. S.Kabe, S.Kato, T.Kifune, Y.Kimura, T.Nishikawa.  
J.Phys.Soc.Japan 19, 1800 (1964).  
W.M.McClelland. Phys.Rev. 123, 1423 (1961).
5. Г.А.Бочек, И.А.Гришаев, Н.Л.Емец, Н.И.Лапин, Г.Д.Пугачев,  
Ю.Н.Ранюк. ЖЭТФ 66, 16 (1974).
6. J.C.Keck. Phys.Rev. 85, 410 (1952).
7. К.Ш.Егян. Кандидатская диссертация. Ереван (1972).
8. П.В.Сорокин, Докторская диссертация. Харьков (1970).
9. M.Kihara. J.Phys.Soc.Japan 20, 1313 (1965).
10. А.С.Белюсов, С.В.Русаков, Е.И.Тамм. ЖЭТФ 35, 355 (1958).
11. M.Lax, H.Feshbach. Phys.Rev. 81, 189 (1951).
12. К.А.Вруеэкнер, R.Serber, K.M.Watson.  
Phys.Rev. 84, 258 (1951).
13. W.S.C.Williams, K.M.Crowe, R.M.Friedman. Phys.Rev. 105,  
1840 (1957).
14. R.R.Wilson. Phys.Rev. 104, 218 (1956).
15. С.Г.Тонапетян, Н.В.Гончаров, А.И.Деребчинский, О.Г.Коновалов,  
В.М.Хворостян. ЖЭТФ 63, 1955 (1972)
16. Н.В.Гончаров, А.И.Деребчинский, О.Г.Коновалов, С.Г.Тонапетян,  
В.М.Хворостян. ЖЭТФ 64, 67 (1973).
17. С.Г.Тонапетян, Н.В.Гончаров, О.Г.Коновалов, А.И.Деребчинский,  
В.М.Хворостян. ПТЭ № 3, 106 (1970).
18. Г.А.Блинов, М.Ф.Ломанов, А.Г.Мешковский, Я.Я.Шаламов,  
В.А.Шебанов. ПТЭ № 1, 35 (1958).
19. С.Г.Тонапетян, Н.В.Гончаров, Л.Я.Колесников, О.Г.Коновалов,  
В.В.Кондратенко и др. Препринт ФТИ АН УССР № 239/ВЭ-056,  
стр. 139 (1966).
20. С.Г.Тонапетян, Н.В.Гончаров, О.Г.Коновалов, А.И.Деребчинский,  
В.М.Хворостян. Препринт ФТИ, 69-12 стр.35 (1969).

- 21.. Н.В.Гончаров, А.И.Деребчинский, О.Г.Коновалов, С.Г.Тонапетян,  
В.М.Хворостян. Ядерная физика 17, 242 (1973).
22. Н.В.Гончаров, С.Г.Тонапетян, В.М.Хворостян, О.Г.Коновалов,  
А.И.Деребчинский. Вопросы атомной науки и техники. Серия:  
Физика высоких энергий и атомного ядра. Вып. I(3), 74 (1973).
23. А.В.Шебеко, Н.В.Гончаров. Вопросы атомной науки и техники.  
Серия: Физика высоких энергий и атомного ядра. Вып. 7(9),  
20 (1973).
24. А.В.Шебеко, Н.В.Гончаров. Ядерная физика 18, 1034 (1973).
25. М.Гольдбергер, К.Ватсон. Теория столкновений. Изд-во "Мир"  
(1967).
26. Y.S.Kim. Phys.Rev. 129, 1293 (1963).
27. Дж.Левинджер. "Фотоядерные реакции". Изд-во ин.литер.  
Москва (1962).
28. В.С.Барашенков, А.С.Ильинов, Н.М.Соболевский. УФН, 109, 91  
(1973).
29. Н.Я.Емец. Г.Я.Любарский, Ю.Н.Ранюк, П.В.Сорокин.  
Препринт ФТИ 72-37, Харьков (1972).

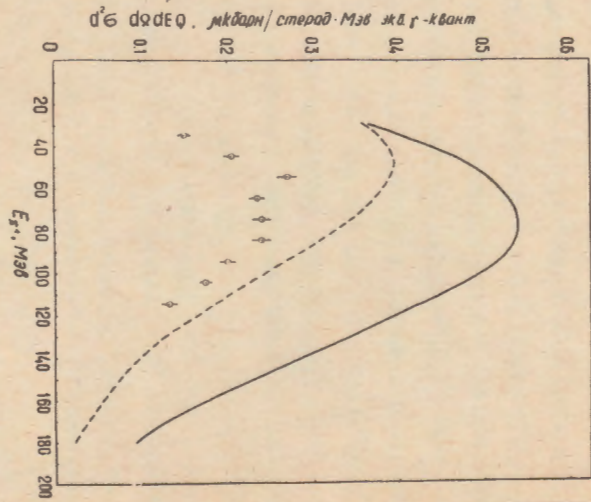


Рис. 1. Энергетические спектры  $\pi^+$  - мезонов под углом  $\theta_{л.с.} = 90^\circ$  в реакциях фоторождения на ядре  $^{12}\text{C}$ .  $E_{\gamma \text{ макс}} = 400$  Мэв. Точки - данные настоящей работы.

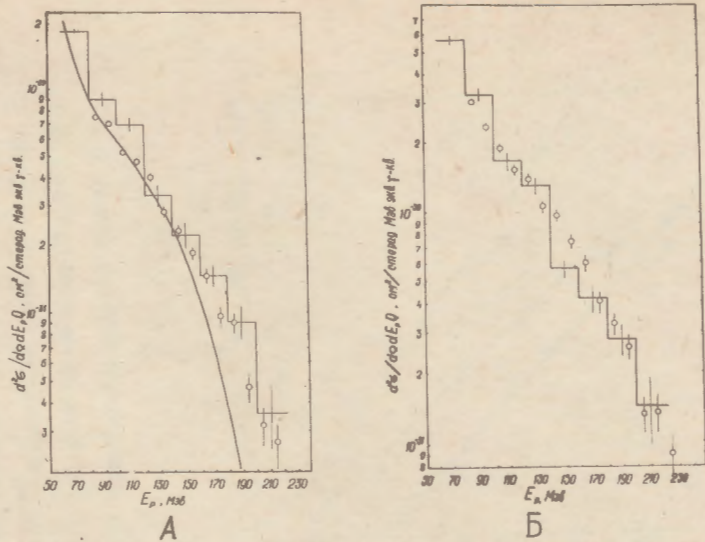


Рис. 2. Энергетические спектры фотопротонов под углом  $\theta_{л.с.} = 90^\circ$ , полученные при взаимодействии  $\gamma$  - квантов с  $E_{\gamma \text{ макс}} = 400$  Мэв с ядрами  $^{12}\text{C}$  (А) и  $^{40}\text{Ca}$  (Б). Сплошная линия - расчет по квазидейтронной модели; гистограмма - расчет по фотоядерной каскадной модели; точки - данные настоящей работы.

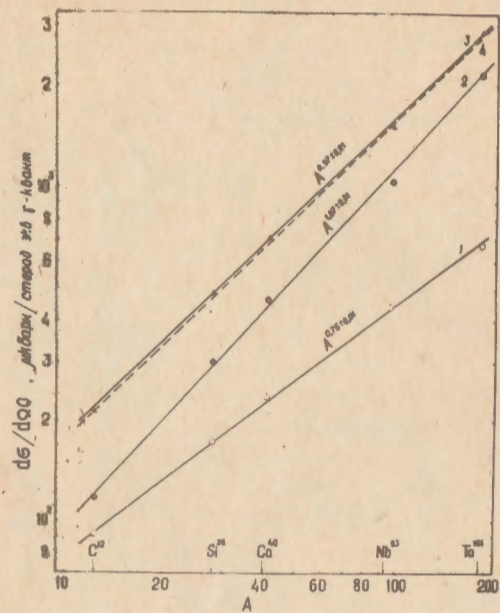


Рис. 3. Зависимости выходов пионов ( 1 ), протонов ( 2 ) и их суммарного выхода ( 3 ) от массового числа ядра. Пунктирная линия - расчет по формулам (2) - (3).