

ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ ԳԱՐԵՎԱՆԻ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿԵՆՏՐՈՆ
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲՈՒԿՄԱՆՈՒԹՅԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

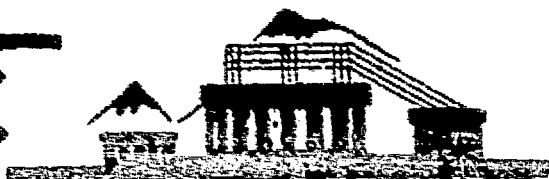
ЕФИ-ЯФ-12(72)

Г.Л.Бочек, К.Ш.Егиян, В.И.Кулибаба

ИССЛЕДОВАНИЕ
РЕАКЦИИ (γP) ПРИ МАКСИМАЛЬНОЙ
ЭНЕРГИИ ТОРМОЗНЫХ ФОТОНОВ 100—250 Мэв.

АРУС

1972



ԵՐԵՎԱՆ

ԵՐԵՎԱՆ

539.17:539.172.3

ЕФИ-ЯФ-12(72)

Г.Л.БОЧЕК, К.Ш.ЕГИЯН, В.И.КУЛИБАБА

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ (γp) ПРИ МАКСИМАЛЬНОЙ
ЭНЕРГИИ ТОРМОЗНЫХ ФОТОНОВ 100 + 250 Мэв.

Ереван 1972

Г.Л. БОЧЕК, К.Ш. ЕГИЯН, В.И. КУЛИБАБА

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ (γp) ПРИ МАКСИМАЛЬНОЙ
ЭНЕРГИИ ТОРМОЗНЫХ ФОТОНОВ 100 + 250 МЭВ

Исследуется фотообразование быстрых протонов при максимальной энергии тормозных фотонов 100 + 250 Мэв. Изучение функции возбуждения реакции (γp) на C^{12} при различных кинематических условиях, зависимости сечения реакции от массового числа ядра-мишени, от кинетической энергии и угла вылета протонов на ядрах C^{12} , Cu^{63} , Pb^{208} показывает, что в области максимальной энергии $E_\gamma < 200$ Мэв экспериментальные данные можно объяснить квазидейтонным механизмом образования фотопротонов. Для $E_\gamma > 200$ Мэв необходимо учесть вклад фотомезонного механизма.

Препринт Ереванского физического института

Ереван 1972

G.L. BOCHER, K. SH. EGİYAN, V.I. KULIBABA

БФЯ-ЯФ-12(72)

INVESTIGATION OF (γp) REACTION AT MAXIMUM ENERGY OF
BREMSSTRAHLUNG PHOTONS OF 100 250 Mev.

Photoproduction of fast protons at maximum energy of bremsstrahlung photons of 100 250 Mev is investigated. The study of (γp) reaction excitation function on C^{12} under different kinematic conditions; the dependence of reaction cross sections on mass number of target-nucleus on kinematic energy and proton angle on C^{12} , Cu^{63} , Pb^{208} shows that in the region of maximum photon energy of $E_\gamma < 200$ Mev the experimental data could be accounted for the quasi-deuteron mechanism of proton photoproduction. For $E_\gamma \geq 200$ Mev it is necessary to take into consideration the photomeson mechanism contribution.

Preprint of Yerevan Physical Institute

Yerevan 1972

I. Введение

Изучение прямых ядерных реакций, вызванных фотонами высоких энергий важно с двух точек зрения; для исследования характера взаимодействия электромагнитного излучения с ядром и для исследования структуры ядер, т.е. для определения вероятности корреляции нуклонов, импульсного распределения нуклонов или кластеров и т.д. Значительная эффективность фотоядерных реакций для получения подобных сведений в ядрах обуславливается двумя факторами [1]. Во-первых, взаимодействие относительно слабое, вследствие чего оно не вызывает заметных искажений состояния исходного ядра, для которого в расчетах можно использовать волновую функцию основного состояния. Этим фотоядерные реакции выгодно отличаются от аналогичных реакций, вызванных сильновзаимодействующими частицами. Кроме того, по той же причине, можно пренебречь искажением волновых функций падающих частиц, что сильно облегчает расчеты. Другим важным обстоятельством является то, что взаимодействие фотонов электромагнитное, которое хорошо известно, и в большинстве случаев можно применять теорию возмущений.

Реакция выбивания фотонами протонов из сложных ядер (названная в дальнейшем реакцией (γp)) является наиболее доступной, с экспериментальной точки зрения прямой фотоядерной реакцией. Поэтому её исследования начались вскоре, после запуска первых ускорителей электронов [2] и продолжают до настоящего времени.

В настоящем установлена качественная картина хода сечения фотоядерных реакций с выбиванием протонов в зависимости от энергии фотонов. В области $20 + 30$ Мэв наблюдается довольно широкий максимум, называемый гигантским резонансом. За гигантским резонансом с возрастанием энергии фотонов сечение медленно падает, вплоть до пороговой энергии фотомезонных процессов. Для 150 Мэв начинается новый рост сечения.

Наиболее полные исследования реакции (γp) проведены в области гигантского резонанса ($E_\gamma \leq 50$ Мэв). [3]. Установлено, что в этой области механизм реакции есть в основном поглощение фотонов дипольными колебаниями ядра. Однако новейшие данные показывают, что гигантский резонанс имеет сложную структуру, природу которой в настоящее время нельзя считать полностью ясной.

Реакции (γp) в области первичной энергии $100 + 250$ Мэв исследованы относительно мало. Имеющиеся экспериментальные работы [4,5,6,7,8,9] относятся в основном к той или другой стороне реакции, между тем в условиях отсутствия окончательной теории ядра для понимания процессов, происходящих при взаимодействии, необходимо изучать их всесторонне в одинаковых условиях, желательно на одной и той же установке.

В области $E_\gamma > 300$ Мэв экспериментальные исследования указанных реакций фактически только начаты [10].

С точки зрения получения наиболее чистых данных о структуре ядра и о других ядерных эффектах, подходящей является область первичной энергии $100 + 250$ Мэв. Это обусловлено тем, что с одной стороны начиная уже с $E_{\gamma} = 100$ Мэв длина дебройловской волны фотонов и электронов становится меньше размеров ядра, следовательно их взаимодействие с отдельными нуклонами или кластерами становится более вероятным, чем с ядром как целым. С другой стороны мезонные эффекты либо отсутствуют (до 150 Мэв) либо еще не являются доминирующими.

В настоящее время, когда отсутствует окончательная теория ядра, нет достаточно убедительных теоретических критериев, позволяющих установить тот или иной механизм исследуемой ядерной реакции, поэтому решение этой задачи, чисто экспериментальным путем, связано с постановкой ряда экспериментов, допускающих проверку критериев и следствий из предполагаемого механизма и наблюдения имеющихся особенностей в ходе дифференциальных сечений.

В настоящей работе приведены экспериментальные данные по изучению фотоядерной реакции при первичной энергии $100 + 250$ Мэв, являющиеся результатом реализации определенной программы для идентификации наиболее вероятного механизма фотоядерной реакции, приводящие к вылету протонов. Эта программа состоит из следующих пунктов:

1. Измерение зависимости сечения реакции (σ_{p}) в зависимости от максимальной энергии фотонов (функции возбуждения) на ядре ^{12}C в различных кинематических условиях.

2. Изучение зависимости дифференциального сечения фотообразования протонов от массового числа ядра, при различных первичных энергиях фотонов, при различных углах и энергиях вторичных протонов.

3. Изучение энергетических спектров протонов при различных первичных энергиях, углах вылета, на ядрах C^{12} , C^{63} и P^{208} .

4. Измерение сечения реакции (γp) как функции угла вылета протонов при различных кинематических переменных, на ядрах C^{12} , C^{63} , P^{208} .

5. Сравнение полученных экспериментальных данных с предсказаниями отдельных механизмов образования фотопротонов.

2. Экспериментальная аппаратура.

Работа была выполнена на линейном ускорителе электронов на 300 МэВ ФТИ АН УССР. На рис. I приведена общая схема установки, при помощи которой получены экспериментальные данные. Подробное описание установки приведено в [II].

Пучок электронов с энергетическим разбросом $\Delta E_0/E_0 = 2,4\%$ при помощи системы формирования фокусируется на мишень, находящуюся в вакуумно связанной с ускорителем камере рассеяния. Интенсивность пучка электронов, проходящих через мишень, измерялась монитором вторичной эмиссии [12] и магнитомодуляционным измерителем тока пучка [13,14]. Точность измерения в обоих случаях составляла $2 + 3\%$.

Особенностью экспериментальной установки является то, что из-за отсутствия места на дважды повернутом пучке, она расположена на однократно-повернутом пучке электронов, который не очищен от сопровождающих γ -квантов и нейтронов, возникающих при формировании и фокусировке пучка на мишени и создающих большой фон на месте установки. При большой скважности работы ускорителя $\sim (2 \cdot 10^4)$ это создает значительные затруднения в регистрации продуктов исследуемой реакции.

Для поддержания фона на экспериментально-допустимом уровне была создана специальная система контроля проводки пучка [14].

Система работает на принципе сравнения величины тока в двух точках, на входе формирующего и фокусирующего устройства и непосредственно перед мишенью. Если величина R , пропорциональная отношению этих двух токов, меняется, то меняются потери тока до установки, значит и фон на детекторах. На опыте измеряется R и требуется, чтобы $R \leq R_0$, где R_0 - соответствует экспериментально-допустимому уровню фона.

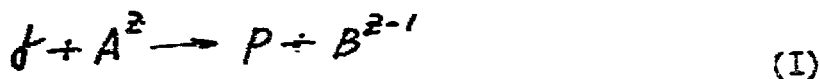
Вторичные протоны регистрировались телескопом из двух сцинтилляционных счетчиков, расположенных после одного из двух магнитов и идентифицировались методом "импульс-пребег". Импульс измерялся с точностью $\pm 17,5\%$ путем магнитного анализа, пребег во втором сцинтилляционном счетчике телескопа путем регистрации электрических сигналов на выходе ФЭУ, соответствующих остановке протонов в самом конце сцинтиллятора [5, II]. Точность измерения пробега составляла $\pm 0,05$ г/см² воздуха, что соответствует точности измерения энергии протонов $\leq \pm 3$ Мэв.

Были использованы стандартные блоки электроники. Отбор совпадений в сцинтилляционных счетчиках производился с разрешающим временем $2\tau = 15$ нсек с быстрой амплитудной дискриминацией в 10-кратном интервале. Полное мертвое время всей использованной быстрой электроники не превышало 100 нсек.

Установка позволяет не прекращая работу менять мишень, угол детектирования протонов в интервале $25^\circ + 90^\circ$ (точность определения данного угла не хуже 2,5 минут), импульс в интервале до 550 Мэв/с и энергии протонов в интервале $40 + 100$ Мэв.

3. Результаты измерений.

Исследуется сечение выбивания протонов в реакциях



$$e + A^z \rightarrow p + e' + B^{z-1} \quad (2)$$

Сечение реакции (1) $(d^2\sigma/d\Omega_p dT_p Q)_\gamma$ связано с сечением реакции (2) $(d^2\sigma/d\Omega_p dT_p)_e$ соотношением [6]

$$(d^2\sigma/d\Omega_p dT_p)_e = N(E_e, E_\gamma) (d^2\sigma/d\Omega_p dT_p Q)_\gamma \quad (3)$$

где $N(E_e, E_\gamma)$ - число виртуальных γ -квантов с энергией E_γ , связанных с электронном с энергией E_e . В общем случае $N(E_e, E_\gamma)$ зависит от мультипольных переходов, однако, если потери энергии электронов малы, то можно считать $N(E_e, E_\gamma)$ постоянным и равным 0,02 [15, 16]. В работе [6] получено экспериментальное значение $N(E_e, E_\gamma) = 0,0196 \pm 0,005$ при $E_e = 150$ Мэв и $\vartheta_p = 60^\circ$.

Таким образом, измеренное сечение (суммарное)

$$(d^2\sigma/d\Omega_p dT_p)_{\text{экс}} = (0,02 + t + \frac{t_M}{2}) (d^2\sigma/d\Omega_p dT_p Q)_\gamma \quad (4)$$

где t_M - толщина мишени, t - суммарная толщина вещества на пути пучка до мишени в рад.единицах. Сечение фотообразования протонов

$$(d^2\sigma/d\Omega_p dT_p Q)_\gamma = \frac{N_{\text{экс}}}{\Delta\Omega_p \Delta T_p N_2 Q} \quad (5)$$

где $N_{\text{экс}}$ - измеренное число протонов в телесном угле $\Delta\Omega_p$ и в энергетическом интервале ΔT_p , $Q = (0,02 + t + \frac{t_M}{2}) \cdot N_2$ - число эквивалентных γ -квантов, N_2 - число проходящих через мишень электронов.

Определенные по (5) экспериментальные сечения реакции (γp) приведены в таблицах I + IV. В таблице I представлено сечение (5) в зависимости от максимальной энергии падающих γ -квантов на ядре C^{12} при различных кинематических условиях.

В таблице II приведено (в относительных единицах) то же сечение, как функция массового числа ядра-мишени при двух значениях максимальной энергии первичных фотонов и нескольких значениях угла и энергии вторичных протонов. В таблицах III и IV приведены зависимости сечения (5) от энергии и угла вылета протонов на ядрах C^{12} , Si^{63} и Pb^{208} .

Приведенные в таблицах I - IV данные поправлены на перерасеяние протонов в ядре-мишени, на поглощение в веществе на пути протонов, на вероятность проникновения протонов через кулоновский потенциальный барьер ядра согласно данным из [17]. Показаны только статистические ошибки.

4. Обсуждение результатов.

В рассматриваемой области энергии γ -квантов 100 + 250 Мэв, протоны могут быть образованы в результате различных процессов. Из них в настоящей работе рассматриваются следующие: одностичный механизм, когда фотоны поглощаются отдельными, связанными в ядре протонами вылетающими из ядра [18]; по квазидейтонному механизму [19], когда фотоны поглощаются двухнуклонными образованиями (квазидейтонами) с последующим развалом последних, как это происходит при фоторасщеплении свободных дейтронов [20]; и, наконец, по фотомезонному механизму, когда протоны являются частицами отдачи в процессах фотообразования π -мезонов на внутриядерных нуклонах [10].

Поскольку большинство полученных экспериментальных данных будет сравнено с предсказаниями вышеприведенных механизмов образования протонов, рассмотрим соответствующие теоретические выражения сечений.

Теоретическое сечение образования протонов по одночастичному механизму было получено в работе [18] и развито в работах [21, 9]. Оно имеет следующий вид:

$$d\sigma/d\Omega = \frac{\pi^2}{137} \left(\frac{\hbar c}{M_p c^2} \right)^2 M_p K_p \sum_l \int_{E_f}^{E_0} \left\{ K_{il}^2 \sum_{\mu} \left[\phi_l(q_1) - \frac{Z-1}{A} \phi_l(q_2) \right]^2 + \frac{E_f^2}{2} \left[\int_{\mu} \phi_l(q_1) + \int_{\mu} \phi_l(q_2) \right]^2 \right\} \frac{S(E_0 E_f)}{E_f} dE_f^{(6)}$$

где $K_{il} = \frac{2M_p}{\hbar^2} (T_p + E_l)$,

M_p , T_p , K_p , μ - масса, кинетическая энергия, импульс, магнитный момент конечного протона соответственно.

μ_n - магнитный момент нейтрона, $\vec{q}_i = \vec{k}_{il} - \vec{k}_f$ и $q_{i2} = k_{i2}$ (в приближении $1/A \ll 1$) - представляет те начальные (внутренние) импульсы протона в ядре, которые необходимы для выполнения закона сохранения импульса.

ϕ_{il} и E_l - волновые функции и энергии связи нуклонов на l -той оболочке.

Сечение (6) получено при двух предположениях: во-первых ядро представляется как система нуклонов, движущихся независимо, в некотором центрально-симметричном потенциале, во-вторых допускается справедливость импульсного приближения.

Теоретическое сечение образования фотонов на ядрах протонов по квазидейтонному и фотомезонному механизмам выражается через известные сечения тех же процессов, соответственно на свободном дейтоне и нуклоне. Тогда

$$d^2\sigma/d\Omega_{p\alpha}d\Omega_{p\beta} = L \sum_{\ell} \int_{E_{\ell}}^{E_0} N_{\ell} f_{\ell} dE_{\ell} \int_{P_{0, \min}}^{P_{0, \max}} P_0 dP_0 \int_0^{2\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{p\beta}} \right)_{c\ell} \times \\ \times F_{\ell}(P_0) \cdot j \cdot \frac{S(E_{\ell}, E_{\beta})}{E_{\beta}} d\varphi_0 \quad (7)$$

где P_0 - импульс, $F(P_0)$ - импульсное распределение, φ_0 - азимутальный угол нуклонов или квазидейтонов в ядре, $(d\sigma/d\Omega_{p\beta})_{c\ell}$ - сечение процессов фоторасщепления свободного дейтона или фотообразования π -мезонов на свободном нуклоне, в ц.м. системе,

j - якобиан переходы из ц.м. системы в лабораторную. Пределы интегрирования $P_{0, \min}$ и $P_{0, \max}$ выражаются через параметры конечных протонов и E_{β} . f_{ℓ} - некоторая функция кинематических величин и энергии связи ядерных протонов или квазидейтонов,

N_{ℓ} - число нуклонов или квазидейтонов на ℓ -той оболочке. Для квазидейтонного механизма величина L постоянная (Левинже-ра), которую нужно определить экспериментально. Смысл L заключается в том, что она определяет насколько вероятность нахождения двух нуклонов в чувствительной области взаимодействий внутри ядра больше той же вероятности в свободном состоянии.

Очевидно для фотомезонного механизма $L = 1$.

Приведенные в таблице I + IV экспериментальные данные сравниваются с расчетными по формулам (4) и (5).

I. Функция возбуждения на C^{12} . На рис. 2, 3, 4 приведены зависимости сечения реакции (σ_{β}) на C^{12} от максимальной энергии (E_{β}) тормозных γ -квантов при трех значениях кинетической энергии вторичных протонов (T_p) и при угле вылета $\varphi_p = 30^{\circ}$ (рис. 2), 60° (рис. 3) и 90° (рис. 4). На рисунках приведены так же расчетные кривые, учитывающие вклад квазидейтонного механизма (пунктирная), вклады квазидейтонного и одночастичного механизмов (стрех-пунктирная) и вклады квазидейтон-

ного, одночастичного и фотомезонного механизмов (сплошная).

В расчетах по одночастичному и фотомезонному механизмам, импульсные распределения $F_p(p)$ и волновые функции $\Phi_p(q_c)$, а также значения энергии связи E_c взяты из работ [22, 23]. Использовались импульсные распределения и энергии связи квазидейтонов, приведенные в работе [8].

Входящие в формулу (5) сечения фоторождения π -мезонов на свободном нуклоне и фоторасщепления свободного дейтона взяты соответственно из работ [24] и [20].

В расчетных формулах (6) и (7) по одночастичному и фотомезонному механизмам нет свободных параметров, поэтому в приведенные кривые вошли абсолютные значения сечений этих механизмов. В случае расчетов по квазидейтонному механизму имеется свободный параметр L , который необходимо определить экспериментально. Для этого выбираются кинематические условия, когда фотомезонный механизм запрещен, а вклад одночастичного механизма ничтожен. Очевидно это справедливо при больших значениях энергии и угла вылета протонов. В качестве такого варианта выбран случай, когда $T_p=83$ Мэв, $\vartheta_p=60^\circ$. При этих параметрах и $E_c=250$ Мэв теоретическое значение сечения по квазидейтонному механизму было согласовано с экспериментальным сечением, при помощи постоянной L . Полученное значение оказалось равным 6. В дальнейшем как для выбранного варианта ($T_p=83$ Мэв и $\vartheta_p=60^\circ$) так и во всех остальных случаях при сравнении все расчетные кривые были умножены на найденное значение $L=6$.

Как видно из рис.3 в случае $T_p=83$ Мэв и $\vartheta_p=60^\circ$, экспериментальные точки хорошо согласуются с расчетной кривой, учитывающей только вклад квазидейтонного механизма. Из остальных вариантов такое же согласие наблюдается для случаев $T_p=83$ Мэв

и $\vartheta_p = 30^\circ$ (рис.2), 90° (рис.4); $T_p = 63$ Мэв и $\vartheta_p = 90^\circ$ (рис.4). При $T_p = 40$ Мэв и $\vartheta_p = 90^\circ$ аналогичное согласие имеется для области $E_x < 200$ Мэв.

В оставшихся вариантах, а также для $T_p = 40$ Мэв, $\vartheta_p = 90^\circ$ и $E_x \geq 200$ Мэв наблюдается расхождение между экспериментальными точками и расчетными кривыми, учитывающими вклад только квази-дейтонной модели. Как правило экспериментальные точки лежат выше соответствующих расчетных кривых.

Были проведены расчеты по одночастичному механизму согласно формуле (6). На рис.2 и 3 штрих-пунктирными кривыми приведены результаты расчетов, учитывающих суммарный вклад по одночастичному и квазидейтонному механизмам. Как видно, согласие расчетных кривых с экспериментальными данными достигается только при $E_x < 200$ Мэв. Для $E_x \geq 200$ Мэв экспериментальные точки по-прежнему лежат выше расчетных кривых.

На рис.4 вклад одночастичного механизма не представлен, так как он существенных изменений не вносит.

Вклад фотомезонного механизма образования протонов был рассчитан по формуле (7) для кинематических параметров (угол и энергия), когда разрешена регистрация протонов отдачи в элементарных реакциях фотосоздания π -мезонов на ядерных нуклонах. На рис.2 и 3 сплошными кривыми представлены расчетные данные, учитывающие вклады всех трех механизмов.

Как видно из рис.2, 3 и 4, во всех случаях когда по энергетическому балансу фотомезонный механизм разрешен ($T_p < 83$ Мэв), независимо от того кинематически дозволена регистрация протонов отдачи или нет, экспериментальные точки в области $E_x \geq 200$ Мэв лежат выше расчетных кривых, учитывающих вклады всех возможных трех механизмов. В тех случаях, когда по энергетическому балансу рождение фотомезонов запрещено, экспериментальные данные хо-

рошо согласуются с расчетными, учитывающими вклад одночастичного и квазидейтонного механизмов. Это наводит на мысль, что в тех случаях, когда экспериментальные результаты в области $E_{\gamma} > 200$ Мэв превышают расчетные, учитывающие все три механизма, источником добавочных протонов является эффект, связанный с механизмом фоторождения π -мезонов. Мы предполагаем, что это есть эффект перепоглощения π -мезонов в ядре, где они образовались.

Сравним наши данные с данными других авторов. Хотя нет экспериментальных работ, в которых исследовалась бы функция возбуждения фотопротонов в области $E_{\gamma} = 100-250$ Мэв одновременно, тем не менее наши данные можно сравнить на верхнем и нижнем пределах первичной энергии γ -квантов с данными работ [10, 25].

В работе [25] использовалась функция возбуждения на C^{12} при $T_p = 70$ Мэв, $\vartheta_p = 90^\circ$ и $E_{\gamma} > 200$ Мэв. На рис. 5 (кривая а) приведены эти данные совместно с двумя точками из наших измерений. Согласие можно считать хорошим. На рис. 5 (кривая б) приведены данные из [10], выполненные почти одновременно с настоящими измерениями для $T_p = 97$ Мэв, $\vartheta_p = 30^\circ$ и $E_{\gamma} > 300$ Мэв. Показаны также наши результаты для $E_{\gamma} = 250$ Мэв, 230 Мэв и 130 Мэв. Кривая проведена по экспериментальным точкам работы [10] и экстраполирована в область $E_{\gamma} < 300$ Мэв. Согласие можно считать хорошим.

На нижнем пределе по E_{γ} наши данные можно сравнивать с результатами работы [9]. По абсолютным значениям сечения нашей работы и работы [9] отличаются в 2 раза. То, что сечение работы [9] завышено, было отмечено в [21]. В данном случае важно не абсолютное значение двух измерений, а ход сечения в область малых значений E_{γ} . На рис. 6 приведена функция возбуждения для $T_p = 40$ Мэв, $\vartheta_p = 90^\circ$ из нашей работы и $T_p = 37$ Мэв

$\vartheta_p = 90^\circ$ из [9]. Оба результата нормированы при значении $E_p = 110$ Мэв. Ход сечений из [9] после нормировки совпадает с ходом сечения из нашей работы.

2. Зависимость сечения реакции (σ_{pP}) от массового числа (A -зависимость). A -зависимость реакции (σ_{pP}) изучалась для ядер от C^{12} до Pb^{208} при значениях энергии протонов 40 Мэв, 63 Мэв и 83 Мэв и для угла вылета 30° , 60° и 90° , при максимальной энергии фотонов 130 Мэв и 250 Мэв.

Измерения в области до порога фоторождения π -мезонов, ($E_\gamma = 130$ Мэв) более однозначны, поэтому проанализируем сначала эти данные. Как было показано выше, при $E_\gamma < 200$ Мэв основной вклад в сечение фотообразования протонов даёт квазидейтонный механизм поглощения фотонов, хотя имеется 10%-ный вклад от одночастичного механизма. В последнем случае очевидно, что сечения (1) и (2) должны быть прямо пропорциональны атомному номеру A . Что касается выхода реакции по квазидейтонному механизму, то прямая пропорциональность сечения массовому числу может иметь место, если эффективное число квазидейтонов прямо пропорционально A .

Экспериментальные сечения реакции (σ_{pP}) на один нуклон как функция массового числа A приведены на рисунках 7, 8 и 9.

Данные для $E_\gamma = 130$ Мэв (рис. 7), $T_p = 40$ Мэв и 63 Мэв и $\vartheta_p = 30^\circ$ показывают, что величина $(1/A) (d^2\sigma/d\vartheta_p dT_p Q)$ в пределах экспериментальных ошибок не зависит от A , т.е. $d^2\sigma/d\vartheta_p dT_p$ прямо пропорционально атомному числу. Это значит, что эффективное число квазидейтонов зависит от A линейно.

Аналогичные данные при $E_\gamma = 250$ Мэв (рис. 8 и 9) показывают, что A -зависимости различны в различных областях энергии вторичных протонов. Для $T_p = 83$ Мэв и $\vartheta_p = 30^\circ$ сечение на один нуклон не меняется с ростом A , что должно быть понятно. В этом

случае так же как и для $E_f < 200$ Мэв преимущественный вклад в сечение фотообразования протонов даёт квазидейтонный механизм. Поэтому А-зависимости в этих областях одинаковы.

В случаях $T_p = 40$ Мэв, 63 Мэв, $\theta_p = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$, $E_f = 250$ Мэв энергетический баланс допускает фоторождение π -мезонов и экспериментальное сечение можно представить следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dT_p Q} = \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dT_p Q} \right]_I + \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dT_p Q} \right]_{II} + \sigma_{\pi} \cdot \bar{\sigma}_{\pi p} \quad (8)$$

где первый член - это суммарно сечение по квазидейтонному и одночастичному механизмам, второй член - это сечение образования протонов на ядрах, обусловленное процессами прямого фотообразования π -мезонов на ядерных нуклонах, σ_{π} - сечение последнего процесса, $\bar{\sigma}_{\pi p}$ - некоторое усредненное сечение поглощения π -мезонов в ядре, вследствие которого вылетает из ядра добавочный протон.

Как было показано выше $\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dT_p Q} \right)_I$ прямо пропорционально А. В импульсном приближении можно считать, что величины $\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dT_p Q} \right)_{II}$ и σ_{π} так же прямо пропорциональны А.

Согласно данным, представленным на рис. 6 и 7 для случаев, когда энергетический баланс разрешает рождение π -мезонов, если левую часть выражения (8) можно представить в виде

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dT_p Q} \sim A^{\delta} \quad (9)$$

то $\delta = 1,26 \div 1,29$

При справедливости импульсного приближения то, что показатель $\delta > 1$ (а не $\delta = 1$, как это имеет место в области, где даёт вклад

только квазидейтонный механизм), повидимому, связано с сечением $\bar{\sigma}_{\pi p}$ в выражении (8).

*Полученные экспериментальные данные позволяют оценить зависимость $\bar{\sigma}_{\pi p}$ от массового числа. Воспользуясь (9), формулу (8) можно переписать следующим образом:

$$\left(\frac{A}{A_C}\right)^{\sigma-1} \cdot \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dT_p dA}\right]_C = \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dT_p dA}\right]_{IC} + \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dT_p dA}\right]_{\pi C} + \sigma_{\pi C} \bar{\sigma}_{\pi p} \left(\frac{A}{A_C}\right)^X \quad (10)$$

где A и A_C массовое число данного ядра и углерода соответственно, индексы C означают, что сечение взято для углерода, X - неизвестный показатель предполагаемой зависимости $\bar{\sigma}_{\pi p} \sim A^X$.

В формуле (10) все сечения на углероде можно взять например для $T_p=40$ Мэв и $\vartheta_p=30^\circ$, из рис.2. Подставляя известные величины в (10) можно определить показатель X . Оказывается, что для средних ядер ($A=24$) $X \approx 1$, тогда как для тяжелых ядер ($A=208$) $X \approx 0,7$.

Полученные результаты возможно свидетельствует о том, что процесс перепоглощения π -мезонов с дальнейшим выбиванием из ядра протонов для легких ядер носит объёмный, а для тяжелых ядер поверхностный характер.

3. Энергетический спектр протонов в реакции (πp) на ядрах C^{12} , Si^{63} и Pb^{208} . Е - зависимость была исследована для ядер C^{12} , Si^{63} и Pb^{208} при значениях $\vartheta_p=30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ и $E_p = 250$ Мэв и 130 Мэв (для C^{12}). Результаты этих измерений приведены на рисунках 10-11,12.

На рис.10 приведены Е-зависимости выхода протонов в реакции (πp) на ядре C^{12} для $E_p=130$ Мэв при угле вылета протонов $\vartheta_p=30^\circ$ и 60° . Экспериментальные точки хорошо согласуются

с теоретическими кривыми, учитывающими суммарный эффект от двух механизмов — квазидейтонного и одночастичного и рассчитанных по формулам (6) и (7).

Аналогичные данные для $E_{\gamma} = 250$ Мэв приведены на рис. II. В этом случае в области $Tr \leq 80$ Мэв экспериментальные точки расположены выше теоретических кривых, учитывающих вклады одночастичного и квазидейтонного механизмов. Для случаев $\varphi_p = 30^\circ$, когда разрешен фазомезонный механизм на рис. II приведена сплошная кривая, учитывающая вклады всех трех возможных механизмов. Как видно из рисунка, экспериментальные точки (черные кружки) расположены выше этой кривой. Превышение экспериментальных точек над теоретическими кривыми в области $Tr < 80$ Мэв по всей вероятности можно связывать с вкладом от эффекта перепоглощения π -мезонов, рожденных фотонами на ядерных нуклонах.

На рис. 12 приведены экспериментальные результаты по E -зависимости для ядер Cu^{63} и Pb^{208} . В случае полулогарифмической шкалы точки хорошо располагаются на прямой. Это значит, что зависимость сечения от энергии можно представить степенной функцией. Как известно [26], такая зависимость имеет место в случае испарительного процесса, согласно которому

$$d^2\sigma/d\Omega_p dTr Q = const. Tr \cdot \exp(-Tr/\tau). \quad (II)$$

Следует работе [10], на рис. 12 приведены произвольно нормированные по экспериментальным значениям в одной точке кривые, рассчитанные по (II). Для Cu^{63} и Pb^{208} получены значения $\tau = 24$ и 33 Мэв, соответственно. Аналогичные построения для Cu^{12} и $E_{\gamma} = 250$ Мэв и различных φ среднее значение $\tau = 29,5$ Мэв.

В модели испарения величина \mathcal{E} определяет энергию возбуждения следующим образом: $U = aT^2 A$, где $a = 0,1 \text{ Мэв}^{-1}$, откуда даже для C^{12} получаем $U \approx 1000 \text{ Мэв}$, т.е. энергия возбуждения ядра получается больше, чем максимальная энергия падающих γ -квантов.

Таким образом, хотя вид зависимости сечений от энергии протонов похож на (II), испарительный процесс не может объяснить наши экспериментальные данные.

4. Угловая зависимость реакции (σ_p) на ядрах C^{12} , Cu^{63} , Pb^{208} . σ_p - зависимость была исследована для ядер C^{12} , Cu^{63} и Pb^{208} при значениях кинетической энергии протонов $T_p = 40 \text{ Мэв}$, 63 Мэв и 83 Мэв и при $E_\gamma = 130 \text{ Мэв}$ и 250 Мэв . Результаты этих измерений приведены на рис. 13, 14, 15.

На рис. 13 приведены σ_p -зависимости сечений реакции (σ_p) на C^{12} при $E_\gamma = 130 \text{ Мэв}$ и $T_p = 40 \text{ Мэв}$, 63 Мэв и 83 Мэв . На том же рисунке приведены расчетные кривые. Пунктирная кривая представляет результаты расчетов, учитывающих вклад только квазидейтонного механизма, тогда, как штрих-пунктирная кривая учитывает вклады квазидейтонного и одночастичного механизмов.

Как видно из рис. 13 теоретические и экспериментальные данные хорошо согласуются в вариантах $T_p = 40 \text{ Мэв}$ и $T_p = 80 \text{ Мэв}$. В случае $T_p = 63 \text{ Мэв}$ имеется некоторое превышение экспериментальных данных.

На рис. 14 приведены аналогичные данные для случая $E_\gamma = 250 \text{ Мэв}$. Как видно, для $T_p = 83$ имеется хорошее согласие экспериментальных результатов с расчетами по квазидейтонному механизму. Расчетные данные по одночастичной модели очень малы, поэтому на рис. 14 не приведены. Что касается фотомезонного механизма, с учетом которого приведены теоретические данные сплошной кривой, то для вариантов $T_p = 40 \text{ Мэв}$ и 63 Мэв превышение экспериментальных резуль-

татов над расчетными не может быть объяснено этим механизмом. Как и в случае функции возбуждения и в E -зависимости это превышение есть результат, как нам кажется, эффекта перепоглощения фотомезонов, рождение которых энергетически не запрещено при $T_p=63$ Мэв и 40 Мэв.

Испарительный механизм не может быть применен вследствие того, что имеется сильная направленность вперед.

На рис.15 приведены экспериментальные результаты по θ -зависимости на ядрах Cu^{63} и Pb^{208} при энергиях протонов - 40 Мэв, 63 Мэв и 83 Мэв. Сплошные кривые проведены по экспериментальным точкам. Сравнение рис.14 и 15 показывает, что при переходе от легких ядер к средним и тяжелым характер угловой зависимости сечения фотообразования протонов заметно не меняется. Видна такая же сильная направленность вперед, свидетельствующая об отсутствии значительного вклада испарительного процесса.

В ы в о д н ы

1. Подробно исследована зависимость дифференциального сечения образования протонов от максимальной энергии первичных фотонов (функция возбуждения) на ядре C^{12}

Экспериментальные данные по функции возбуждения показывают, что в сечении реакции (σ_p) в области 100 + 200 Мэв, основной вклад даёт квазидейтонный механизм. Вклад одночастичного механизма не превышает 10%. В области $E_\gamma \approx 200$ Мэв открывается новый канал образования (фото-мезонный канал). Экспериментальные данные в этой области не могут быть объяснены учетом только вклада протонов, являющихся частицами отдачи в элементарных реакциях образования π -мезонов фотонами на внутриядерных нуклонах. Необходимо учесть посыл протонов от процесса перепоглощения π -мезонов. В тех случаях, когда энергетический баланс не разрешает фото-мезонные процессы, данные для $E_\gamma > 100$ Мэв согласуются с предсказаниями только двух первых механизмов.

Проводится сравнение настоящих данных с результатами других авторов на нижнем и верхнем пределах исследованной области E_γ , которое показывает, что предложенные в настоящей работе экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с опубликованными ранее результатами других авторов.

2. Измерена зависимость дифференциального сечения реакции (σ_p) от массового числа ядра мишени. Измерения проведены для двух значений максимальной энергии первичных фотонов - 250 Мэв и 130 Мэв и при различных значениях энергии и углов вторичных протонов. Опыты проводились на ядрах C^{12} , Mg^{24} , Cu^{63} , Sn^{118} , Pb^{208}

При энергии $E_{\gamma} = 250$ Мэв в исследованной зависимости сечения образования протонов от массового числа ход дифференциального сечения, как функция A различен, в зависимости от того, разрешен или нет процесс фоторождения π -мезонов на ядерных нуклонах. В тех случаях, когда фотомезонные процессы запрещены по энергетическому балансу, сечение линейно зависит от атомного числа. В случае, если мезонные процессы разрешены независимо от того, кинематически дозволено наблюдение протонов отдачи от реакции образования π -мезонов или нет, дифференциальное сечение, как функция массового числа растет быстрее чем первая степень A . Такое поведение сечения, по-видимому, согласуется с предположением о наличии протонов образованных в процессе перепоглощения π -мезонов.

Для случая $E_{\gamma} = 130$ Мэв выход фотопротонов линейно зависит от массового числа ядра мишени.

Полученные данные при $E_{\gamma} = 130$ Мэв, а также при $E_{\gamma} = 200$ Мэв и $T_p = 83$ Мэв, когда основной вклад в сечение фотопротонов даёт квазидейтонный механизм, свидетельствуют о том, что эффективное число квазидейтонов прямо пропорционально массовому числу ядра.

3. Исследованы энергетические спектры фотопротонов для двух значений максимальной энергии падающих частиц, для трех значений угла вылета протонов, на трех мишенях C^{12} , Cu^{63} и Pb^{208} .

В случае $E_{\gamma} = 250$ Мэв в области малых энергий протонов экспериментальные точки лежат значительно выше расчетных кривых, учитывающих вклады всех возможных механизмов — квазидейтонного, одночастичного и фотомезонного механизмов образования протонов в реакциях (γp) . Это явление как и при исследовании функций возбуждений, можно приписывать эффекту вторичного перепоглощения фотопротонов в ядре мишени.

С другой стороны вид спектров протонов совпадает с ожидаемым по испарительному механизму. Однако определенная из этих спектров экспериментальная величина энергии возбуждения, даже для легких ядер, превышает значения первичных энергий падающих частиц, что свидетельствует о том, что наши результаты нельзя объяснить испарительным механизмом образования протонов.

4. Измерены угловые зависимости дифференциальных сечений реакций (σ_p) для двух значений $E_p = 250$ Мэв и 130 Мэв при значениях кинематической энергии вторичных протонов $T_p = 40$ Мэв, 63 Мэв и 83 Мэв на ядрах C^{12} , Si^{63} и Pb^{208} .

Во всех исследованных угловых зависимостях дифференциальных сечений наблюдается четкая направленность вперед, имеющая тенденцию роста с ростом энергии вторичных протонов.

В случае $E_p = 130$ Мэв угловые распределения дифференциальных сечений удовлетворительно согласуются с предсказаниями, основанными на одночастичном и квазидейтонном механизмах.

При $E_p = 250$ Мэв также согласие наблюдается только для $T_p = 83$ Мэв. В случаях $T_p = 40$ Мэв и 63 Мэв, когда возможно фотопроизводство π -мезонов, экспериментальные дифференциальные сечения превышают расчетные значения, учитывающие вклады квазидейтонного, одночастичного и фотомезонного механизмов образования протонов. Это превышение, по всей вероятности, можно приписать эффекту перепоглощения π -мезонов в ядре, в котором они родились.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить члена-корреспондента АН СССР А.И.Алиханяна, А.П.Кличарёва, А.Ц.Аматуни за постоянный интерес к работе; И.Г.Грибаева, В.И.Харитонову, Н.И.Мочекникова за неоднократные обсуждения и помощь в организации работ по созданию установок и в измерениях; обслу-

живающий персонал ускорителя ДУ-ЭВМ под руководством Л.А.Махненко за повседневную помощь при выполнении настоящих исследований; Е.В.Аманакяна, Г.О.Овсепяна, Д.А.Заргаряна, Г.Г.Григорян за помощь в работах по созданию установки и обработке данных, А.И.Зверева за помощь в проведении расчетов на ЭВМ.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 - Общая схема экспериментальной аппаратуры.

1, II датчики МИИ, 2-поворотный магнит, 3,4,5 -магнитные линзы предварительной фокусировки, 6-ЦФ, 7,8- магнитные линзы окончательной фокусировки, 9-корректоры, 10 - диф.насос: 12 - МВЭ, 13 - мишень, 14 - первый магнит, 15 - второй магнит, 16 - МВЭ, 17 - могильник, 18- - добавочный поглотитель, 19, 20 - защиты, 21,22 - подвижные платформы, 23 - неподвижная платформа, 24 - передатчик телеустановки.

Рис.2 - Функции возбуждения реакций (σ_p) на ядре C^{12} при $\vartheta_p = 30^\circ$. I - экспериментальные точки при $T_p=40$ Мэв, II - при $T_p=63$ Мэв, III - при $T_p=83$ Мэв. Пунктирные кривые являются результатом расчетов, учитывающих вклад квазидейтонного механизма поглощения δ -квантов, штрих-пунктирные - квазидейтонного и одночастичного механизмов, сплошная кривая - квазидейтонного, одночастичного и фотомезонного механизмов.

Рис.3 - Функции возбуждения реакций (σ_p) на ядре C^{12} при $\vartheta_p = 60^\circ$. I - экспериментальные точки при $T_p=40$ Мэв, II - при $T_p = 63$ Мэв, III - при $T_p = 83$ Мэв. Пунктирные кривые являются результатом расчетов, учитывающих вклад квазидейтонного механизма поглощения δ -квантов, штрих-пунктирные - квазидейтонного и одночастичного механизмов, сплошная кривая квазидейтонного одночастичного и фотомезонного механизмов.

Рис.4 - Функции возбуждения реакций (δP) на ядре ^{12}C при $\vartheta_p = 90^\circ$. Φ - экспериментальные точки при $T_p = 40$ Мэв, Ψ - при $T_p = 63$ Мэв, Ξ - при $T_p = 83$ Мэв. Кривые являются результатом расчетов, учитывающих квазицейтонный механизм поглощения δ -квантов.

Рис.5 - Функции возбуждения на ядре ^{12}C . Φ - экспериментальные точки из работы [25] при $\vartheta_p = 90^\circ$, $T_p = 70$ Мэв; Ψ - из работы [10] при $\vartheta_p = 30^\circ$, $T_p = 97$ Мэв, Ξ, Λ - в ли данные, кривые проведены по экспериментальным точкам.

Рис.6 - То же, что на рис.5. Φ - экспериментальные точки из работы [9] при $\vartheta_p = 90^\circ$, $T_p = 97$ Мэв, Ψ - наши данные при $\vartheta_p = 90^\circ$, $T_p = 40$ Мэв, кривая рассчитана по квазицейтонной модели поглощения фотонов.

Рис.7 - Дифференциальное сечение (на один нуклон) реакций (δP), как функция массового числа A , при $\vartheta_p = 30^\circ$ и $E_p = 130$ Мэв; Φ - экспериментальные точки при $T_p = 40$ Мэв, Ψ - при $T_p = 63$ Мэв. Линия соответствует зависимости $d^2\sigma/d\vartheta_p dT_p \sim A^\delta$, с $\delta = 1$.

Рис.8 - Дифференциальное сечение (на один нуклон) для $E_p = 250$ Мэв и $T_p = 40$ Мэв. Φ - экспериментальные точки при $\vartheta_p = 30^\circ$, Ψ - при $\vartheta_p = 60^\circ$ и Ξ - при $\vartheta_p = 90^\circ$. Линия соответствует зависимости $d^2\sigma/d\vartheta_p dT_p \sim A^\delta$, где $\delta = 1,26$.

Рис.9 - Дифференциальное сечение (на один нуклон) для $E_f = 250$ Мэв.

Φ - экспериментальные данные при $\vartheta_p = 60^\circ$ и $Tr = 63$ Мэв;
 Φ - при $\vartheta_p = 30^\circ$ и $Tr = 83$ Мэв; Φ - при $\vartheta_p = 90^\circ$
 и $Tr = 63$ Мэв, Φ - при $\vartheta_p = 60^\circ$ и $Tr = 83$ Мэв.
 Линии соответствуют зависимости $d^2\sigma/d\vartheta dp dTr \sim A^\delta$;
 — " — — — $\delta = 1$; - - - - - $\delta = 1,29$.

Рис.10- Спектр фотопротонов в реакциях (δP) на C^{12} при
 $E_f = 130$ Мэв. Φ - $\vartheta_p = 30^\circ$, Φ - $\vartheta_p = 60^\circ$. Кривые рас-
 четные: пунктирная по квазидейтонному, штрих-пунктир-
 ная по квазидейтонному и одночастичному механизмам.

Рис.11- То же, что на рис.40 при $E_f = 250$ Мэв

Φ - $\vartheta_p = 30^\circ$, Φ - $\vartheta_p = 60^\circ$, Φ - $\vartheta_p = 90^\circ$. Кривые рас-
 четные: пунктирные по квазидейтонному, штрих-пунктирные
 по квазидейтонному и одночастичному, сплошная - по ква-
 зидейтонному, одночастичному и фотомезонному механизмам.

Рис.12- Спектр фотопротонов в реакциях (δP). Светлые кружки
 и треугольники для ядра Pb^{208} , черные кружки, треу-
 гольники и квадратики для ядра Cu^{63} . Φ и Φ -
 $\vartheta_p = 30^\circ$; Φ и Φ - для $\vartheta_p = 60^\circ$; Φ и Φ - для
 $\vartheta_p = 90^\circ$. Линии проведены по соответствующим экспери-
 ментальным точкам.

Рис.13- Угловые распределения фотопротонов в реакциях (δP)
 на ядре C^{12} при $E_f = 130$ Мэв. Φ - эксперименталь-
 ные точки при $Tr = 40$ Мэв, Φ - при $Tr = 63$ Мэв; Φ - при
 $Tr = 83$ Мэв. Кривые расчетные, пунктирные - по квазидей-
 тонному, штрих-пунктирные по квазидейтонному и одночас-
 тичному механизмам.

Рис.14 - Угловые распределения фотомезонов в реакциях (γp) на ядре C^{12} при $E_{\gamma} = 250$ Мэв. $\bar{\pi}^+$ - экспериментальные точки $T_r = 40$ Мэв, $\bar{\pi}^+$ - при $T_r = 63$ Мэв, $\bar{\pi}^+$ - при $T_r = 83$ Мэв. Кривые расчетные, пунктирные по квазидейтонному, штрих-пунктирные - по квазидейтонному и одночастичному, сплошные по квазидейтонному, одночастичному и фотомезонному механизмам.

Рис.15 - Угловые распределения фотопротонов в реакциях (γp). Светлые кружки, треугольники и квадратики для Pb^{208} , черные - для Cu^{63} . $\bar{\pi}^+$ и $\bar{\pi}^+$ - для $T_r = 40$ Мэв; $\bar{\pi}^+$ и $\bar{\pi}^+$ - для $T_r = 63$ Мэв; $\bar{\pi}^+$ и $\bar{\pi}^+$ - для $T_r = 83$ Мэв. Кривые проведены по соответствующим экспериментальным точкам.

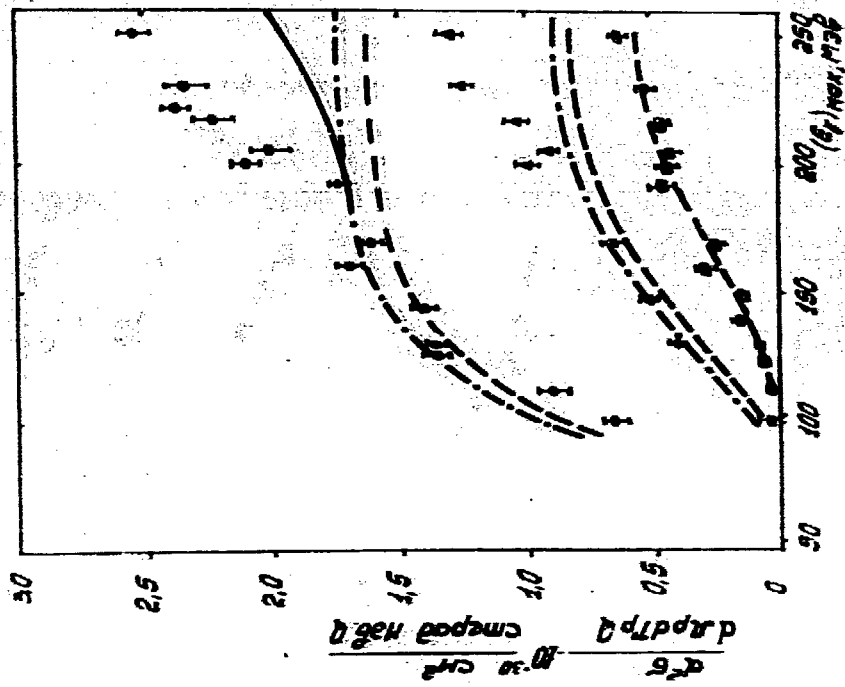


Рис. 2

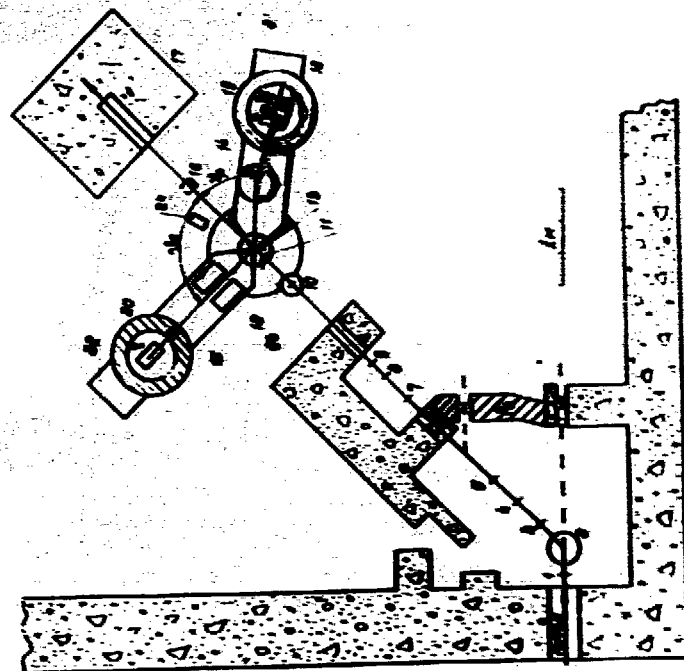


Рис. 1

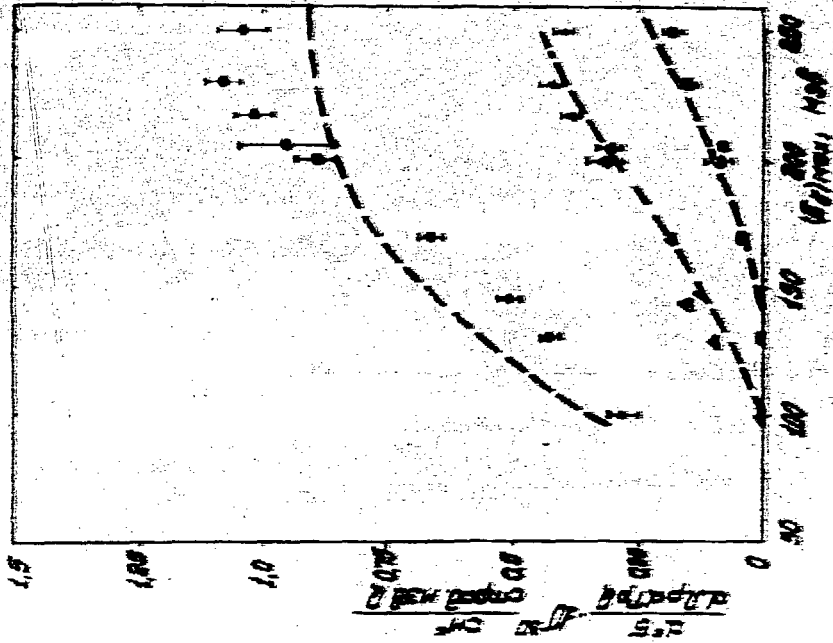


FIG. 4

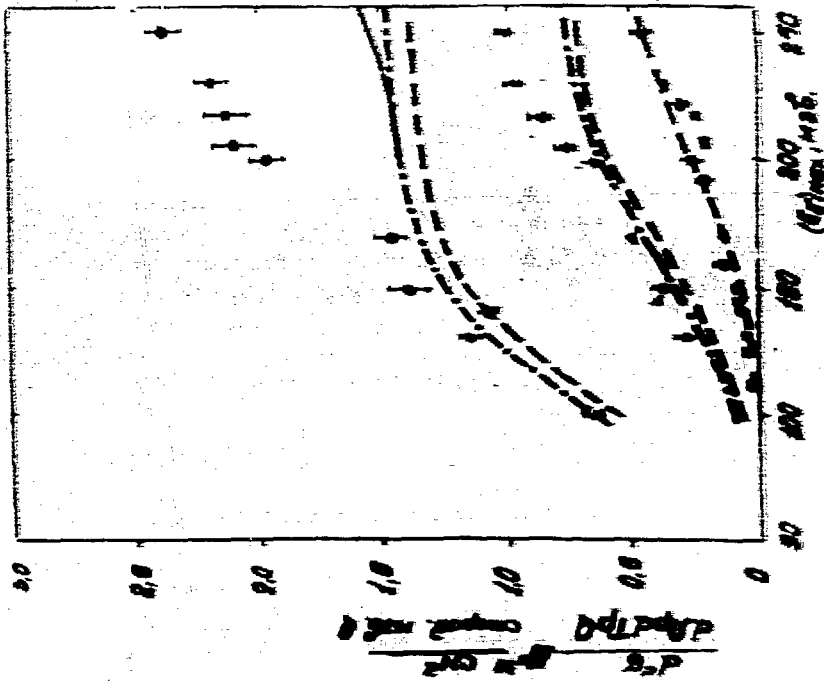


FIG. 5

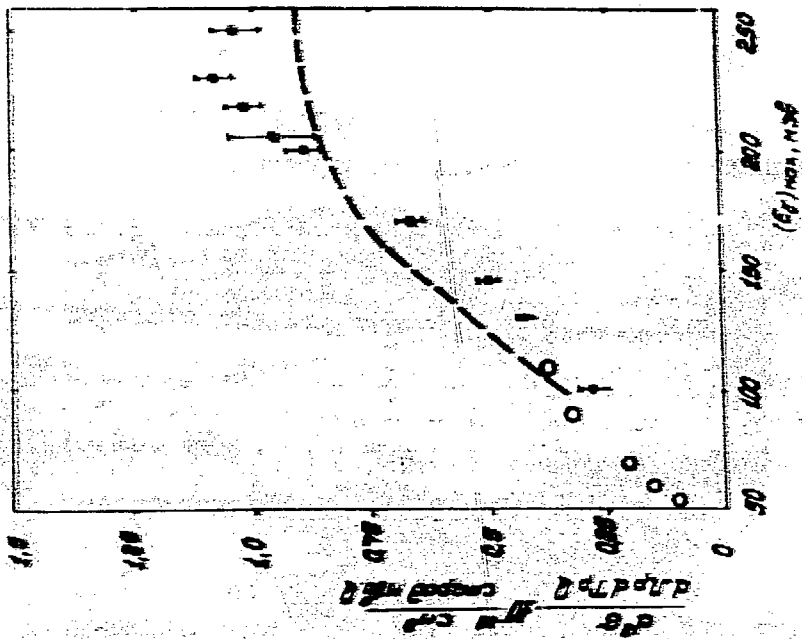


Рис. 6

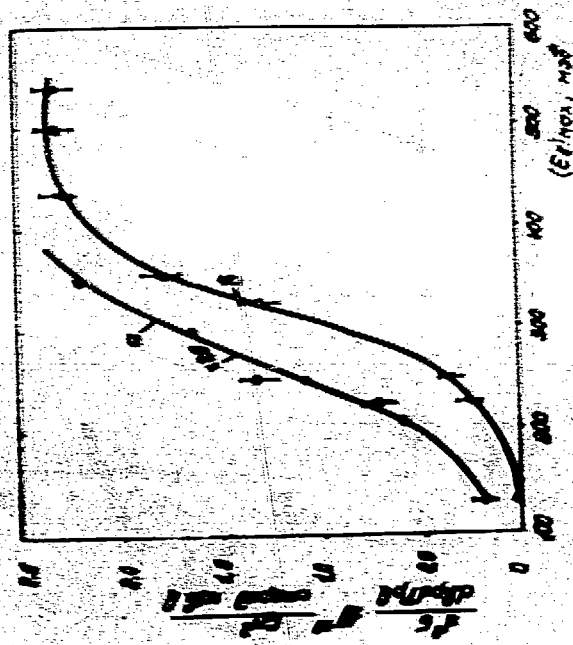


Рис. 5

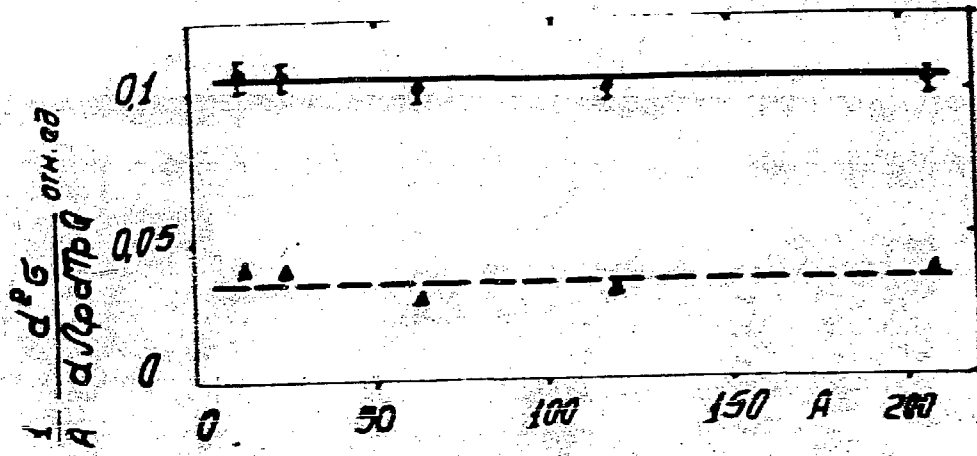


Рис. 7

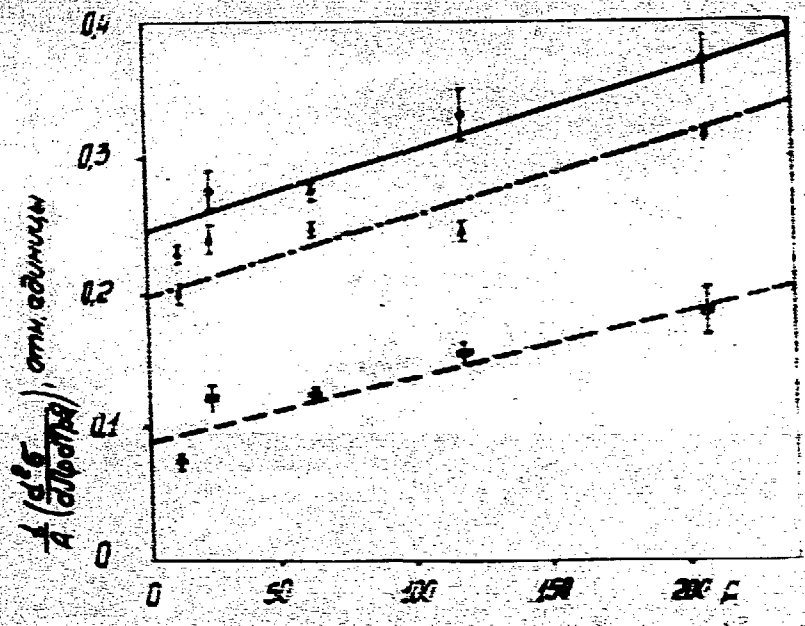


Рис. 8

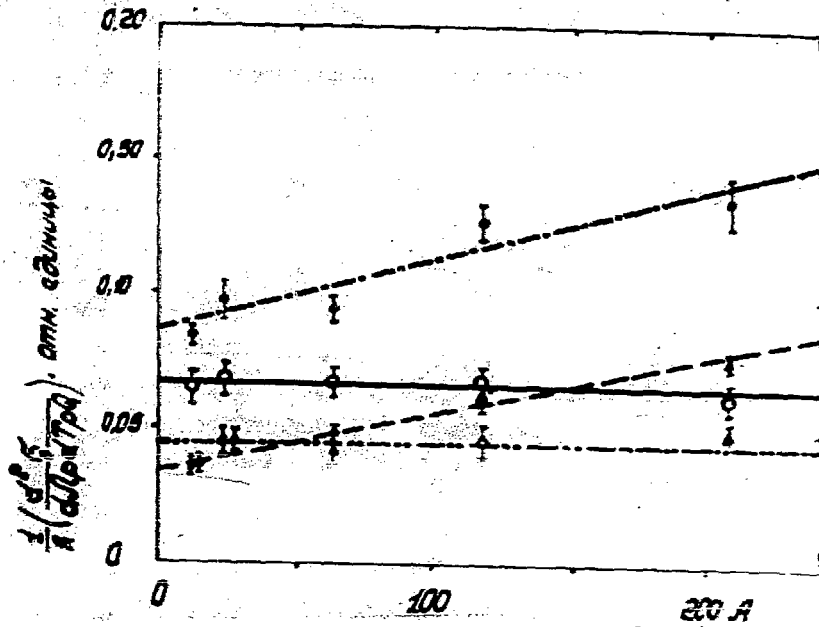


Рис. 9

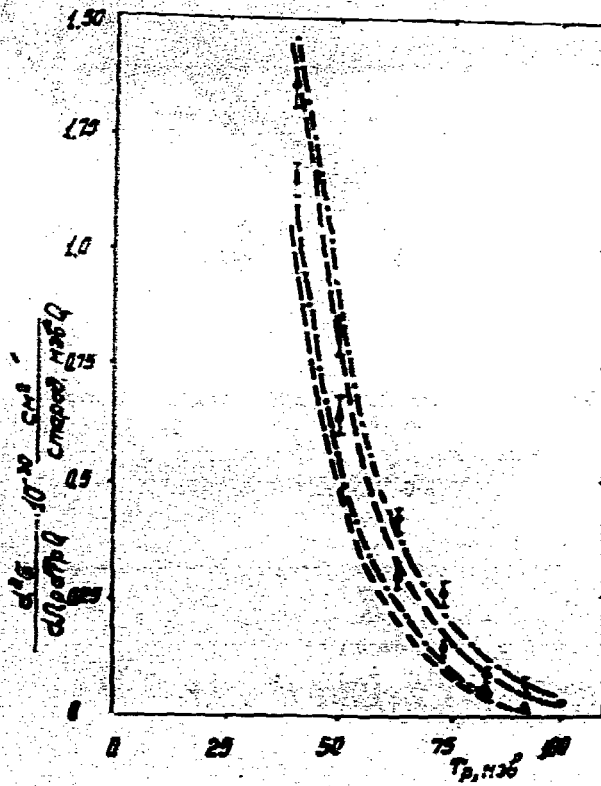


Рис. 10

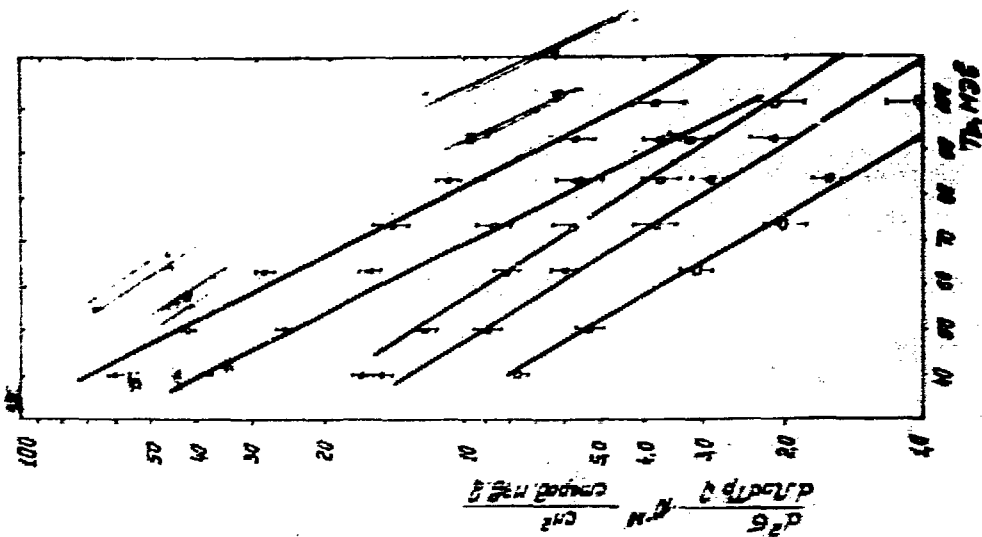


Рис. 12

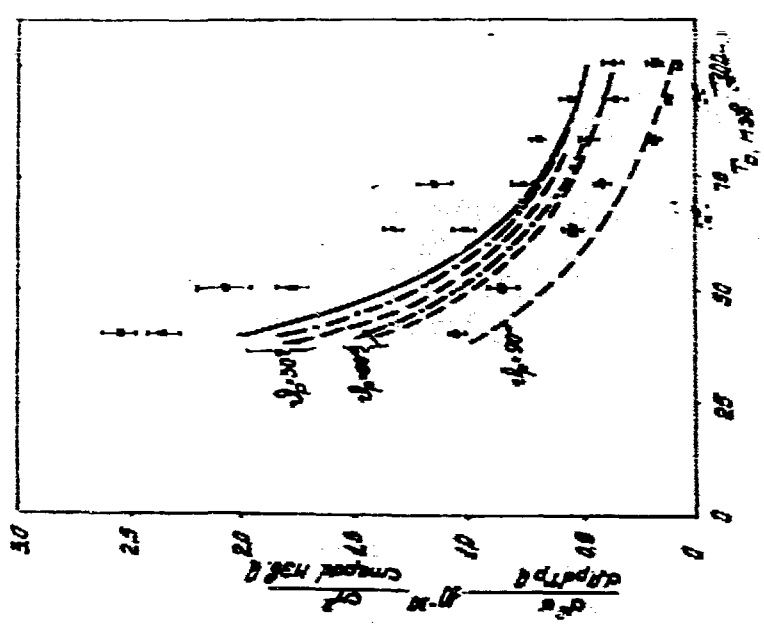


Рис. 11

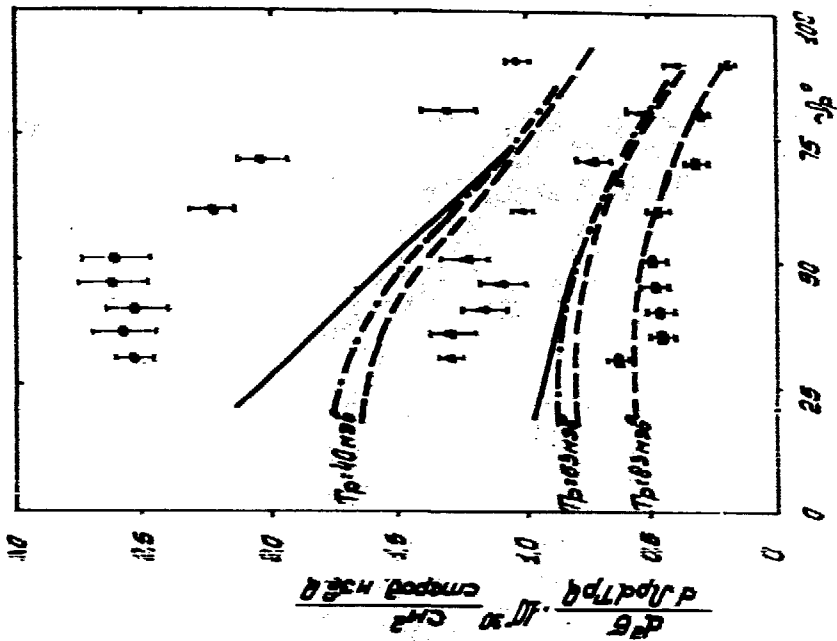


Рис. I4

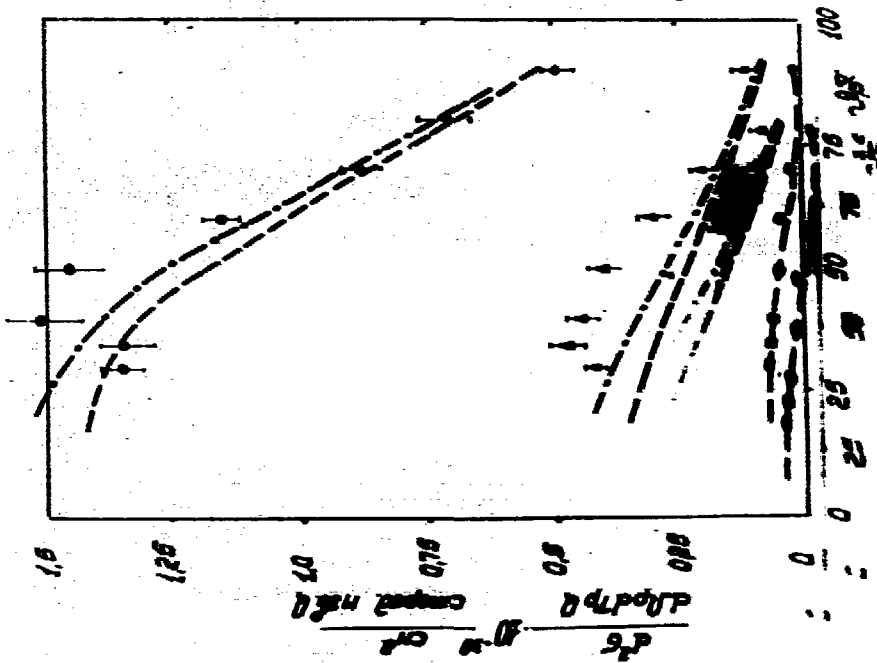


Рис. I3

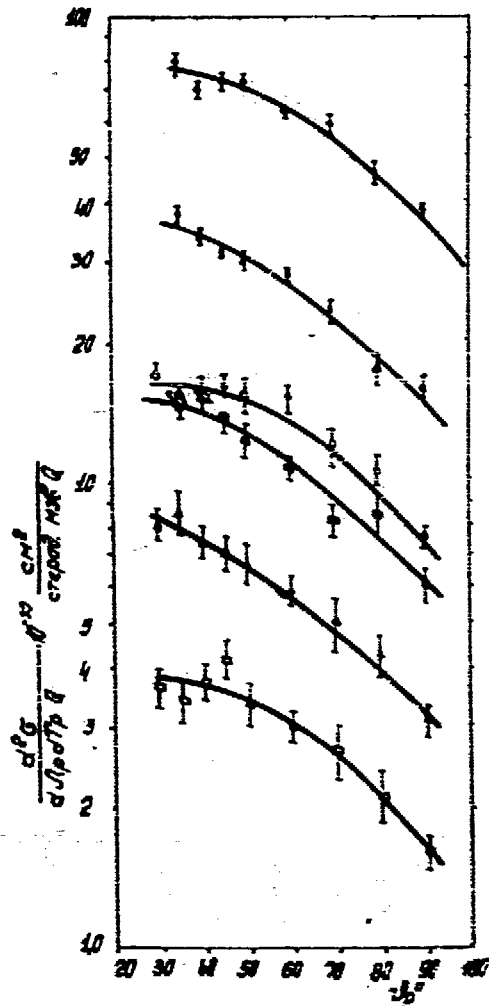


Рис. 15

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Jacob, Th. Maris, Rev. Mod. Phys., 38, 121 (1961)
2. K. Straux, Ann. Rev. Nucl. Sci., 2, 105 (1952)
3. Д. Левингер, фотоядерные реакции, Приложение, Москва (1962).
4. S. Levintal and A. Silverman, Phys. Rev., 82, 822, (1951)
5. J. G. Keek, Phys. Rev. 85, 410, (1952)
 B. T. Feld et al., Phys. Rev. 94, 1000, (1954)
6. V. Parikh, Nucl. Phys., 38, 529 (1962)
7. J. L. Matthews et al., Nucl. Phys. A112, 654, (1968)
8. Y. S. Kim, Phys. Rev. 129, 1293, (1963)
9. C. Whithead et al., Phys. Rev., 110, 941, (1968)
10. Ю. П. Антуфьев и др., ЯФ, 9, 921, (1969), Ю. П. Антуфьев и др.,
 ЯФ, 11, 948, (1970), Ю. П. Антуфьев и др., ЯФ, 13, 473, (1971).
11. К. Ш. Егиян, Г. Л. Бочек и др., Известия АН Арм. ССР, Физика, 5,
 381, (1970)
12. Н. Г. Афанасьев и др., ПТЭ, 4, 29, (1966).
13. Н. М. Мочешников, Труды международной конференции по ускорителям в Дубне, 1963 г., Атомиздат, М., стр. 965, (1964).
14. К. Ш. Егиян, Г. Л. Бочек и др., Известия АН Арм. ССР, Физика, 6,
 161. (1971).
15. E. J. Williams, Phys. Rev. 45, 729, (1934)
 C. F. Wairsaeker, Z. Phys. 88, 612, (1934)
16. H. K. Panovsky et al., Phys. Rev., 102, 1392 (1956)
17. K. G. Dedrick, Phys. Rev. 100, 58, (1955)
18. Г. М. Шкляровский, ЖЭТФ, 36, 1493, (1959).
19. J. S. Levinger, Phys. Rev., 84, 43, (1951)
20. J. C. Keek and A. V. Tollestrup, Phys. Rev. 101, 360 (1956)

21. G.Manuzio et al, Nucl.Phys.A133,225,(1969)
22. U.Aaldi et all, Phys.Lett.25B,24,(1967)
23. C.Ciofi Degli Atti,Nucl.Phys.,A106,215,(1968)
24. Г.Челлен,Физика элементарных частиц,Москва,1966
25. S.Neyakawa et all, Prog.Theor.Phys.13,415(1955)
26. W.F.Weisskopf, Phys. Rev.,52, 295,(1937)

Рукопись поступила 14-го июля 1972г.

Таблица I

Сечение реакции (σ_p) и (σ_{ep}) (в μ барн/Мэв Q)
 как функция от максимальной энергии тормозных γ - квантов
 (Мэв) при различных энергиях и углах протонов

Тр., Мэв γ	40 Мэв			63 Мэв			83 Мэв		
	30°	60°	90°	30°	60°	90°	30°	60°	90°
100	0,665 ± 0,05	0,680 ± 0,035	0,283 ± 0,035	0,0945 ± 0,008	0,082 ± 0,008	0,012 ± 0,006	0,042 ± 0,009	0,01	-
112	± 0,905 ± 0,057	-	-	-	-	-	0,04 ± 0,013	0,024 ± 0,009	-
126	± 1,36 ± 0,064	-	-	-	-	-	0,069 ± 0,035	0,052 ± 0,017	-
130	1,35 ± 0,04	1,16 ± 0,03	0,425 ± 0,04	0,422 ± 0,022	0,30 ± 0,03	0,15 ± 0,01	0,078 ± 0,007	0,053 ± 0,004	0,0085 ± 0,0008
140	± 1,26 ± 0,05	-	-	-	-	-	0,164 ± 0,035	0,066 ± 0,014	-
144	± 1,65 ± 0,05	± 1,08 ± 0,035	± 0,41 ± 0,028	± 0,665 ± 0,024	± 0,405 ± 0,020	± 0,168 ± 0,019	± 0,156 ± 0,008	± 0,092 ± 0,014	-
149	± 1,21 ± 0,085	± 1,38 ± 0,078	± 0,587 ± 0,035	± 0,361 ± 0,020	± 0,385 ± 0,025	± 0,132 ± 0,012	± 0,163 ± 0,014	± 0,088 ± 0,009	-

Продолжение таблицы I

160	1,7 ± 0,05	-	-	-	-	0,294 ± 0,026	± 0,017	-
169	1,6075 ± 0,1	1,415 ± 0,1	0,658 ± 0,05	0,6605 ± 0,05	0,5115 ± 0,04	0,1805 ± 0,02	0,138 ± 0,01	0,048 ± 0,005
192	1,73 ± 0,035	-	-	-	-	0,46 ± 0,048	± 0,221	-
200	2,11 ± 0,064	1,97 ± 0,064	0,885 ± 0,05	1,00 ± 0,048	0,657 ± 0,037	0,32 ± 0,037	0,433 ± 0,038	0,264 ± 0,026
205	2,00 ± 0,092	2,1 ± 0,092	0,955 ± 0,092	0,91 ± 0,04	0,77 ± 0,04	0,515 ± 0,02	0,42 ± 0,021	0,207 ± 0,015
217	2,24 ± 0,092	2,13 ± 0,092	1,02 ± 0,042	1,04 ± 0,05	0,87 ± 0,04	0,384 ± 0,02	0,47 ± 0,025	0,26 ± 0,017
222	2,38 ± 0,05	-	-	-	-	0,78 ± 0,013	± 0,32	± 0,054
230	2,33 ± 0,15	2,21 ± 0,15	1,0825 ± 0,1	1,26 ± 0,1	0,965 ± 0,1	0,424 ± 0,03	0,52705 ± 0,04	0,385 ± 0,03
250	2,53 ± 0,07	2,36 ± 0,07	1,04 ± 0,05	1,31 ± 0,05	1,01 ± 0,04	0,40 ± 0,03	0,63 ± 0,02	0,181 ± 0,015

Таблица II

Сечение реакций (σ_p) и (σ_{ep}) на один нуклон (в относительных единицах) как функция массового числа при различных первичных энергиях, углах вылета и энергии протонов

E, MeV	250			63			83			130		
	40			60			30			40		
	30°	60°	90°	60°	90°	30°	60°	90°	30°	60°	90°	
A	12	24	63	12	24	63	12	24	63	12	24	63
σ_p	0,227 ± 0,04	0,200 ± 0,005	0,076 ± 0,009	0,083 ± 0,003	0,0357 ± 0,003	0,065 ± 0,003	0,0355 ± 0,004	0,0166 ± 0,001	0,04 ± 0,002	0,105 ± 0,005	0,104 ± 0,005	0,102 ± 0,004
σ_{ep}	0,276 ± 0,016	0,240 ± 0,01	0,121 ± 0,009	0,097 ± 0,007	0,045 ± 0,005	0,068 ± 0,005	0,044 ± 0,003	0,01 ± 0,002	0,038 ± 0,002	0,102 ± 0,004	0,102 ± 0,004	0,102 ± 0,004
63	0,274 ± 0,015	0,243 ± 0,014	0,123 ± 0,02	0,094 ± 0,08	0,048 ± 0,005	0,068 ± 0,006	0,043 ± 0,005	0,025 ± 0,002	0,030 ± 0,002	0,100 ± 0,004	0,100 ± 0,004	0,100 ± 0,004
116	0,336 ± 0,017	0,242 ± 0,011	0,156 ± 0,007	0,127 ± 0,006	0,063 ± 0,002	0,067 ± 0,005	0,047 ± 0,004	0,03 ± 0,003	0,033 ± 0,0015	0,100 ± 0,004	0,100 ± 0,004	0,100 ± 0,004
208	0,370 ± 0,017	0,297 ± 0,02	0,184 ± 0,017	0,135 ± 0,01	0,077 ± 0,005	0,062 ± 0,005	0,0487 ± 0,003	0,028 ± 0,003	0,037 ± 0,0015	0,102 ± 0,005	0,102 ± 0,005	0,102 ± 0,005

Таблица III

Сечение реакции ($\sigma_{p,r}$) и ($\sigma_{p,r}$) (в Мбарн/Мэв Q),
как функция от энергии протонов при различных углах
вылета

θ_p град	30					60					90					
	σ_{12}	C	C_{12}	C_{12}^b	C_{12}^c	σ_{12}	C	C_{12}	C_{12}^b	C_{12}^c	σ_{12}	C	C_{12}	C_{12}^b	C_{12}^c	
T_{max}	130	2,0		250	130	250	250	250	250	250	250	250	250	250	250	250
($\sigma_{p,r}$) _{max}																
40	$\pm 1,35$ $\pm 0,04$		$\pm 1,16$ $\pm 0,03$	$\pm 17,1$ $\pm 0,07$	$\pm 2,36$ $\pm 0,07$	$\pm 15,4$ $\pm 0,6$	$\pm 61,5$ $\pm 0,5$	$\pm 1,04$ $\pm 0,04$	$\pm 7,7$ $\pm 0,3$	$\pm 38,3$ $\pm 1,4$						
50	$\pm 0,82$ $\pm 0,05$		$\pm 0,645$ $\pm 0,04$	$\pm 12,3$ $\pm 0,86$	$\pm 1,78$ $\pm 0,067$	$\pm 8,95$ $\pm 0,52$	$\pm 44,3$ $\pm 1,8$	$\pm 0,84$ $\pm 0,048$	$\pm 5,24$ $\pm 0,36$	$\pm 25,6$ $\pm 1,2$						
63	$\pm 0,422$ $\pm 0,02$		$\pm 0,30$ $\pm 0,03$	$\pm 8,15$ $\pm 0,5$	$\pm 1,01$ $\pm 0,04$	$\pm 5,9$ $\pm 0,4$	$\pm 28,5$ $\pm 0,9$	$\pm 0,40$ $\pm 0,08$	$\pm 3,08$ $\pm 0,05$	$\pm 16,35$ $\pm 0,95$						
73	$\pm 0,26$ $\pm 0,09$		$\pm 0,145$ $\pm 0,015$	$\pm 5,76$ $\pm 0,44$	$\pm 0,725$ $\pm 0,04$	$\pm 3,8$ $\pm 0,36$	$\pm 14,5$ $\pm 0,88$	$\pm 0,35$ $\pm 0,04$	$\pm 1,99$ $\pm 0,21$	$\pm 8,75$ $\pm 0,69$						
83	$\pm 0,078$ $\pm 0,007$		$\pm 0,053$ $\pm 0,004$	$\pm 3,7$ $\pm 0,3$	$\pm 0,465$ $\pm 0,03$	$\pm 2,9$ $\pm 0,25$	± 108 $\pm 0,6$	$\pm 0,181$ $\pm 0,015$	$\pm 1,6$ $\pm 0,13$	$\pm 5,76$ $\pm 0,6$						
92	$\pm 0,065$ $\pm 0,013$		$\pm 0,015$ $\pm 0,005$	$\pm 3,2$ $\pm 0,35$	$\pm 0,35$ $\pm 0,047$	$\pm 2,12$ $\pm 0,26$	$\pm 5,76$ $\pm 0,60$	$\pm 0,112$ $\pm 0,014$	$\pm 0,775$ $\pm 0,15$	$\pm 3,76$ $\pm 0,40$						
100	$\pm 0,026$ $\pm 0,008$		-	$\pm 2,1$ $\pm 0,28$	$\pm 0,188$ $\pm 0,025$	$\pm 1,02$ $\pm 0,20$	$\pm 3,77$ $\pm 0,44$	$\pm 0,066$ $\pm 0,013$	$\pm 0,47$ $\pm 0,12$	$\pm 1,18$ $\pm 0,2$						

Таблица IV

Сечения реакции (σ_{fp}) (σ_{ep}) (в μ барн/Мэв Q)
как функция от угла вылета протона при различных
энергиях

Эр Мэв	40				65				83			
	σ_{13}	σ_{25}	σ_{63}	P_{6208}	σ_{13}	σ_{25}	σ_{63}	P_{6208}	σ_{13}	σ_{25}	σ_{63}	P_{6208}
30	1,35 $\pm 0,04$	2,53 $\pm 0,07$	17,1 $\pm 0,07$	-	0,422 $\pm 0,02$	1,31 $\pm 0,05$	8,15 $\pm 0,5$	-	0,078 $\pm 0,07$	0,63 $\pm 0,02$	3,7 $\pm 0,3$	-
35	1,34 $\pm 0,06$	2,57 $\pm 0,13$	15,6 $\pm 1,0$	79,5 $\pm 3,75$	0,475 $\pm 0,04$	1,29 $\pm 0,09$	8,74 $\pm 0,90$	38 $\pm 1,2$	0,074 $\pm 0,007$	0,444 $\pm 0,06$	3,42 $\pm 0,35$	14,8 $\pm 1,05$
40	1,51 $\pm 0,07$	2,52 $\pm 0,12$	16, $\pm 1,0$	70 $\pm 3,15$	0,443 $\pm 0,033$	1,17 $\pm 0,09$	7,5 $\pm 0,6$	34,8 $\pm 0,95$	0,70 $\pm 0,007$	0,46 $\pm 0,06$	3,75 $\pm 0,25$	15,4 $\pm 1,08$
45	-	2,61 $\pm 0,14$	16,3 $\pm 1,0$	73 $\pm 3,2$	-	1,09 $\pm 0,09$	7,1 $\pm 0,6$	31,5 $\pm 1,0$	-	0,48 $\pm 0,065$	4,2 $\pm 0,4$	14 $\pm 1,0$
50	1,45 $\pm 0,07$	2,60 $\pm 0,14$	15,6 $\pm 1,0$	72,5 $\pm 3,2$	0,39 $\pm 0,04$	1,15 $\pm 0,09$	6,75 $\pm 0,6$	30 $\pm 1,5$	0,057 $\pm 0,05$	0,50 $\pm 0,06$	3,36 $\pm 0,35$	12,6 $\pm 0,95$
60	1,16 $\pm 0,03$	2,36 $\pm 0,07$	15,4 $\pm 0,6$	61,5 $\pm 1,5$	0,3 $\pm 0,03$	1,01 $\pm 0,04$	5,9 $\pm 0,4$	28 $\pm 0,9$	0,053 $\pm 0,04$	0,465 $\pm 0,03$	2,3 $\pm 0,25$	0,8 $\pm 0,6$

Продолжение табл.д: 13

I	2	3	4	5	6	7	8	8	10	11	12	13
70	0,88 ±0,04	2,04 ±0,10	12,2 ±0,95	58,6 ±2,8	0,20 ±0,02	0,72 ±0,07	5,00 ±0,6	23,4 ±1,3	0,027 ±0,003	0,32 ±0,04	2,68 ±0,35	8,3 ±0,67
80	0,71 ±0,05	1,3 ±0,10	10,7 ±0,80	46,5 ±2,55	-	0,54 ±0,065	4,20 ±0,50	17,8 ±1,1	-	0,30 ±0,03	2,12 ±0,28	8,5 ±0,79
90	0,49 ±0,03	1,04 ±0,04	7,7 ±0,3	38,3 ±1,4	0,11 ±0,03	0,40 ±0,03	3,08 ±0,25	16 ±1,08	0,0105 ±0,001	0,161 ±0,015	1,6 ±0,13	5,96 ±0,60

Редактор Л. П. Мухомов

Тех. редактор Л. О. Маркина

1444

T-09952

Тираж 300

Лно и печати 28/VI-72г. 4,5 уч. изд. л. Формат бумаги 30x42. Цена 3К.

Брянский филиалский институт, Брянск пер. Маршала 2