

BIBLIOTHEQUE  
28.03.72 1298

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

CERN

ОРДЕНА ЛЕНИНА

## ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

имени П. Н. ЛЕБЕДЕВА

Препринт № 5

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00062591

Александров Ю.А., Козлов В.А., Куценко А.В.,  
 Майков В.Н., Манько В.И., Павловская В.В., (ЛЭВЭ, ФИАН).  
 Лемехов В.Г., Сокол Г.А., Фетисов В.Н. (ДМФ, ФИАН).  
 Копенман Г.Я., Попов В.П. (НИИЯФ МГУ)  
 Ядровский Е.Л. (ФЭИ, Обнинск).

Проект  
 эксперимента по изучению резонансного механизма  
 реакции  $(\gamma, \pi^- p)$  на ядрах.

Yu.A. ALEKSANDROV, V.A. KOZLOV, A.V. KUTSENKO,  
 V.N. MAJKOV, V.I. MAN'KO, V.V. PAVLOVSKAYA,  
 V.G. LEMEKHOV, G.A. SOKOL, V.N. FETISOV,  
 KOPENMAN G.Ya, V.P. POPOV,  
 E.L. YADROVSKIY

Proposed experiment to study the resonance  
 mechanism of the  $(\gamma, \pi^- p)$  reaction of nuclei.

Рассматривается проект эксперимента по обнаружению резонансного возбуждения аналоговых состояний ядер в реакциях фоторождения  $\Pi^-$ -мезонов на ядрах. Эксперимент предлагается провести на синхротронах ФИАН с максимальной энергией  $\gamma$ -квантов 250 и 650 Мэв.

### В В Е Д Е Н И Е

К настоящему времени накопился обширный экспериментальный материал по фоторождению заряженных  $\Pi$ -мезонов на ядрах. Однако эти экспериментальные данные позволяют сделать лишь некоторые качественные заключения о фотомезонных процессах на ядрах и не дают строгой количественной информации ни о структуре ядра и механизме реакции, ни об амплитуде "элементарного" процесса фоторождения на нуклоне.

Поскольку эксперименты обычно выполняются на пучке тормозных  $\gamma$ -квантов, то даже в условиях хорошего разрешения по энергии регистрируемых  $\Pi$ -мезонов результаты представляют собой величины, усредненные по конечным состояниям ядра. Поэтому они нечувствительны к тем или иным теоретическим моделям и не дают однозначного ответа о механизмах реакции и роли ядерной структуры.

В такой ситуации качественно новым этапом в исследовании фотомезонных процессов на ядрах может служить изучение фоторождения  $\Pi$ -мезонов в совпадениях с вторичными частицами (нуклонами, кластерами, мягкими  $\gamma$ -квантами), вылетающими из ядра.

До настоящего времени такие эксперименты не проводились <sup>ж)</sup>.

По-видимому, среди других фотомезонных процессов на ядрах наиболее доступна для экспериментального изучения реакция  $(\gamma, \pi^+ p)$ .

По современным теоретическим представлениям, реакция  $(\gamma, \pi^+ p)$  на ядре может реализоваться несколькими различными механизмами, которые можно разделить на "прямые" и "резонансные". К "прямым" относятся процессы фоторождения  $\pi$ -мезонов на квазисвободных нуклонах, вылетающих из ядра в результате отдачи, а также процессы фоторождения на "кваздейтронах" и других нуклонных ассоциациях, существующих в основном на ядерной поверхности.

"Резонансные" процессы фоторождения  $\pi$ -мезонов сопровождаются возбуждением квазистационарных состояний ядра, которые распадаются с испусканием нуклонов. Важной чертой таких процессов является наличие в энергетическом спектре нуклонов фиксированных (не зависящих от энергии фотона)

ж)

Исключение составляет работа группы Кэстера [1], в которой с помощью регистрации  $\pi^+$ -мезонов и ядер трития на совпадениях изучена реакция  $He^3(\gamma, \pi^+) H^3$

при энергиях ниже  $(3/2, 3/2)$  - резонанса.

См. также предварительные результаты, полученные в Сакле [2] по изучению реакции  $(\gamma, \pi^+ p)$  на  $He^4$  и  $C^{12}$ .

резонансных линий, положение которых определяется энергией возбуждения ядра и каналом распада. Среди различных квазистационарных уровней ядра при фоторождении  $\Pi$ -мезонов наиболее интенсивно должны возбуждаться коллективные состояния типа гигантского дипольного и спин-волнового резонансов. В тяжелых ядрах может быть заметно также возбуждение состояния, являющегося изобарическим аналоговым по отношению к основному состоянию ядра-мишени.

#### А. Реакция ( $\gamma, \pi^{\pm} p$ ) на ядрах.

Исходя из такого представления об общей картине осуществления реакции ( $\gamma, \pi^{\pm} p$ ) на ядре, можно сформулировать ряд проблем, которые могут быть исследованы при проведении экспериментов с совпадательной методикой.

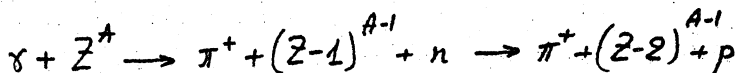
1. Разделение прямых и резонансных процессов в реакции ( $\gamma, \pi^{\pm} p$ ). Можно выделить область энергий и углов вылета  $\Pi$ -мезонов и протонов, в которой прямой процесс на "квазисвободном" нуклоне подавлен кинематически (т.е. запрещен на свободном нуклоне).

2. Исследование относительной роли различных механизмов в области, кинематически разрешенной для квазисвободного процесса.

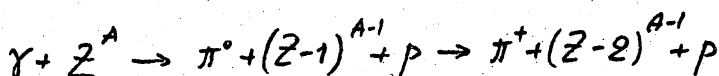
Помимо самостоятельного интереса, решение этого вопроса позволит более глубоко осмыслить обширные экспериментальные данные по выходам протонов под действием  $\gamma$ -квантов высоких энергий.

3. Исследование прямого механизма реакции ( $\gamma, \pi^- p$ ) на ядрах, изучение роли рассеяния и поглощения  $\pi^-$ -мезонов и протонов на ядре в конечном состоянии.

4. Исследование прямого механизма реакции ( $\gamma, \pi^+ p$ ) на ядре. Этот процесс дает наиболее прямую информацию о роли перезарядки  $\pi^-$ -мезонов и нуклонов в конечном состоянии, поскольку в "прямом" процессе он реализуется в два этапа:



или



5. Исследование возбуждения и распада коллективных состояний ядер при фоторождении  $\pi^-$ -мезонов.

6. Возбуждение изобарических аналоговых состояний при фоторождении  $\pi^-$ -мезонов и изучение пространственного распределения избыточных нейтронов в тяжелых ядрах.

7. Исследование резонансного механизма реакции ( $\gamma, \pi^+ p$ ), связанного с возбуждением специфических типов коллективных состояний.

8. Исследование структуры ядерной поверхности при выделении процесса ( $\gamma, \pi^\pm p$ ) на нуклонных ассоциациях.

9. При дальнейшем развитии методики эксперимента и регистрации вместо протонов других заряженных частиц



времени обстоятельно исследованы колебательные и вращательные спектры атомных ядер и обнаружены целые области несферических ядер среди элементов периодической системы.

Сложный характер нуклон-нуклонного взаимодействия, его зависимость от спина и изоспина, приводят к тому, что должны существовать как предсказывает теория, другие виды коллективных колебаний типа "спиновых" ( $S$ ), "изоспиновых" ( $I$ ) и "спин-изоспиновых" ( $S-I$ ) волн различной мультипольности. Гигантский дипольный резонанс, исследуемый десятки лет в фотоядерных реакциях, представляет наиболее известный и яркий пример таких коллективных состояний (изоспиновый дипольный резонанс). Однако другие типы коллективных состояний ядер либо пока еще экспериментально не открыты, либо исследованы весьма слабо. В течение последнего десятилетия стало ясно, что одним из наиболее удобных способов исследования коллективных ядерных состояний являются реакции с участием элементарных частиц. Выбор той или иной реакции позволяет селективно возбуждать различные типы ядерных состояний. Весьма перспективны в этом отношении реакции фоторождения заряженных  $\Pi$ -мезонов на ядрах. При изучении спин-изоспиновых возбуждений они обладают целым рядом преимуществ по сравнению с другими реакциями:

1. Сильная спиновая зависимость амплитуды фоторождения и изменение заряда ядра в реакции ( $\gamma, \pi^\pm$ ) будет приводить к большой вероятности возбуждения ( $S-I$ )-

состояний в отличие, например, от процессов неупругого рассеяния электронов и нуклонов, где эти состояния, как правило, ничем не выделены по сравнению с другими состояниями.

Важным преимуществом реакции ( $\gamma, \pi^-$ ) является также увеличение заряда ядра, что в других реакциях может быть реализовано лишь при перезарядке адронов, которая при высоких энергиях слабо изучена и сложна для теоретического анализа.

2. В отличие от реакций поглощения остановившихся мезонов ( $\mu^-, \nu$ ) и ( $\pi^-, \nu$ ), где также сильно возбуждаются ( $S-I$ ) -состояния, в реакциях ( $\gamma, \pi^\pm$ ) можно исследовать формфакторы перехода в эти состояния, а также характер их возбуждения и распада в зависимости от передаваемого импульса.

Теоретические расчеты спектров возбуждения коллективных состояний дипольного типа в реакции ( $\gamma, \pi^\pm$ ) были проведены разными авторами для легких ядер как в рамках микроскопического описания [4] ("частично-дырочная" модель), так в феноменологической коллективной модели [5] (обобщение модели Гольдхабера-Теллера).

Несмотря на различия в деталях предсказаний, главные черты процесса одинаковы в обоих моделях.

В спектре дипольных возбуждений конечного ядра прояв-



ляются сильные максимумы, которые лежат в непрерывном спектре и распадаются по нуклонным каналам. Это приводит к резонансам в спектре нуклонов. Положение резонансных пиков не меняется с энергией  $\gamma$ -кванта и переданным импульсом, однако соотношение интенсивностей может сильно меняться в зависимости от величины переданного импульса.

В легких ядрах возбуждение дипольных спин-изоспиновых состояний играет наиболее важную роль в резонансном механизме, поэтому здесь ожидается особенно четкая резонансная - картина спектров протонов в реакции ( $\gamma, p$ ). В средних и тяжелых ядрах ситуация более сложная. дипольные резонансы расщепляются на состояния с изоспином  $T = T_0$  и  $T = T_0 + 1$  ( $T_0$  - изоспин основного состояния ядра-мишени). Помимо дипольных, важную роль при фоторождении на тяжелых ядрах могут играть также квадрупольные резонансы, которые могут быть сильнее разбросаны по энергии и коллективизация для которых выражена слабее.

В тяжелых ядрах представляет интерес также исследование возможного возбуждения состояния, являющегося изобарическим аналогом основного состояния ядра - мишени. Вопрос о роли изобарических аналоговых состояний (ИАС) ядер при фоторождении  $\Pi$ -мезонов впервые был поставлен в работе [4] и обсуждался впоследствии другими авторами [6,7]. В этих работах качественно рассмотрены эффекты, возникающие в реакции ( $\gamma, \pi^+$ ) при возбуждении ИАС. Однако при этом не

учитывалась спиновая зависимость амплитуды фоторождения и соответствующие правила отбора. Их учет, приведенный в работах [8,9], существенно уменьшает сечение возбуждения ИАС, так что его "когерентное" усиление в  $(N-Z)$  раз подавляется характерными правилами отбора. Однако это не уменьшает интереса к исследованию реакции  $(\gamma, \pi^+ p)$ , идущей через ИАС, поскольку соответствующее дифференциальное сечение оказывается весьма чувствительным к распределению избыточных  $(N-Z)$  нейтронов в тяжелом ядре.

### В. Эксперимент.

Экспериментальное исследование резонансного механизма реакции типа  $(\gamma, \pi^+ p)$  на ядрах представляет большие трудности даже в случае совпадательной методики. Регистрация протонов распада возбужденного состояния ядра в совпадении с рожденным на ядре мезоном и измерение энергии протона, вообще говоря, позволяют выделить конкретный канал возбуждения. Однако, объем полученной информации об энергетических уровнях ядра и характере их возбуждения существенным образом зависит от того, насколько хорошо можно разрешить энергетическую структуру протонного спектра и сопоставить ее спектру возможных коллективных возбуждений и изобарических аналоговых состояний ядра.

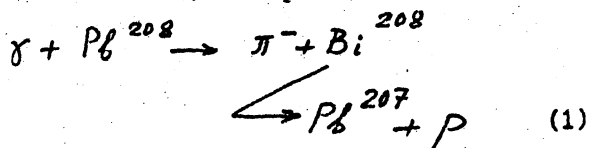
Поскольку исследование тонкой структуры уровней возбуждения ядер с помощью реакций фоторождения ранее не

производилось, можно на первом этапе эксперимента ограничиться получением качественной информации, то есть прежде всего, экспериментально установить сам факт, возбуждения коллективных и изобарических аналоговых состояний в этих реакциях и развить методику наблюдения и изучения таких состояний.

С этой точки зрения и рассматривается ниже постановка эксперимента по обнаружению резонансного механизма реакции  $(\gamma, \pi^- p)$  на  $Pb^{208}$ .

#### Постановка эксперимента

Предполагается исследовать реакцию



Как уже отмечалось, при фоторождении  $\pi^-$ -мезона на ядре ожидается возбуждение коллективных спин-изоспиновых дипольных и квадрупольных резонансов, а также изобарических аналоговых состояний ядра.

Расчет эффективного сечения возбуждения коллективных состояний и энергетического спектра этих состояний представляет значительные трудности и пока для тяжелых ядер не производился.

С другой стороны, в работе [8] были выполнены детальные расчеты дифференциальных возбуждения сечений ИАС в этой реакции. Расчеты производились в импульсном приближении без учета перерасеяния мезона для двух случаев распределения нуклонной плотности в ядре: (а) объемного гауссовского и (б) чисто поверхностного. Результаты расчетов представлены на рис.1.

В обоих случаях характерной особенностью процесса является рождение мезонов преимущественно в переднюю полусферу. Угловые характеристики сечения заметно различаются в деталях при использовании различных моделей, однако, общий характер угловой зависимости сохраняется.

Угловое распределение протонов распада ИАС следует ожидать близким к изотропному, поскольку в случае ядра  $Pg^{208}$  его изобарический аналог  $B_i^{208}$  образуется при  $0^+ \rightarrow 0^+$  переходе, а переданный ядру импульс мал.

Существенным для экспериментального выделения ИАС является наличие особенностей в энергетическом спектре протонов распада ИАС по сравнению со спектром распада коллективных возбужденных состояний. С этой целью и было выбрано ядро  $Pg^{208}$ , изобарический аналог которого  $B_i^{208}$  распадается на три близко расположенных уровня  $Pg^{207}$  (см.таблицу 1).

В реальных условиях настоящей постановки эксперимента в спектре протонов распада следует ожидать наблюдение широкого резонанса, соответствующего коллективным возмущениям ядра и протонного пика, отвечающего возмущению ИАС.

Существенным для возможности разделения обоих процессов является также относительная интенсивность их возбуждения, о чем в настоящее время, к сожалению, нельзя сделать количественного заключения.

Выбор геометрии эксперимента, детекторов протонов и  $\pi$ -мезонов, толщины мишени и других условий эксперимента производился преимущественно с точки зрения получения максимально возможного выхода реакции при удовлетворительном разрешении протонных линий от распада ИАС в детектируемом спектре. Определяющую роль играли упомянутые выше теоретические расчеты кинематических характеристик процесса, данные об ожидаемом протонном спектре и стремление максимально снизить фон.

Эксперимент предполагается осуществить на ускорителях ФИАН СССР с максимальными энергиями  $\gamma$ -квантов - 650 Мэв. (Лаборатория электронов высоких энергий) и 250 Мэв. (Лаборатория фотомезонных процессов). Редакция опыта при этом существенно не меняется.

#### Детекторы протонов. Толщина мишени

Энергетический спектр протонов от распада образованного в реакции (1) ядра  $\text{Bi}^{208}$  в изобар-аналоговом состоянии состоит из трех узких, близко расположенных линий 11,6 мэв, 11,03 мэв, 10,71 мэв /Таблица 1/. Наилучшими детекторами для регистрации таких частиц являются полупроводниковые. Предполагается использовать кремниевые полу-

проводниковые E-детекторы с толщиной, превышающей пробег протонов с энергией  $\sim 15$  мэв.

Геометрия относительного расположения протонных детекторов и мишени показана на рис. 2.

Рассмотрим факторы, влияющие на энергетическое разрешение протонных линий ядра  $B_i^{208}$ . Размытие по энергиям каждой из них определяется совокупным действием следующих факторов.

1. Разбросом энергии протонов, обусловленным различным ионизационным потерь энергии в мишени в зависимости от места взаимодействия. Величина разброса зависит от толщины мишени и геометрии мишень-детектор. В предполагаемом варианте эксперимента при толщине мишени  $50 \text{ мг/см}^2$  энергетический разброс составляет  $\sim 4\%$ .

2. Энергетическим разрешением детектора протонов. При параллельном соединении трех одинаковых кремниевых полупроводниковых E-счетчиков промышленного производства разрешение составляет  $\sim 2\%$ . Его можно несколько улучшить охлаждением детекторов.

3. Разбросом потерь энергии в воздухе на пути мишень-детекторов. Использование вакуумной камеры полностью устраняет этот эффект и кроме того уменьшает общий фон.

4. Энергетическим уширением линии, связанным с тем, что испускание протона происходит движущимся ядром (Допплер-эффект). Величина этого уширения зависит от кинематики обеих ступеней реакции и геометрии эксперимен-

та. Приближенный расчет дает величину этого эффекта  $\sim 0,5\%$ .

Поскольку энергетическая ширина линии, обусловленная этими факторами, оказывается больше расстояния между самими линиями, то разрешение их не представляется возможным. Регистрация же факта испускания протонов с энергиями 10.7-11,6 мэв может быть осуществлена с точностью до энергетического разрешения, определяемого как сумма энергетических разрешений каждой линии, нормированных к интенсивностям испускания этих линий. Для первых трех наиболее интенсивных линий (см. таблицу 1) оно оказалось равным  $\pm 7,5\%$  при толщине мишени  $50 \text{ мг/см}^2$ .

В эксперименте предполагается использовать мишень толщиной  $50 \text{ мг/см}^2$ , что соответствует  $1,5 \cdot 10^{20}$  ядер на см.

Линейные углы, вырезаемые протонными счетчиками, составляют  $115-170^\circ$ ; телесный угол, вырезаемый двенадцатью протонными счетчиками при указанной геометрии составляет  $\sim 1$  стерадиан.

#### Детектор П-мезонов. Геометрия эксперимента

Для осуществления эксперимента требуется регистрировать П-мезоны в широком энергетическом диапазоне (от порога рождения до  $\sim 500$  Мэв) и преимущественно в области малых углов. При этих условиях отделить мезоны по энерговыделению от релятивистских электронов, фон которых по ла-

лыми углами велик, практически невозможно без потерь в эффективности регистрации или существенного усложнения постановки эксперимента. Поэтому в  $\Pi$ -мезонном канале предполагается дискриминация только от мягких электронов, оставляющих в детекторе  $\Delta E < 2 \text{ МэВ}$ .

В качестве  $\Pi$ -детектора можно использовать простейший телескоп из двух сцинтилляционных счетчиков.

Для удобства регистрации  $\Pi$ -мезонов под малыми углами предполагается создать детектор, который мог бы помещаться перпендикулярно пучку  $\gamma$ -квантов, при пропускании пучка через специальное отверстие в центре. С точки зрения удобства в работе такой телескоп конструктивно предполагается оформить в виде четырех отдельных счетчиков, которые составляют в замкнутый блок с круглым отверстием в центре. (рис.2). Геометрические размеры сцинтилляционного блока из 4-х счетчиков:  $500 \times 500 \text{ мм}$ , отверстие  $\varnothing 120 \text{ мм}$ , расстояние между пластическими сцинтилляторами  $30 \text{ мм}$ , толщина каждого пластика  $10 \text{ мм}$ .

Размеры  $\Pi$ -детектора и его положение относительно мишени, вообще говоря, выбирались с точки зрения получения оптимальных условий регистрации (максимальный выход). Эти условия связаны с характеристиками исследуемого процесса. Согласно приведенным выше оценкам поведение дифференциального сечения возбуждения изобар-аналогового состояния ядра  $\text{Bi}^{208}$  с углом и энергией для двух различных законов распределения плотности нуклонов в ядрах (а) и (б) различ-



но, а следовательно несколько различны оптимальные условия.

Для варианта теории (а). Оптимальный выход реакции ожидается при расстоянии детекторов от центра мишени равно  $\sim 600$  мм. При этом область линейных углов, вырезаемых телескопом, составляет  $6^\circ - 22,5^\circ$ . Телесный угол равен  $\sim 0,5$  стеррад.

Расстояние от мишени до телескопа может свободно меняться. Поглощение энергии и рассеяние  $\Pi$ -мезонов в стенках вакуумной камеры несущественно. Входное и выходное окошко камеры затягиваются лавсановыми пленками толщиной 50 и 150  $\mu\text{км}$ , соответственно. В камеру следует поместить  $\alpha$  - источник для непрерывного контроля работы протонных детекторов.

Свинцовая мишень будет располагаться перпендикулярно пучку  $\gamma$  -квантов на расстоянии  $\sim 11,5$  м от мишени синхротрона. Диаметр пучка  $\gamma$  -квантов в этом месте составляет 60 мм ( $E_{\gamma_{\text{max}}} = 650$  Мэв).

#### Электронная аппаратура

На рис. 3 представлена блок-схема электронной аппаратуры. Сигналы с 8 сцинтилляционных счетчиков будут поступать на входы быстрых дискриминаторов и затем на поперные совпадения от счетчиков, расположенных друг за другом. Совпавшие импульсы просуммируются быстрым сумматором и поступят на схему  $\mathcal{P}_p$  -совпадений.

Полупроводниковые детекторы будут соединены в параллель

по 6 штук. Сигнал с каждой шестерки после усиления в предусилителе будет поступать на основной усилитель, экспандер и далее на вход амплитудного анализатора  $LP - 4000$ , а также после соответствующего временного формирования на схему  $\overline{LP}$  - совпадений. Соответствующий сигнал будет разрешать анализ пришедшего на вход анализатора протонного импульса.

### Выходы реакции

Ввиду отсутствия расчетов эффективных сечений резонансного возбуждения коллективных состояний в реакции  $(\gamma, \overline{LP})$  нет возможности оценить соответствующий выход. Для процесса возбуждения изобарического аналога в реакции (I) оценки ожидаемых выходов могут быть проведены для двух типов предложенных моделей расчета дифференциальных сечений (а) и (б). Регистрируемый выход реакции описывается формулой

$$B = \frac{\Gamma_p}{\Gamma} \cdot N_{eg} \cdot \iiint N_\gamma(E, E_{max}) \frac{ds(E, \theta_\gamma)}{d\Omega_\pi} dE d\Omega_\pi d\Omega_p$$

Результаты расчетов ожидаемых выходов при выбранных выше условиях на синхротроне лаборатории электронов высоких энергий ( $E_{\gamma max} = 650$  Мэв) и лаборатории фотомезонных процессов ( $E_{\gamma max} = 250$  Мэв) показывают: выход в случае варианта (а) - единицы в час, (б) - примерно в 5 раз больше.

### ФОН

Критерием практической реальности всякого эксперимента служит относительная величина фона, как связанного с мишенью,

так и фона без мишени. В связи с малостью ожидаемых выходов проблема фона в данном эксперименте будет особенно важной. Для снижения фона без мишени до минимального уровня следует предусмотреть оптимальную систему очистки пучка и защиты от изотропного фона.

С мишенью может быть связан фон двух типов: во-первых, фон случайных совпадений, вызванных независимыми загрузками обоих детекторов и, во-вторых, фон истинных совпадений от реакций, в которых одновременно, возникают заряженные частицы регистрируемые обоими детекторами. Главной причиной возникновения некоррелированного фона являются электромагнитные процессы и фотоядерные реакции с выходом заряженных частиц. Так как потери энергии электронов в тонком полупроводниковом детекторе будут относительно малы, то это даст возможность легко снижать загрузку протонного канала путем введения в него соответствующего уровня дискриминации.

Что касается фона истинных совпадений, то наиболее опасным должно явиться квазисвободное неупругое фоторождение  $\Pi$ -мезонов на ядре  $Pb^{208}$ , сечение которого выше сечения исследуемого процесса. Образующийся в этой реакции протон кинематически связан с  $\Pi^-$ -мезоном. Это обстоятельство может быть использовано для существенного уменьшения эффективности его регистрации. А именно, при фоторождении на свободном покоящемся нуклоне существует предельный угол вылета нуклона отдачи ( $\theta_{p\max} \approx 73^\circ$  при  $E_\gamma = 600$  Мэв). Для нуклонов в ядре должно происходить некоторое увеличение  $\theta_{\max}$  за счет возможности лобо-

вых соударений. Предполагаемое расположение протонных детекторов в задней полусфере ( $\theta_p = 135^\circ$ ) должно практически убрать фон от этой реакции.

литература

1. J. R. O'Fallon, L. J. Koester, Jr. J. H. Smith, A. J. Yoviri. *Phys. Rev.* 141, 829, 1966.
2. P. Argan *et al.* IX. Международная конференция по физике высоких энергий и структуре ядра. Аннотация докладов. Дубна, 1971 стр. 157.
3. А.Б.Мигдал ЖЭТФ т. 15, 81, 1945;  
M. Goldhaber, E. Teller. *Phys. Rev.* 74. 1046. 1948.  
A. E. Glassgold, W. Hectrotte, K. M. Watson.  
*Ann. of Phys.* 6. 1. 1959.
4. В.В.Балашов, Г.Я.Коренман. Доклад на Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях, Дубна, 1967.  
Тезисы докладов М. 1967 стр. 25
5. F. J. Killy, L. M. McDonald. H. Uberall.  
*Nucl. Phys.* A. 139. 329. 1969.

6. В.И.Манько и В.И.Манько. Сборник "Краткие сообщения по физике" № 6, 40 (1970).

7. *P. J. Glauber. High-energy physics and nuclear structure. Edit. S. Devons. New York. 1970. p. 207.*

русский перевод. УФН, 103 (1971) 641.

8. Г.Я.Коренман, В.П.Попов, Е.Л.Ядровский. Доклад, представленный на IV Международную конференцию по физике высоких

энергий и структуре ядра, Дубна, 1971 г.

Аннотация докладов, Дубна 1971, стр. 132.

9. *L. M. Saunders. Nucl. Phys. B7 (1968) n 3.*

Таблица I

энергетические ширины и энергии протонов распада аналого-  
вого резонанса  $B_i^{208}$

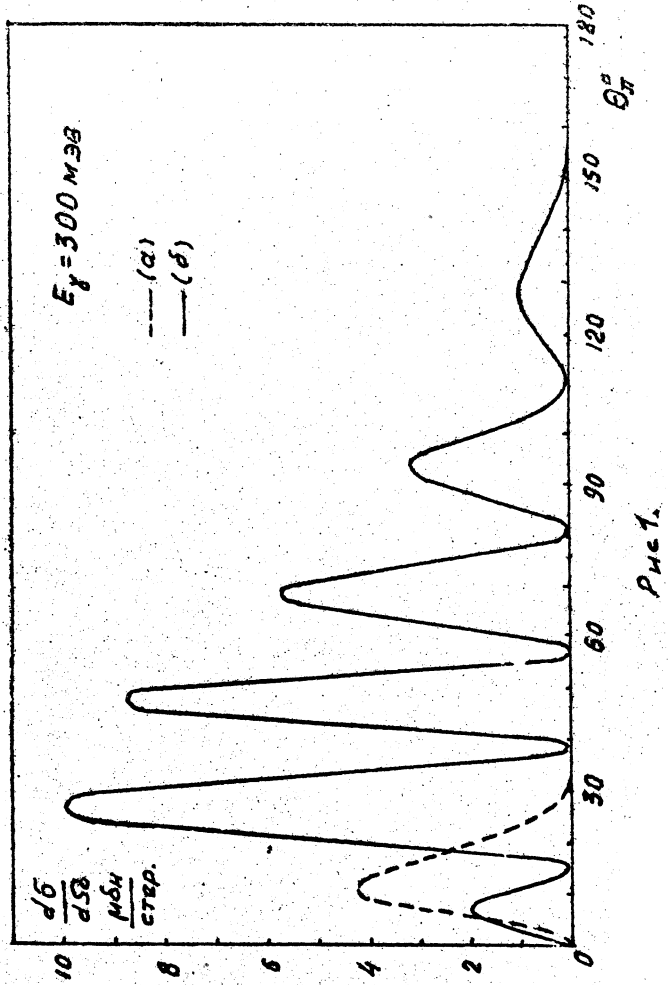
$I$	$E_p$ Мэв	$\Gamma_p$ Кэв	
1/2	11,6	66	} эксперимент
5/2	10,03	16	
3/2	10,71	44	
11/2	9,97	0,8	} теоретич. значения
7/2	9,26	10	
9/2	7,97	0	

Подписи к рисункам.

Рис. 1. Дифференциальное сечение фоторождения  $JL^-$ -мезонов на ядрах  $Pb^{208}$  с возбуждением изобарического аналогового резонанса. Варианты (а) и (б).

Рис. 2. Геометрия эксперимента.

Рис. 3. Блок-схема электронной аппаратуры.



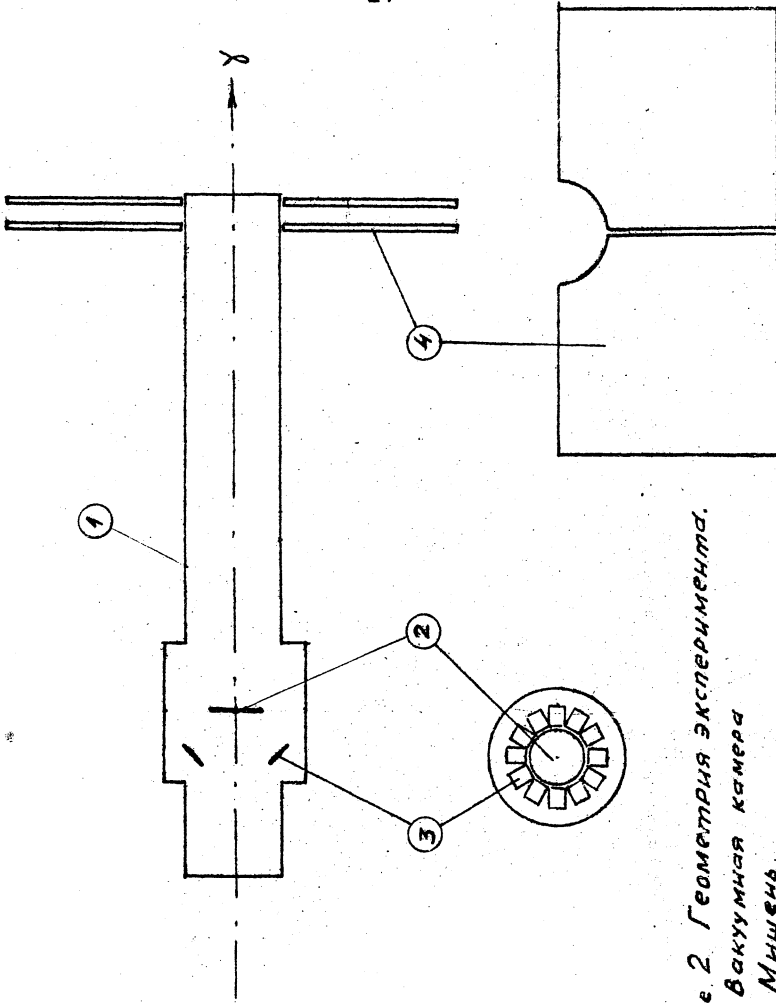


Рис. 2 Геометрия эксперимента.

1. Вакуумная камера

2. Мишень

3. Р-счетчики

4. Л-счетчики



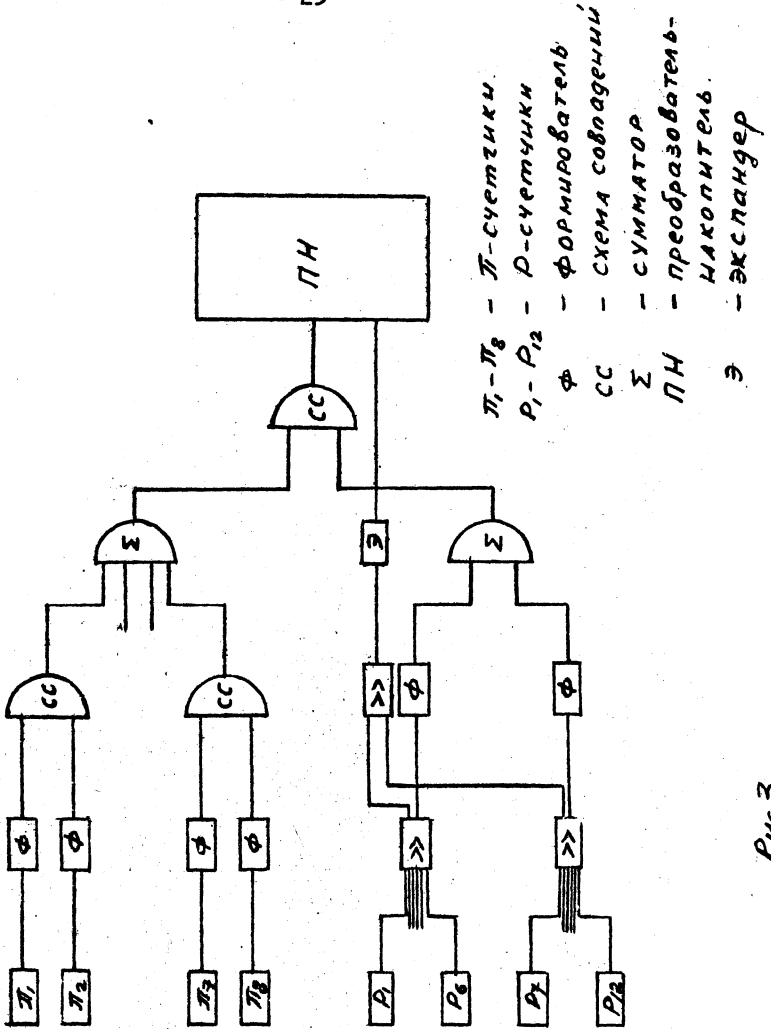


Рис 3.