

С 3 Г

A-381



Академик А.М.Балдин

501746

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Академик А.М.Балдин

К 70-летию со дня рождения

СЗГ
А-381

087141
741780

Дубна, 1996
Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Предлагаемый вниманию читателя сборник подготовлен в связи с 70-летним юбилеем известного ученого-физика академика Александра Михайловича Балдина, директора Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, лауреата Ленинской и Государственной премий СССР.

По инициативе и под руководством А. М. Балдина в ОИЯИ получило развитие новое научное направление – релятивистская ядерная физика. Для развития экспериментальных исследований в этой области дубненский синхрофазотрон был преобразован в первый в мире ускоритель релятивистских ядер, а затем создан ускоритель ядер на основе технологии сверхпроводимости – НУКЛОТРОН.

В сборник вошли избранные статьи и материалы, связанные с его работами в Физическом институте Академии наук СССР в области ускорительной техники, ядерной физики и физики элементарных частиц.

СОЧИНЕНИЕ НА ЗАДАННУЮ ТЕМУ

А. М. Балдин

Мои коллеги и друзья, с которыми я работаю в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, задали мне "сочинение на тему": как возник у меня интерес к науке, чем объясняется моя приверженность к определенной области физики и почему я столь долгое время работал в двух учреждениях – в Физическом институте им. П.Н.Лебедева Академии наук СССР и Объединенном институте ядерных исследований в Дубне.

Просмотрев свои научные работы, публичные выступления, интервью и популярные статьи, я обнаружил, что мои ценностные ориентации в науке мало менялись на протяжении почти полувека. В сборнике приводится моя статья в журнале "Вопросы философии" N10 за 1974 год, посвященная дискуссии о ценностных аспектах естествознания. На эту тему есть и другие мои выступления в печати, например, в многолетней дискуссии-анкете в "Литературной газете". Став директором ЛВЭ, я много размышлял о стратегии современного научного центра, о "целевой функции" крупных научных коллективов. Так же, как и в моих научных работах, в упомянутых статьях подчеркивается, что цель и система ценностей фундаментальных исследований определены классиками естествознания: создание теоретической основы, минимальной системы понятий и утверждений, из которых логическим путем можно получить понятия и утверждения экспериментальных наук (картину мира). Отсюда следует иерархия значимости полученных результатов – какого уровня знания касается результат: общих принципов (симметрии, инвариантности), законов природы (соотношения между измеримыми, инвариантными и безразмерными величинами) или накопления фактов в той области физических величин, где законы еще не сформулированы или имеются противоречия в экспериментальных данных. Естественно, что такая целеустремленность у меня появилась далеко не сразу.

Активный интерес к физике у меня возник поздно – в возрасте 20 лет, когда я перешел с 3-го курса строительного факультета Московского института инженеров железнодорожного транспорта (МИИТ) в МИФИ (тогда Московский механический институт). Это был 1946 год – год отбора лучших студентов технических вузов для подготовки кадров атомной науки и техники. Конкурентная среда бойких и самоуверенных молодых людей весьма способствовала интенсивным занятиям наукой. Кроме того, среди профессоров МИФИ было много крупных и активно работавших физиков, людей, глубоко понимавших методологию и эстетику науки. Позже я узнал, что такие гении теоретической физики, как Пуанкаре и Дирак, ставили эстетическое отношение к уравнениям и результатам на уровень методологии науки.

Еще в 7 классе 114 средней школы Москвы замечательный педагог – учитель математики Анна Сергеевна Алмазова сумела дать нам мальчишкам-шалопаем почувствовать

красоту евклидовой геометрии. Именно почувствовать (понять, естественно, мы не могли), что в основе строения мира лежит гармония и строгий порядок. Она разбудила в нас честолюбие, провоцируя находить наиболее красивые и лаконичные решения, и стремление к знанию. Это, по-моему, важнее самого знания. Школьные курсы физики и химии, к сожалению, интереса не вызвали. Эти курсы (да и университетские тоже) носят фрагментарный характер, излагаются как сумма отдельных фактов и законов без разъяснения их иерархии, значимости, без методологии. Например, в университетских курсах механики скобки Пуассона вводятся в конце как венец творения. Обычно не объясняется мощь этого метода, позволяющего сформулировать (как это сделал Дирак) теорию относительности и квантовую механику. Аналогично электромагнетизм излагается в виде отдельных законов и явлений без демонстрации того, что они лишь следствия уравнений Максвелла – одного из величайших обобщений законов природы. И.Е.Тамм любил развивать тезис "студент это не сосуд, который надо наполнить, а факел, который надо зажечь". Семинар И.Е.Тамма в ФИАН был замечательной школой для моего поколения физиков. Вернее, было два еженедельных семинара Тамма – один – официальный по вторникам, второй – по пятницам, носивший полуофициальное название "треп". Широта проблематики и демократичность обсуждений в сочетании с замечательной способностью Игоря Евгеньевича схватывать суть любой проблемы были очень существенны для ориентировки в науке не только начинающих физиков.

На последних курсах института и по окончании судьба подарила мне общение с крупнейшими физиками, у которых я и получил представления о методологии физики, о главных ценностях. Мне крупно повезло – я был направлен после окончания МИФИ в ФИАН. В этом великом научном учреждении можно было встретить (и не только встретить, но и побеседовать) таких замечательных физиков, как В.А.Фок, М.А.Марков, Н.Н.Боголюбов, М.А.Леонтович, И.М.Франк, П.А.Черенков, Л.Д.Ландау, Д.И.Блохинцев, И.Я.Померанчук, Е.Л.Фейнберг, С.Н.Вернов, Ю.М.Шириков и многих других.

В физике высоких энергий лидирующее положение занимала школа Д.В.Скобельцына, который в двадцатые годы заложил экспериментальные основы квантовой электродинамики, открыл природу космических лучей, впервые зарегистрировав частицы с энергией, много большей энергии частиц радиоактивных источников, обнаружил множественное рождение частиц. Именно Д.В.Скобельцын ориентировал отечественных физиков на исследование взаимодействий частиц при предельно достижимых высоких энергиях. Его четкая подпись "Утверждаю. Д.Скобельцын. 5 января 1951 года" стоит на проекте синхрофазотрона. Будучи ярким представителем дореволюционной русской интеллигенции, человек высокой культуры Дмитрий Владимирович Скобельцын сыграл огромную роль в формировании традиций, в выработке направлений научных исследований.

Истинным создателем ФИАН в его современном виде, собравшим выдающихся представителей отечественной физики и сформировавшим проблематику института был Сергей Иванович Вавилов. И хотя в то трудное послевоенное время он занимал высокий пост президента Академии наук СССР, его твердая директорская рука и неизменная поддержка ощущались во всех начинаниях, и в особенности, в создании ускорительных центров ФИАН.

Ученик Д.В.Скобельцына Владимир Иосифович Векслер был несомненным лидером мировой науки в этой области. Свое эпохальное открытие принципа автофазировки В.И.Векслер сделал в 1944 году, еще будучи сотрудником лаборатории Д.В.Скобельцына. Уже в 1947 году под руководством В.И.Векслера в ФИАН был запущен первый ускоритель – электронный синхротрон на энергию 30 МэВ, а в 1949 году удалось запустить электронный синхротрон на энергию 250 МэВ, на котором было открыто фоторождение мезонов и положено начало физике электромагнитных взаимодействий адронов.

В планах Векслера, поддержанных Вавиловым, Марковым и другими фиановскими физиками, было создание электронных ускорителей на все большие энергии. Однако эта идея встретила резкое сопротивление других физиков, которые говорили, что нужно изучать ядерную физику, а электромагнетизм изучен и неинтересен. Победила вторая точка зрения, и было принято решение о сооружении протонного ускорителя.

Проектирование синхрофазотрона потребовало значительного объема экспериментальных работ и создания модельного ускорителя, который впоследствии был реконструирован в электронный синхротрон и до настоящего времени работает в ФИАН. До 1954 года эти работы были сильно засекречены, что привело к потерям приоритетов отечественных физиков и инженеров. Синхрофазотрон носил шифрованное название "Объект КМ" (Кольцевой магнит), а его модель называлась МКМ. При всем большом ущербе, который нанесла система секретности, имелся и положительный (с точки зрения темы настоящих заметок) момент: большинство трудившихся в засекреченных областях науки цель своих исследований видело в результате, а не в самоутверждении в международном сообществе, закреплении за собой интеллектуальной собственности.

"Приватизация" этих результатов шла при рассекречивании и происходит до сих пор при написании книг, исторических и популяризаторских статей. На основе этих опоздавших публикаций очень сложно доказывать приоритеты и общенаучную значимость проведенных ранее исследований. Исключение составляют разработки конкретных проектов, по которым сохранилась официальная документация. Сохранился проект и физическое обоснование дубненского синхрофазотрона ("Объект КМ"). Мой первый научный руководитель Матвей Самсонович Рабинович опубликовал монографию "Основы теории синхрофазотрона". Благодаря высокой порядочности М.С.Рабиновича мои результаты нашли в этой монографии и в других его публикациях справедливые цитирования и оценки. Это был хороший урок научной этики, умение объективно оценить значимость результатов коллег, особенно молодежи. Первые контакты с М.С.Рабиновичем относятся к 1947 году, когда он предложил двум студентам МИФИ В.В.Михайлову и мне рассмотреть возможность создания кольцевых ускорителей с разрезными магнитами. Он сказал нам, что в отдаленном будущем такие ускорители могут играть основную роль в физике высоких энергий. Мы энергично взялись за вычисления, честно говоря, не всегда понимая, какова цель этих сложных расчетов. Мы начали пропускать лекции и все свободное время просиживали в старом ФИАН на 3-й Миусской, где в маленьком двухэтажном корпусе размещалась лаборатория Векслера. Однажды поздно вечером в комнату, где мы работали вместе с В.В.Михайловым, зашел В.И.Векслер. Он долго беседовал с нами, а в конце сказал нашему руководителю: "Все, что насчитали эти студенты, надо тщательно проверить и оформить в виде отчетов. Это очень скоро понадобится". Он добился нашего зачисления в ФИАН параллельно с учебой, а позднее выступил на защите наших дипломных работ рецензентом, специально приехав для этого в МИФИ. Мы, естественно, такой чести не ожидали. А объяснялось все довольно просто. Было принято правительственное решение о создании крупнейшего в мире ускорителя протонов. Руководство было поручено В.И.Векслеру, и необходимо было представить физическое обоснование задания на технический проект.

Мы попали в эпицентр бурной деятельности В.И.Векслера. Зараженные его энтузиазмом, мы занимались всем, что бы нам ни поручали, будь то качественный анализ дифференциальных уравнений, моделирование, магнитные измерения или командировка на завод. Однако именно это многообразие деятельности позволило выработать ориентацию на главные цели, умение отбрасывать второстепенные проблемы и задачи. Занятие физикой ускорителей в суровой обстановке сороковых годов требовало ответственности за количественные результаты. В то же время творческая атмосфера ФИАН и мои учителя постоянно давали понять: не количественные результаты и формулы являются конечными продуктами, а созданные на их основе образы, картины процессов.

Как тогда говорили: "эти формулы надо еще "повалить". Вскоре мы с В.В.Михайловым пришли к пониманию того, что ускорители являются средствами для научной работы и высшей целью для фундаментальных исследований быть не могут. И здесь судьба нам подарила встречу с М.А.Марковым, не только выдающимся физиком, но и настоящим философом-мыслителем.

В 1947 году в "Вопросах философии" появилась его знаменитая статья "О природе физического знания". Именно за эту статью он был объявлен "лидером физического идеализма в нашей стране" и подвергнут жестокой критике. Собственно говоря, с этой статьи, посвященной истолкованию физического и философского содержания квантовой теории, и началась политическая травля ученых. Однако эти дискуссии нас мало интересовали, к философам мы относились скептически. М.А.Марков воспринимался нами как первый теоретик, который ясно осознал, что прогресс квантовой теории поля будет обусловлен экспериментами на ускорителях. Он к этому времени перешел из теоретического отдела ФИАН в лабораторию Векслера и занялся разработкой постановок первых экспериментов. Это было как раз то, что мы постоянно обсуждали. Я все время говорю "мы", имея в виду Вадима Михайлова и себя.

Вадима Михайлова я встретил при сдаче экстерном экзаменов на аттестат о среднем образовании в 1943 году. С тех пор мы были с ним неразлучными друзьями. Поступили в МИИТ, перешли в МИФИ, были направлены в ФИАН, где все научные работы выполняли вместе, написали две дипломные работы и бросили жребий, кому какую защищать. Также поступили и с кандидатскими диссертациями. Однако свою диссертацию Вадим не успел защитить. Он трагически погиб в горах Памира в возрасте 25 лет.

Первый раз мы попали в горы более или менее случайно в 1945 году. Невероятная красота гор, увиденная после трудной и скудной жизни мальчишек военных лет, произвела переворот в нашем мироощущении. Мы сразу решили, что горы - это наша судьба. Можно с уверенностью сказать, что с альпинизмом связаны самые яркие впечатления юности. Кроме того, в голодные студенческие годы работа инструктором, тренером в спортивных командах давала некоторое подспорье. Воспоминаний и впечатлений об этом 20-летнем периоде очень много, особенно от первых прохождений маршрутов и не покоренных никем ранее вершин, от зимних восхождений, когда все воспринимается по-новому, от общения с сильными и мужественными людьми, от ярких красок все новых горных районов. Но много и грустных, тяжелых воспоминаний о лучших друзьях, которых уже нет в живых. Гибель Вадима Михайлова, с которым мы были неразлучны в науке и в горах около 10 лет, была для меня первой трагедией в жизни. Я принимал участие в спасательных работах. Группу В.В.Михайлова нам не удалось спасти. Наша спасательная группа попала в сложные условия, и из ее состава погибло еще два альпиниста. Около года я не мог работать, возникло подавленное состояние. Позднее я все же возобновил занятия альпинизмом, однако прежнее восторженно-приподнятое состояние в горах ко мне уже не вернулось. М.А.Марков считал В.В.Михайлова одним из самых сильных своих учеников и тяжело переживал его гибель.

Физика взаимодействий фотонов с нуклонами и ядрами, физика электромагнитных взаимодействий адронов постоянно привлекали мое внимание. Будучи одним из организаторов Совета по физике электромагнитных взаимодействий в Академии наук СССР, я и по сегодняшний день являюсь председателем этого Совета. Мне довелось общаться и работать с крупнейшими специалистами в этой области, участвовать в больших международных конференциях. Если говорить в этой связи о целях и идеалах, которые у меня возникли в процессе работы, то необходимо отметить, что на меня большое впечатление произвели работы и размышления М.А.Маркова о протяженности и внутренней структуре элементарных частиц, о том, что формфакторы частиц не могут быть жесткими, а деформируемый формфактор означает локальность, точность

взаимодействия. Точечность электромагнитного взаимодействия и возможность использовать малость электромагнитной константы связи позволили нам применить квантовую теорию поля для предсказания поведения сечений фоторождения положительных, отрицательных и нейтральных π -мезонов на водороде и дейтерии.

Наши с Михайловым работы, инициированные М.А.Марковым, были первыми работами, ориентированными эксперименты в области фоторождения мезонов. С самого начала наших занятий теорией поля мы прониклись физическим смыслом наших формул, пониманием возможностей экспериментаторов "задавать вопрос Природе". Это придало ощущение цели при проведении расчетов и освоении сложных понятий квантовой теории поля. С другой стороны, стали ясны пробелы в образовании и недостаточность монографической литературы в области теории поля. В это время появились глубокие статьи и книги Н.Н.Боголюбова и его школы. Здесь прежде всего необходимо отметить работы А.А.Логанова, Л.Д.Соловьева и А.Н.Тавхелидзе по дисперсионным соотношениям, используя которые можно было придать нашим результатам по околопороговому фоторождению смысл вполне строгих соотношений. Естественные контакты как с экспериментаторами в области физики элементарных частиц и ядерной физики, так и с крупнейшими специалистами в области квантовой теории поля привели меня в 1958 году в Дубну в Лабораторию теоретической физики. К ускорительной проблематике я вернулся, став в 1968 году неожиданно для себя и для других директором ЛВЭ, ответственным за судьбу синхрофазотрона – моей "первой любви".

Таким образом, никак нельзя сказать, что я все время целеустремленно выбирал объекты своих исследований. Скорее, следует говорить о судьбе, обстоятельствах и везении.

Еще в 1963 году М.А.Марков высказал идею о том, что сумма сечений упругого и неупругого рассеяния лептонов должна вести себя как сечение рассеяния на точечном заряде. Эта идея на пять лет опередила классические эксперименты по глубоконеупругому рассеянию электронов на нуклонах. Принято считать, что именно эксперименты по глубоконеупругому рассеянию электронов на нуклонах и их последующая интерпретация впервые показали, что рассеяние на протоне ведет себя как рассеяние на точечном заряде, и положили начало пониманию кварков как реальных точечных конститuentов адронов. Своевременно опубликованная идея М.А.Маркова справедливо цитируется как исходная в известных работах Матвеева, Мурадяна и Тавхелидзе по автомодельности. Эти работы явились одними из главных стимулов для начала работ в области релятивистской ядерной физики и плана модернизации синхрофазотрона. Мне стало ясно, что автомодельность, законы подобия являются следствиями фундаментальных симметрий, а параметры подобия – это инварианты соответствующих групп. Очевидным стало также, что автомодельностью должно обладать не только сечение взаимодействия лептонов с нуклонами, что автомодельность – это общее свойство ядерной материи и оно должно проявляться при столкновении релятивистских ядер. Эта идея была сформулирована в моих работах 1971 года. Там же подчеркнуто, что главная ближайшая задача экспериментов – это, во-первых, обнаружение законов подобия столкновений релятивистских ядер и, во-вторых, изучение граничной энергии, начиная с которой устанавливается асимптотический режим автомодельности ядерных взаимодействий. В асимптотической области ядерная материя должна вести себя как сплошная среда. Эти идеи разделила сильная группа экспериментаторов во главе с В.С.Ставиным. И меньше чем через год (в конце 1971 г.) я имел возможность докладывать на сессии Американского физического общества результаты обнаружения масштабной инвариантности ядерных столкновений и кумулятивного эффекта т.е. за год до того, как на Бэватроне были получены пучки релятивистских ядер). Несколько позднее той же группой Ставина была установлена энергия релятивистских ядер, при которой начинают реализовываться указанные предельные режимы. Эта

энергия ядер 3,5-4 А·ГэВ оказалась достигнутой только на синхрофазотроне, что позволило Дубне почти 15 лет занимать монопольное положение в области релятивистской ядерной физики. Установление этой границы позволило отказаться от первоначального варианта проекта нуклотрона, рассчитанного на энергию ядер 12-15 А·ГэВ, и использовать изобретенные в ЛВЭ экономичные сверхпроводящие магниты с полем, формируемым железом. Это резко удешевило проект и сделало возможным его реализацию в условиях экономического кризиса.

В нуклотроне и программе экспериментов на нем каким-то мистическим образом объединились мои "заделы" в области ускорительной техники, ядерной физики, физики частиц и исследования в области симметричных подходов.

Попробую отвлечься от мистики и сформулировать, как же я должен отвечать на вопросы о целях и ценностях научной работы ("Что делать?"). Если вернуться к началу моих заметок, то там содержится общий ответ классиков естествознания – редукционистов: цель науки – создание картины мира исходя из минимальной системы понятий и утверждений. В идеале – построение математической модели. Физические процессы описываются в терминах наблюдаемых величин, операций, связывающих физические объекты. Сложность подлинных ситуаций требует упрощенных описаний на основе критериев справедливости моделей, охватывающих класс (абстрактных, символических) математических объектов, таких, как числа или векторы и соотношения между этими объектами.

Стандартная модель в физике элементарных частиц претендует на описание электрослабых и сильных взаимодействий и является великим достижением экспериментальной и теоретической физики второй половины XX столетия. Однако стандартная модель содержит только те определяющие аксиомы, которые касаются симметрии лагранжианов, а этого недостаточно для описания физических процессов. Необходимы дополнительные условия (гипотезы): начальные и краевые условия, предположения о константах, входящих в лагранжианы (массы, заряды и т.п.). Например, предположение о существовании ренормгруппы (это симметрия решений, а не лагранжиана!) позволило ввести бегущую константу связи и понятие асимптотической свободы, что сделало хромодинамику количественной теорией в определенной области параметров (жесткие процессы). Ядерную физику, в том числе релятивистскую ядерную физику, вывести из квантовой хромодинамики без дополнительных гипотез, нуждающихся в экспериментальной проверке, невозможно. Проверка таких гипотез достаточно общего характера не менее важна, чем проверка КХД. Например, всесторонняя проверка принципов ослабления корреляции и автомодельности представляет собой задачу первостепенной значимости.

Однако и свойства лагранжианов, и автомодельность являются следствием симметрии. Симметрию (в дословном переводе – соразмерность) древнегреческие философы рассматривали как частный случай гармонии - согласования частей в рамках целого. Современные методы системно-структурных исследований, опирающиеся на построение моделей и теорию групп, применяются теперь и к анализу произведений литературы, искусства, архитектуры и музыки. "В способности ощущать симметрию там, где ее другие не чувствуют, и состоит, по нашему мнению, вся эстетика научного и художественного творчества" (А. В. Шубников).



Среди одноклассников.
А.М.Балдин во втором ряду крайний справа (7 класс, лето 1941 г.)



Студент МИИТ (1945 г.)



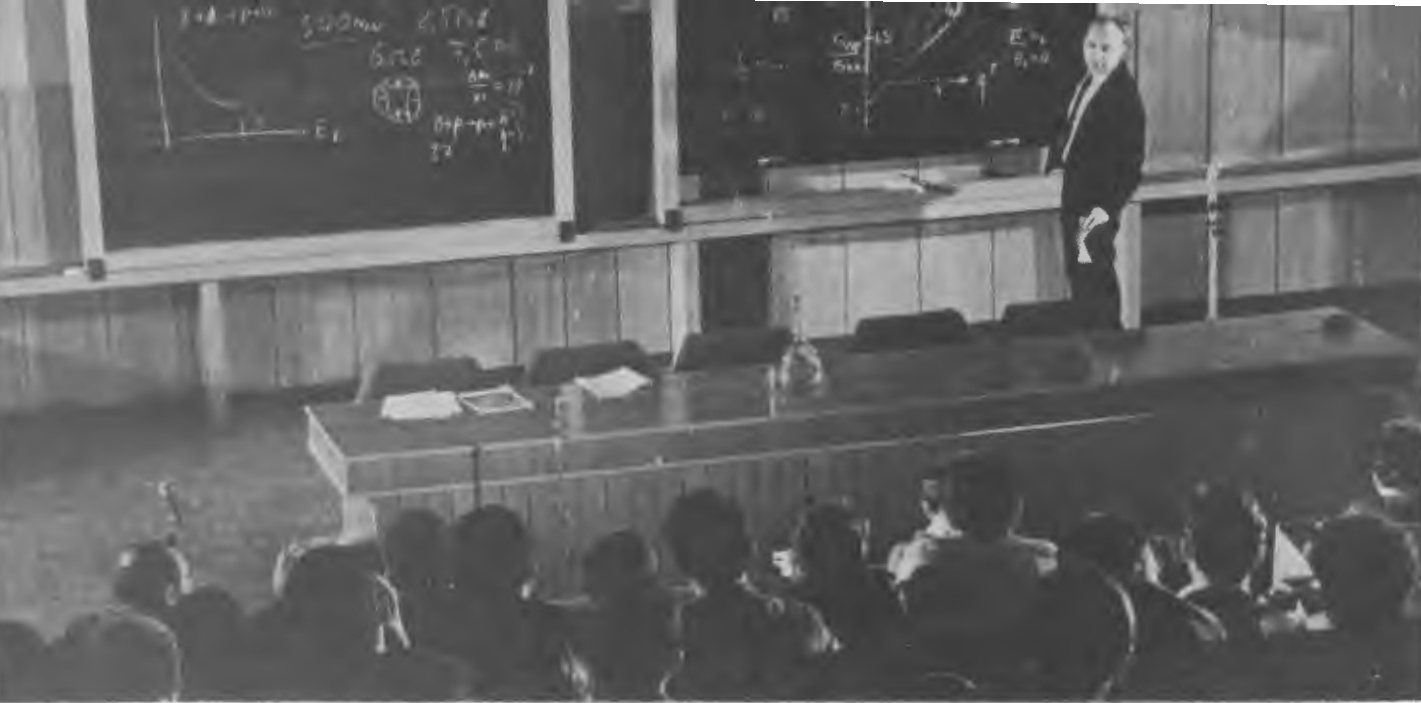
Лектор на физфаке МГУ

Вдовец (лето 1962 г.)



После спасательных
работ (Памир, 1953 г.)





Семинар в ЛТФ (1965 г.)



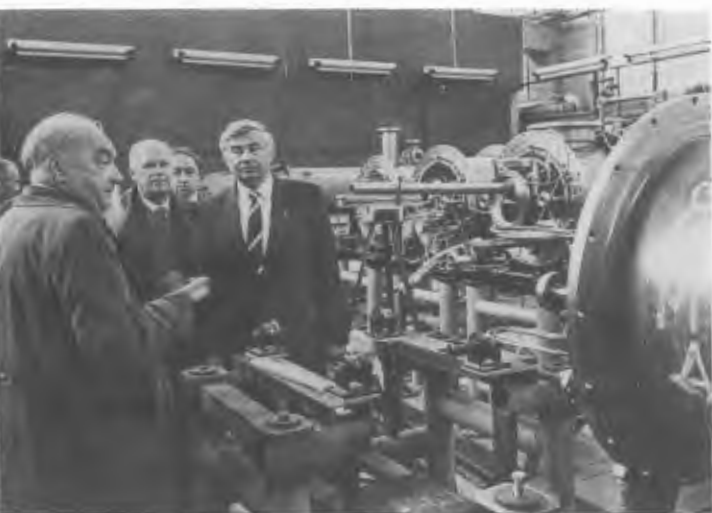
Физика высоких энергий начиналась с фоторождения мезонов. Слева направо: Харитонов (Ереван), А.С.Белоусов (ФИАН), В.Пауль (Бонн), Робинсон (США), В.Енчке (Гамбург), Беллами (Великобритания), Вокер (США), ..., Р.Вильсон (Корнелл), Г.Сальвини (Фраскати), В.Гольданский (ФИАН), Э.Амальди (ЦЕРН), А.М.Балдин (ФИАН); сидя: В.Панофски (Стэнфорд), П.А.Черенков (ФИАН)



На Ученом совете ОИЯИ



Н.Н.Боголюбов, Л.Г.Макаров, А.М.Балдин



На испытательном стенде нуклотрона. Слева направо: А.М.Балдин, А.А.Васильев, А.Н.Сисакян, Президент Академии наук СССР Г.И.Марчук



А.М.Балдин, А.Д.Коваленко, Л.Г.Макаров, В.А.Никитин

Во время Ученого совета с А.Н.Сисакяном и Н.Н.Боголюбовым



На защите диссертации с М.Ф.Лихачевым





С начальником главка Минсредмаш профессором А.А.Васильевым



С вице-президентом АН СССР А.А.Логуновым



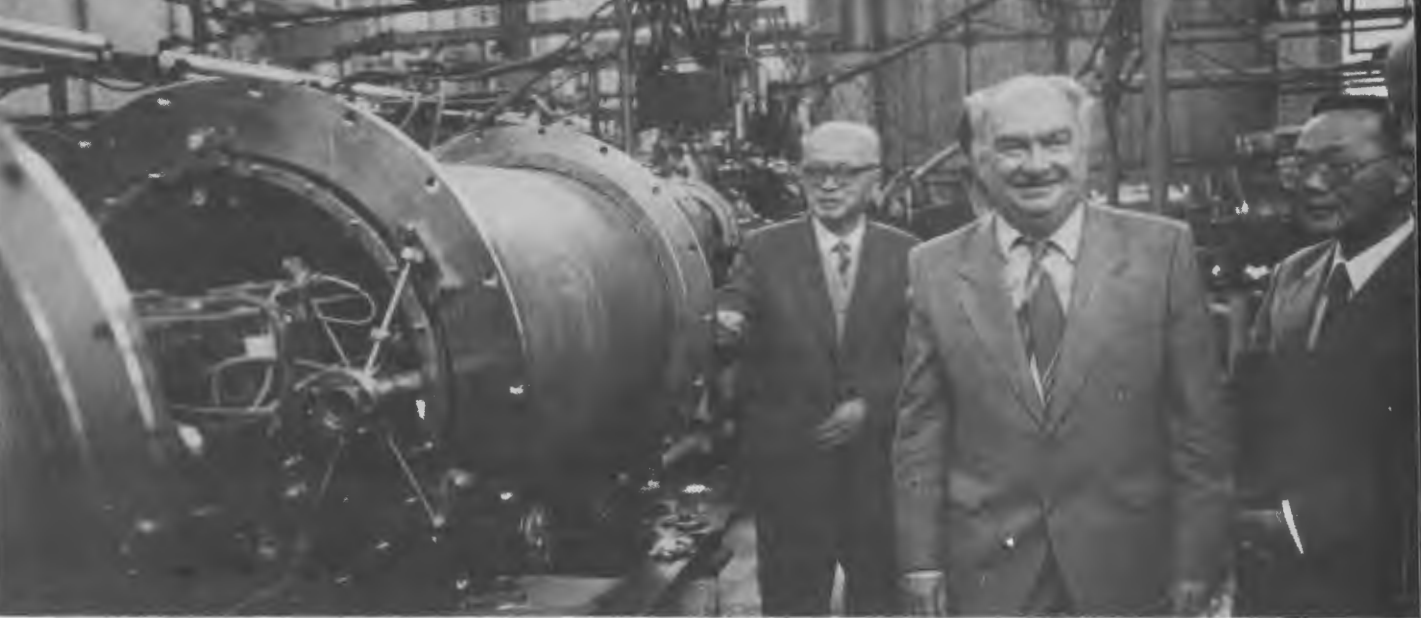
С министром науки и технической политики РФ Б.Г.Салтыковым:
«ОИЯИ выстоит!»

На международном семинаре вместе с Ю.А.Панебратцевым, В.С.Ставинским, А.В.Ефремовым (1984 г.)



Визит генерального директора ЦЕРН Дж.Адамса и Дж.Фидекаро





Визит китайской делегации во главе с профессором Ван Ган Чаном (1989 г.)



Справа налево: А.М.Балдин, П.С.Исаев, Н.П.Зотов, Г.И.Лыкасов, Л.Л.Франкфурт, П.С.Баранов, Л.И.Лapidус, И.Тучек

С Э.Н.Цыгановым



С вице-директором ОИЯИ М.Гмитро





С Уго Амальди



А.М.Балдин, П.Спилантини и В.Г.Кадышевский



На международном семинаре
с П.А.Черенковым (1984 г.)



С А.А.Смирновым и И.Б.Иссинским на пульте синхрофазотрона



С Ю.Ц.Оганесяном и А.В.Ефремовым
С директором ИЯИ РАН
В.А.Матвеевым

Р.Вильсон и А.А.Кузнецов в гостях у А.М.Балдина





С Ю.М.Широковым и И.М.Франком (начало 80-х)



С М.А.Марковым и Б.Понтекорво



С академиками Д.В.Ширковым и А.Н.Тавхелидзе



Вместе с заместителями директора ЛВЭ И.Н.Семенюшкиным и А.А.Кузнецовым



Н.Е.Тюрин (ИФВЭ), А.М.Балдин, Н.Н.Боголюбов, В.Л.Аксенов

С неизменным переводчиком (1988 г.)



На симпозиуме LHC (июль 1995 г.)





Март 1992 г.



АКАДЕМИИ НАУК СОЮЗА СОВЕТСКИХ СОЦИАЛИСТИЧЕСКИХ РЕСПУБЛИК

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМЕНИ П.Н. ЛЕБЕДЕВА

ЭТАЛОННАЯ ЛАБОРАТОРИЯ

" УТВЕРЖДАЮ "

Директор физического
Института им. П.Н. Лебедева
Академии Наук СССР
академик

С. М. Вавилов / С. М. Вавилов /

" 5 " *февраля* 1951 г.

~~_____~~
~~_____~~

Лкз. 124

Вх. № 745 от 24/1255

О Б Ъ Е К Т " К М "

Т Е Х Н И Ч Е С К И Й П Р О Е К Т

Т О М П

Ф И З И Ч Е С К О Е О Б О С Н О В А Н И Е

Ч А С Т Ъ П Е Р В А Я

Научный руководитель объекта
Член-корреспондент АН СССР

В. К. Воксфорд / В. К. Воксфорд /

Главный инженер Эталонной лаборатории
Физического Института АН СССР

К. М. Блинов / К. М. Блинов /

г о р . М О С К В А

1 9 5 0 г о д

РУКОВОДИТЕЛИ РАБОТЫ

Член-корреспондент АН СССР	В. И. ВЕКСЛЕР
Действительный член АН УССР	А. Н. КОМАР
Доктор физико-математ. наук	М. А. МАРКОВ
Доктор физико-математ. наук	В. А. ПЕТУХОВ
Кандидат физико-матем. наук	М. С. РАБИНОВИЧ
Кандидат физико-матем. наук	А. А. КОЛОМЕНСКИЙ
Главный инженер лаборатории	К. И. БЛИНОВ

ИСПОЛНИТЕЛИ

Кандидат физико-матем. наук	М. С. РАБИНОВИЧ
Кандидат физико-матем. наук	А. А. КОЛОМЕНСКИЙ
Кандидат физико-матем. наук	Л. Л. САБСОВИЧ
Научный сотрудник	А. М. БАЛДИН
Научный сотрудник	В. В. МИХАЙЛОВ

МЕТОД ОГИБАЮЩИХ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОБОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ В УСКОРИТЕЛЯХ¹

А. М. Балдин, В. В. Михайлов, М. С. Рабинович

Приводится вывод уравнения свободных колебаний в ускорителях для произвольного магнитного поля, обладающего плоскостью симметрии. Для решения основных задач теории свободных колебаний, возникающих при расчете ускорителей, разработан метод огибающих, состоящий в том, что вместо изучения отдельных орбит рассматривается огибающая траектории частиц за большее число оборотов. Применение этого метода иллюстрируется на примере ускорителей с разрезным магнитом и сильнофокусирующих ускорителей.

1. Введение

Свободными колебаниями в циклических ускорителях называют смещение частицы около некоторого среднего положения. Это среднее положение частицы обычно принято называть мгновенной орбитой. Термин «свободные» означает, что эти колебания не связаны непосредственно с процессом ускорения. Можно поэтому рассматривать свободные колебания в постоянном магнитном поле и при постоянной энергии частицы.

Независимость свободных колебаний от процесса ускорения была доказана в первых же работах по теории современных циклических ускорителей. Было показано, что при росте напряженности магнитного поля H (без изменения конфигурации) амплитуда колебаний затухает пропорционально $H^{-1/2}$.

Разделение движения частицы на движение по мгновенной орбите и на свободные колебания возможно однозначно при отсутствии так называемых резонансов. При резонансах частота свободных колебаний находится в целочисленном соотношении с частотой обращения, поэтому орбита частицы всегда замкнута. В этом случае при большом числе оборотов траектория частицы не занимает некоторой площади, которая в дальнейшем будет предметом исследования, а занимает только линию. Практически из-за наличия всякого рода возмущений в магнитном поле процесс ускорения при резонансе не может происходить, так как амплитуды свободных колебаний сильно возрастают. В дальнейшем резонансный случай мы исключим из нашего рассмотрения.

Свободные колебания возникают в процессе инжекции частиц, а также при рассеянии частиц на остаточном газе в камере ускорителя. Одной из труднейших задач при сооружении современных кольцевых ускорителей (синхротрона, синхрофазотрона) является задача обеспечения эффективной инжекции частиц, т. е. впуск частиц в камеру без соударения с инжектором (инфлекторными пластинами) и стенками вакуумной камеры.

По сути дела успешность инжекции определяет интенсивность ускоренного пучка, так как потери частиц в процессе ускорения обычно малы. Геометрические размеры зазора магнита ускорителя определяют все остальные геометрические размеры и стоимость ускорителя. Выбор указанных размеров определяется в значительной степени необходимостью обеспечить условия для эффективной инжекции.

В последние годы разработан ряд проектов ускорителей с сильной фокусировкой. Представляет интерес оценка эффективности тех или других

¹ Настоящая статья написана на основании ряда работ [1-5], выполненных в 1950—1953 гг.

вариантов сильнофокусирующих ускорителей. Одним из критериев сравнения можно считать характер свободных колебаний; как известно, другим критерием являются допуски на точность изготовления магнита и на конфигурацию магнитного поля.

Разработанная нами теория огибающих позволяет с единой точки зрения подойти к описанию влияния свободных колебаний на процесс инжекции и ускорения в циклических ускорителях любого типа.

2. Уравнение свободных колебаний

Мы рассмотрим свободные колебания в произвольном магнитном поле H , обладающем плоскостью симметрии.

Движение частицы в магнитном поле описывается релятивистским уравнением

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) = \frac{e}{c} [vH]. \quad (1)$$

Если H не зависит от времени (что можно всегда считать при рассмотрен свободных колебаний), то $|v| = \text{const}$. В дальнейшем мы будем писать скорость в виде $v = v\mathbf{n}$, где \mathbf{n} — единичный вектор. Заменяя дифференцирование по времени t дифференцированием по длине σ , отсчитываемой вдоль траектории, получим

$$\frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{dn}{d\sigma} = \frac{e}{c} [nH]. \quad (2)$$

В дальнейшем предположим, что силовые линии пересекают некоторую плоскость под постоянным углом. Если нижний и верхний полюсы магнита являются зеркальным отображением друг друга, то такой плоскостью является средняя магнитная плоскость. Из всех возможных орбит мы выделим замкнутую (в остальном весьма произвольную) орбиту, лежащую в указанной плоскости, и будем называть ее равновесной. Возможна, конечно, и более общая постановка задачи о произвольной пространственной равновесной орбите, но для целей ускорительной техники указанное упрощение вполне достаточно. В этом случае уравнение (2) совсем упрощается:

$$RH = \text{const}, \quad (3)$$

где R — радиус кривизны траектории в данной точке, а H — магнитное поле в этой точке. Радиус кривизны и магнитное поле в каждой точке равновесной орбиты мы будем обозначать нулевым индексом.

Для рассмотрения отклонений частицы от равновесной орбиты введены криволинейные и, вообще говоря, неортогональные координаты: σ — длина отсчитывается вдоль равновесной траектории, ρ — расстояние по нормали к этой траектории. Радиус кривизны в этих координатах записывается следующим образом:

$$\frac{1}{R} = \left[-\rho'' \left(1 + \frac{\rho}{R_0} \right) + 2\rho'^2 \frac{1}{R_0} - \rho'R_0' \frac{\rho}{R_0^2} + \frac{1}{R_0} \left(1 + \frac{\rho}{R_0} \right)^2 \right] \left[\left(1 + \frac{\rho}{R_0} \right)^2 + \rho'^2 \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

где штрихи означают дифференцирование по σ .

Поскольку отклонения частиц от равновесной орбиты малы, мы можем уравнение (4), а также зависимость напряженности магнитного поля $H(\sigma, \rho)$ от ρ записать в линейном приближении

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_0} - \rho'' - \frac{\rho}{R_0}; \quad H(\sigma, \rho) = H(\sigma, 0) + \frac{\partial H}{\partial \rho} \rho. \quad (5)$$

После подстановки (5) уравнение (3) примет вид

$$\frac{1}{R_0} - \rho'' - \frac{\rho}{R_0} = \text{const} \left[H(\sigma, 0) + \frac{\partial H}{\partial \rho} \rho \right].$$

Согласно определению для равновесной орбиты справедливо равенство $1/R_0(\sigma) = \text{const } H(\sigma, 0)$, поэтому окончательно уравнение свободных колебаний примет следующий простой вид:

$$\rho'' + q(\sigma)\rho = 0, \quad q(\sigma) = R_0^{-2}(\sigma)[1 - n(\sigma)], \quad (6)$$

$n(\sigma)$ — показатель магнитного поля

$$n(\sigma) = -(R_0(\sigma)/H(\sigma, 0))(\partial H(\sigma, \rho)/\partial \rho)_{\rho=0}. \quad (7)$$

3. Решение уравнения свободных колебаний

Функция $q(\sigma)$ является периодической функцией от σ . В слабофокусирующих ускорителях период функции равен периметру Π орбиты $q(\sigma + \Pi) = q(\sigma)$. В сильнофокусирующих ускорителях, а также в ускорителях с разрезным магнитом, период функции $q(\sigma)$ равен $\Pi/N = L$, где N — число элементов периодичности системы. К уравнению (6) можно применить общую теорию уравнений с периодическими коэффициентами.

Решение уравнения (6) внутри области устойчивости запишем в следующем виде:

$$\rho(\sigma) = \text{Re } De^{i\mu\sigma/L} \varphi(\sigma), \quad (8)$$

где $\varphi(\sigma)$ — периодическая функция от σ с периодом L .

Коэффициент μ — характеристический показатель, $\varphi(\sigma)$ — комплексная функция Флоке могут быть найдены для каждого конкретного случая аналитическим методом или численным интегрированием по одному из участков² длиной L . Мы примем далее, что вронскиан комплексных решений уравнения (6):

$$\Psi = e^{i\mu\sigma/L} \varphi(\sigma) \text{ и } \Psi^* = e^{-i\mu\sigma/L} \varphi^*(\sigma) \text{ равен } -2i.$$

Решение уравнения (8) можно также записать в другом более удобном виде:

$$\rho(\sigma) = F(\sigma) \cos[\mu\sigma/L + \alpha(\sigma)], \quad (9)$$

$$F(\sigma) = |D\varphi(\sigma)|; \quad \alpha(\sigma) = \arg(D\varphi(\sigma)). \quad (10)$$

Очевидно, что $F(\sigma)$ и $\alpha(\sigma)$ — периодические функции с периодом L .

Таким образом свободные колебания можно всегда представить как синусоидальные с переменной амплитудой $F(\sigma)$, фазой $\alpha(\sigma)$ и частотой μ/L . Однако такое толкование ничего нового не дает, так как в большинстве случаев частота изменений $F(\sigma)$ и $\alpha(\sigma)$ больше или того же порядка, что μ/L . Поэтому не имеет смысла говорить о свободных колебаниях как о модулированных гармонических, как делали некоторые авторы [6].

В теории ускорителей при исследовании свободных колебаний рассматривают две задачи: а) о соударении частиц с инжекторными пластинами и б) о соударении частиц со стенками вакуумной камеры.

Рассмотрим частицу, выпущенную из инжектора под углом γ к мгновенной орбите и на расстояние ρ_0 от нее. Если на азимуте инжектора σ_i отклонение ρ на последующих оборотах будет больше $\rho_0 - \Delta$, то частица соударится с пластинами инжектора. Здесь Δ — расстояние от места вылета частицы до передней пластины инжектора (рис. 1).

Для решения сформулированных задач нам полезно знать отклонения частицы только на вполне определенном азимуте σ , в частности на азимуте инжектора. Очевидно, что координаты σ и $\sigma + \Pi k$ соответствуют одному и тому же азимуту (Π — периметр орбиты, k — целое число). В этом случае (9) можно переписать

$$\rho(\sigma) = F(\sigma) \cos(\mu N k + \alpha(\sigma)). \quad (11)$$

² Например, если положить $\Psi(0) = 1 + i \cdot 0$, то $\cos \mu = \text{Re } \Psi(L)$.

Здесь σ — постоянное число, а k можно рассматривать как число оборотов, совершенных частицей, $\rho(\sigma)$ — положение частицы на азимуте σ после k -го оборота. Если бы k было непрерывной переменной, то мы могли сказать, что колебания частиц на данном азимуте всегда являются гармоническими с постоянной амплитудой. При переходе от одного азимута к другому меняется лишь амплитуда и фаза колебаний. Здесь напрашивается аналогия

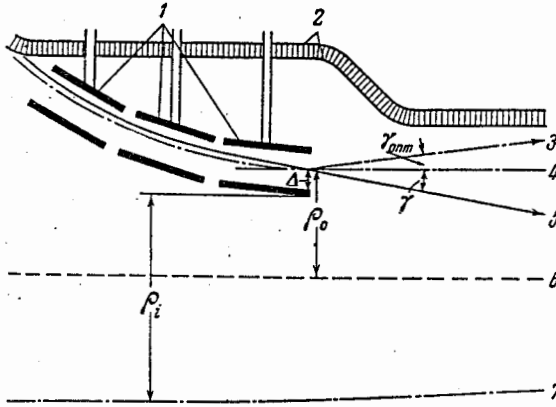


Рис. 1. Схема выпуска частиц в ускоритель. 1 — инжекционные пластинки, 2 — стенки камеры, 3 — оптимальное направление, 4 — направление касательной к мгновенной орбите, 5 — направление частицы, 6 — мгновенная равновесная орбита, 7 — средняя орбита в камере

состоящей волной, хотя в нашем случае меняется в пространстве не только амплитуда, но также и фаза колебаний.

На самом деле k может принимать лишь целые значения. Если бы, например, N_0 равнялось $2\pi l/g$, где l, g — простые целые числа, то отклонение ρ принимало бы на каждом азимуте g значений. Практически g должно быть достаточно велико, чтобы не возникли опасные резонансы, поэтому мы можем считать, что на любом азимуте ρ принимает практически любое значение от $-F(\sigma)$ до $+F(\sigma)$.

Выше мы считали $F(\sigma)$ амплитудой квазигармонических колебаний на азимуте σ . Можно также кривую $\rho = \pm F(\sigma)$ рассматривать как огибающую траектории частицы. Действительно, если $\rho(\sigma) = F(\sigma)$, то согласно (9) $d\rho/d\sigma = dF/d\sigma$, т. е. касательные к траектории частицы (9) и к кривой $\rho = F(\sigma)$ совпадают на азимутах, где ρ максимально. В дальнейшем кривые $\rho = \pm F(\sigma)$ будем называть огибающими.

Траектория частиц заключена между кривыми $\rho = \pm F(\sigma)$ и в практически интересных случаях за большое число оборотов занимает всю область между огибающими. Найти огибающую значительно проще, чем вычислять траекторию частиц. В то же время все основные вопросы теории ускорителей, связанные со свободными колебаниями, могут быть решены, если известна только огибающая.

4. Огибающая

Найдем выражение для квадрата модуля функции $F(\sigma)$ в зависимости от начальных условий:

$$\sigma = \sigma_i; \quad \rho(\sigma_i) = \rho_0; \quad (d\rho/d\sigma)_{\sigma_i} = \gamma; \quad k = 0,$$

где σ_i — азимут инжектора, ρ_0 — начальное отклонение частицы от орбиты, γ — угол между направлением вылета частицы и касательной к мгновенной орбите (см. рис. 1). Подставляя начальные условия в (8), найдем константу D

$$D^* = i[\gamma\Psi'(\sigma_i) - \rho_0\Psi''(\sigma_i)]. \quad (12)$$

Здесь штрих означает производную по σ , а звездочка комплексно-сопряженную величину:

$$F^2(\sigma) = DD^*\varphi(\sigma)\varphi^*(\sigma) = DD^*\Phi(\sigma), \quad (13)$$

где $\Phi(\sigma)$ — квадрат модуля функции Флоке.

Подставляя (12) в (13) и производя упрощения, получим

$$F^2(\sigma) = \frac{\Phi(\sigma)}{\Phi(\sigma_i)} \left[\rho_0^2 + \Phi^2(\sigma_i) \left(\gamma - \frac{\rho_0 \Phi'(\sigma_i)}{2\Phi(\sigma_i)} \right)^2 \right]. \quad (14)$$

В обычном ускорителе со слабой фокусировкой $\Phi(\sigma)$ равняется постоянной величине $R_0 / \sqrt{1-n}$, где R_0 — радиус круговой орбиты, а n — показатель магнитного поля. В этом случае

$$F^2(\sigma) = \rho_0^2 + \frac{R_0^2 \gamma^2}{1-n}. \quad (15)$$

Если нас интересует соударение с пластинами инжектора, то существенно знать, насколько $F(\sigma)$ превышает ρ_0 при заданном угле отклонения γ ; чем меньше это превышение, тем менее вероятно соударение частиц с инжектором. Таким образом чем меньше $\Phi(\sigma_i)$, тем больше отклонения от оптимального угла (для (15) от $\gamma = 0$) допустимы; чем сильнее фокусировка, тем меньше $\Phi(\sigma)$.

Функция $\Phi(\sigma)$ имеет размерность длины, поэтому максимум $\Phi(\sigma)$ можно назвать эффективным радиусом ускорителя

$$\max \Phi(\sigma) = R_{эфф}. \quad (16)$$

Как известно, размеры зазора определяют вес магнита, что для ускорителей на сверхбольшую энергию имеет существенное значение. При сравнении ускорителей разного типа отношение линейных размеров зазора магнита к $R_{эфф}$ является параметром, характеризующим максимальное значение фокусирующих сил и требуемую точность впуска частиц в камеру ускорителя, в то же время отношение этих величин к радиусу кривизны R не имеет физического смысла.

Минимальное значение амплитуды колебаний на азимуте инжектора равно ρ_0 , когда частица выпущена под оптимальным углом

$$\gamma = \gamma_{опт} = (\rho_0 / 2) (d \ln \Phi(\sigma) / d\sigma)_{\sigma_i}. \quad (17)$$

Направление оптимального впуска частиц в камеру ускорителя совпадает с направлением касательной к огибающей. Существенно, что оптимальный угол впуска зависит от ρ_0 . При инжекции в синхрофазотроны обычно ρ_0 меняется от нуля до максимального значения, поэтому меняется и оптимальный угол. Если угловая ширина впускаемого пучка меньше $\gamma_{опт}$, то число частиц, захватываемых в режим ускорения, резко уменьшится. Правда, можно найти на орбите азимут, на котором $\Phi'(\sigma_i) = 0$, но не всегда удобно по конструктивным соображениям помещать в этом месте инжекторные пластины.

При решении задач о соударении со стенками камеры нам необходимо исследовать функцию $f(\sigma) = \Phi(\sigma) / \Phi(\sigma_i)$, характеризующую отношение амплитуд колебаний на произвольном азимуте (σ) и на азимуте инжектора. Как это практически делается, будет показано в разделах 5 и 6.

До сих пор мы рассматривали для определенности радиальные колебания частиц. Вертикальные колебания рассматриваются аналогично. Необходимо лишь учесть, что величина $q(\sigma)$ для них имеет другое значение

$$q(\sigma) = n(\sigma) R_0^{-2}(\sigma). \quad (18)$$

5. Ускоритель с разрезным магнитом

Синхрофазотроны со слабой фокусировкой обычно строятся с четырьмя прямолинейными промежутками. Например, в синхрофазотроне Академии наук СССР на 10 000 MeV имеется 4 восьмиметровых промежутка. Средний радиус четырех секторов равен 28 м. В первом приближении можно считать для уравнения (6)

$$q(\sigma) = \begin{cases} 0 & \text{— в прямолинейных промежутках длиной } l, \\ x^2 = (-n) / R_0^2 & \text{— в магнитных секторах длиной } \gamma. \end{cases}$$

Для нахождения огибающей достаточно знать решение на одном элементе периодичности длиной L

$$\Psi(\sigma) = \begin{cases} D(\sin \kappa \sigma + d \cos \kappa \sigma) & \text{— в секторах,} \\ D(e^{i\mu} \kappa \sigma + s + dc_i) & \text{— в прямолинейных промежутках.} \end{cases}$$

Здесь приняты следующие сокращения:

$$s = \sin \kappa v; \quad c = \cos \kappa v; \quad d = (c - e^{i\mu})/s; \quad (19)$$

$$\cos \mu = c - \kappa l s / 2.$$

В соответствующих формулах отсчет длины σ проводится от начала сектора и от начала прямолинейного промежутка.

Как уже упоминалось, константу D нужно выбрать³ таким образом, чтобы вронскиан функций Ψ и Ψ^* равнялся $-2i$, поэтому потребуем, чтобы

$$DD^* = s / \kappa \sin \mu. \quad (20)$$

Отсюда легко найти выражение для огибающей

$$\Phi(\sigma) = \begin{cases} [s + \kappa l \cos \kappa \sigma \cdot \cos \kappa (v - \sigma)] / \kappa \sin \mu & \text{— для секторов,} \\ [s + \kappa l c + s \kappa^2 (\sigma - l) \sigma] / \kappa \sin \mu & \text{— для промежутков.} \end{cases} \quad (21)$$

Огибающая для данных синхрофазотрона Академии наук СССР изображена на рис. 2. Функция $\Phi(\sigma)$ максимальна в середине секторов и минимальна в середине прямолинейных промежутков. Из (21) легко найти оптимальный угол вылета

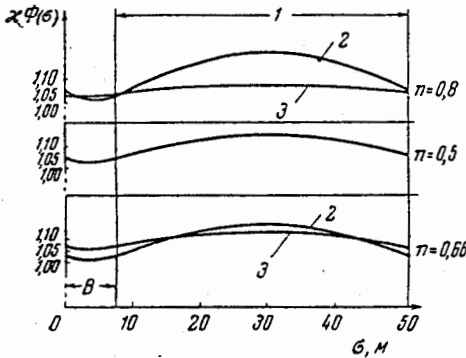


Рис. 2

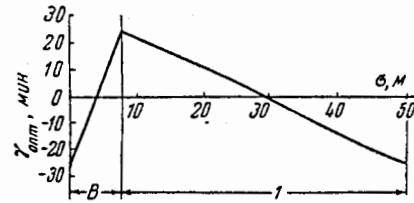


Рис. 3

Рис. 2. Модуль функции Флоке уравнения свободных (вертикальных и радиальных) колебаний для данных синхрофазотрона АН СССР. 1 — круговой сектор, 2 — вертикальные колебания, 3 — радиальные колебания, прямолинейный промежуток

Рис. 3. Оптимальный угол $\gamma_{\text{опт}}$ для данных синхрофазотрона АН СССР. $\rho_0/R = 1/56$; $l/R = 2/7$; 1 — круговой сектор, B — прямолинейный промежуток

частиц из камеры ускорителя. Для параметров советского синхрофазотрона $\gamma_{\text{опт}}$ изображено на рис. 3.

При небольших длинах прямолинейных промежутков $\kappa \Phi(\sigma)$, конечно, не очень сильно отличается от 1, но это отличие уже сказывается при расчете интенсивности пучка^[3] и рассеянии на остаточном газе. Гораздо большую роль огибающие играют при расчете сильнофокусирующих ускорителей.

6. Ускорители с сильной фокусировкой

В качестве примера рассмотрим обычный тип сильнофокусирующего ускорителя. Для упрощения формул рассмотрим ускоритель без прямолинейных промежутков. Конечно, развитая здесь общая теория может быть применена к любому типу ускорителей с постоянным или переменным магнитным полем.

³ Если $D = 1/d$, то $\Psi(0) = 1$ и $\text{Re } \Psi(L) = \cos \mu$ (см. примечание на стр. 995).

Пусть ускоритель состоит из $2N$ магнитов с одинаковым размером ν по дуге радиуса R_0 , причем в четных секторах показатель магнитного поля $n_1 < 0$, а в нечетных секторах $n_2 > 0$. На границе секторов n скачком изменяется от n_1 до n_2 . Если мы не рассчитываем конкретный ускоритель, а интересуемся особенностью движения, то это допущение не является существенным. Не представляет труда учесть прямолинейные промежутки, а также переходную область между n_1 и n_2 . В нашем случае

$$q(\sigma) = \begin{cases} \kappa_1^2 = (1 - n_1) / R_0^2 & \text{— для четных секторов,} \\ -\kappa_2^2 = (n_2 - 1) / R_0^2 & \text{— для нечетных секторов.} \end{cases}$$

Решая уравнение (1) сшиванием, найдем комплексные решения на одном элементе периодичности длиной $L = 2\nu$:

$$\Psi(\sigma) = \sqrt{\frac{2}{\kappa_1(f-f^*)}} \begin{cases} \sin \kappa_1 \sigma + f \cos \kappa_1 \sigma & \text{— для четных секторов,} \\ p(c - fs) \operatorname{sh} \kappa_2(\sigma - \nu) + (s + fc) \operatorname{ch} \kappa_2(\sigma - \nu) & \text{— для нечетных секторов.} \end{cases}$$

Рсчет длины ведется от начала фокусирующего сектора. Здесь приняты следующие обозначения:

$$\rho = \kappa_1 / \kappa_2; \quad s_1 = \sin \kappa_1 \nu; \quad c_1 = \cos \kappa_1 \nu; \quad c_2 = \operatorname{ch} \kappa_2 \nu; \quad s_2 = \operatorname{sh} \kappa_2 \nu,$$

а функция f равна

$$f = f_1 - f_2 e^{i\mu}, \quad f_1 = (s_1 s_2 + \rho c_1 c_2) / (\rho s_1 c_2 - c_1 s_2); \quad f_2 = \rho / (\rho s_1 c_2 - c_1 s_2).$$

Легко убедиться, что $\Psi(\sigma)$ удовлетворяет всем сформулированным выше условиям и уравнению (1), если

$$\cos \mu = c_1 c_2 + (1 - \rho^2) s_1 s_2 / 2\rho.$$

Выражение для функции $\Phi(\sigma)$ найдем сначала в фокусирующем (четном) секторе

$$\Phi_1(\sigma) = \Phi(0) + [(1 + \rho^2) s_2 / 2\kappa_1 \rho \sin \mu] [\cos \kappa_1(\nu - 2\sigma) - c_1], \quad (22)$$

$$\Phi(0) = (s_1 c_2 + \rho c_1 s_2) / \kappa_1 \sin \mu. \quad (23)$$

Функция $\Phi_1(\sigma)$ максимальна в середине фокусирующего сектора

$$\Phi_1(\nu/2) = \Phi(0) + (1 - c_1)(1 + \rho^2) s_2 / 2\kappa_1 \rho \sin \mu. \quad (24)$$

Обратим внимание на симметрию функции $\Phi(\sigma)$ относительно точки $\sigma = \nu/2$. Рассмотрим $\Phi(\sigma)$ в дефокусирующем секторе

$$\Phi_2(\sigma) = \Phi(0) - [s_1(1 + \rho^2) / 2\kappa_1 \sin \mu] [c_2 - \operatorname{ch} \kappa_2(3\nu - 2\sigma)]. \quad (25)$$

Как видно из этой формулы, $\Phi_2(\sigma)$ минимальна в середине дефокусирующего сектора.

График безразмерной функции $\Phi(\sigma)/\nu$ в зависимости от $\kappa\sigma$ изображен на рис. 4, для случая, когда $n_1 + n_2 = 0$ и $\kappa\nu = 1,5$. При данных пара-

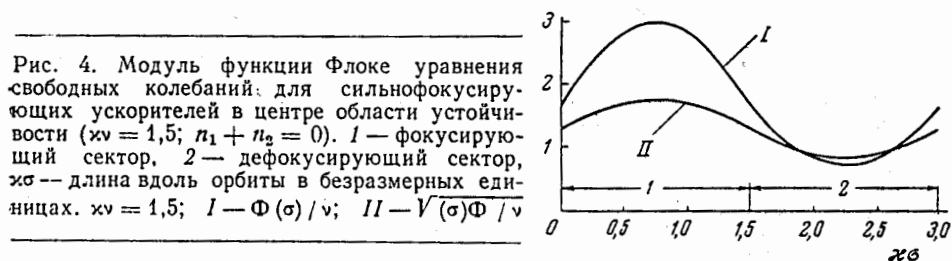
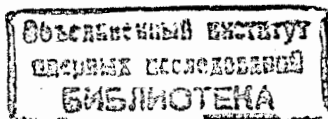


Рис. 4. Модуль функции Флоке уравнения свободных колебаний для сильнофокусирующих ускорителей в центре области устойчивости ($\kappa\nu = 1,5; n_1 + n_2 = 0$). I — фокусирующий сектор, 2 — дефокусирующий сектор, $\kappa\sigma$ — длина вдоль орбиты в безразмерных единицах. $\kappa\nu = 1,5; I - \Phi(\sigma)/\nu; II - \sqrt{(\sigma)}\Phi/\nu$

метрах устойчивость движения максимальна. По оси абсцисс рис. 4 отложена не длина σ , а безразмерная величина $\kappa\sigma$. Выбор такого масштаба позволяет использовать приведенные графики для разных величин κ .

Для того чтобы получить представление о функции $\Phi(\sigma)$ не только в центре области устойчивости, но и при других значениях $\kappa\nu$, на рис. 5



изображена зависимость функции $\Phi(\sigma)/\nu$ от величины $\kappa^2\nu^2$ для трех азимутов: в середине фокусирующего сектора — функция $\Phi_1(\nu/2)/\nu$; в середине дефокусирующего сектора — функция $\Phi_2(3\nu/2)/\nu$ и на стыке двух секторов — функция $\Phi(0)/\nu$. Как видно на рис. 5, устойчивость в

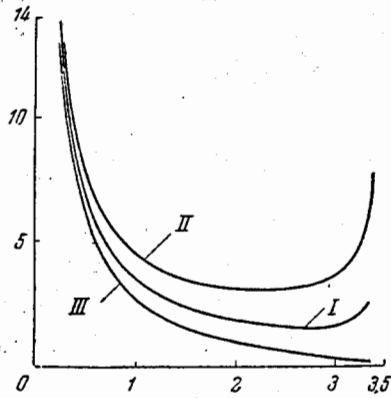


Рис. 5

широких пределах измерения $\kappa\nu$ остается практически постоянной. Как известно, жесткий допуск на величину $\kappa\nu$ определяется не проблемой устойчивости в заданном магнитном поле,

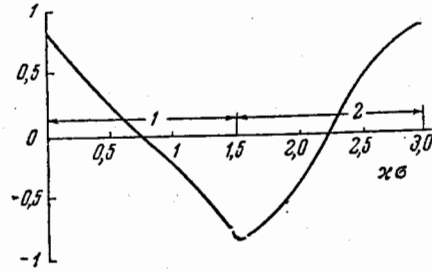


Рис. 6

Рис. 5. Значения модуля функции Флоке в центрах фокусирующих и дефокусирующих секторов $\Phi_1(\nu/2)$ и $\Phi_2(3\nu/2)$ и между секторами $\Phi(0)$ в зависимости от значения параметра сильно фокусирующего ускорителя $\kappa^2\nu^2$ ($n_1 + n_2 = 0$). По оси ординат отложено: I — $\Phi(0)/\nu$; II — $\Phi_1(\nu/2)/\nu$; III — $\Phi_2(3\nu/2)/\nu$. По оси абсцисс $\kappa^2\nu^2$

Рис. 6. Зависимость оптимального угла от азимута в сильнофокусирующих ускорителях в центре области устойчивости ($\kappa\nu = 1,5$; $n_1 + n_2 = 0$). 1 — фокусирующий сектор, 2 — дефокусирующий сектор, $\kappa\sigma$ — длина вдоль орбиты в безразмерных единицах. Сплошная кривая — $(R/\kappa\nu) d \ln \Phi(\sigma) / d\sigma = (2R/\kappa\nu\rho_0) \gamma_{\text{опт}}$

а наличием большого числа резонансов с искажениями магнитного поля. Выше мы ввели эффективный радиус. Очевидно, что для сильнофокусирующего ускорителя

$$R_{\text{эфф}} = \Phi_1(\nu/2).$$

Например, если $n_1 + n_2 = 0$, то

$$R_{\text{эфф}} = \nu 2\sqrt{3} \left(1 + \frac{\kappa^2\nu^2}{4} - \frac{\kappa^4\nu^4}{80} + \dots \right) / \kappa^2\nu^2 \sqrt{1 - \kappa^4\nu^4/12 + \dots} \quad (26)$$

Минимальное значение функции $\Phi_1(\nu/2)/\nu$ (в зависимости от $\kappa\nu$) можно найти из рис. 5 или по формуле (26). Оно равно 3,026 (при $\kappa\nu \approx 1,5$).

Таким образом оптимальное значение $R_{\text{эфф}}^{\text{опт}}$

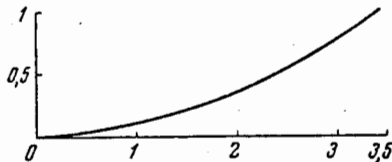


Рис. 7

Рис. 7. Зависимость оптимального угла при положении инжектора между секторами от значения параметра ускорителя $\kappa^2\nu^2$ ($n_1 + n_2 = 0$). По оси ординат отложено: $(2R/\kappa\nu\rho_0) \gamma_{\text{опт}}$, по оси абсцисс $\kappa^2\nu^2$

$$R_{\text{эфф}}^{\text{опт}} \approx 3\nu = 3R_0\delta, \quad (27)$$

где δ — угловой размер одного сектора.

Два рисунка (6 и 7) построены по аналогии с рис. 4 и 5 для логарифмической производной функции $\Phi(\sigma)$, которая пропорциональна $\gamma_{\text{опт}}$ — оптимальному углу вылета частицы из инжектора.

На рис. 6 изображен график функции

$$(R/\kappa\nu) d \ln \Phi(\sigma) / d\sigma = 2R\gamma_{\text{опт}} / \kappa\nu\rho_0$$

при $\kappa\nu = 1,5$ в зависимости от $\kappa\sigma$. (Здесь ρ_0 — расстояние от инжектора до мгновенной орбиты.)

На рис. 7 та же функция изображена в зависимости от $x^2 v^2$ при фиксированном значении $x\sigma$ (на стыке фокусирующих и дефокусирующих секторов, где $\gamma_{\text{опт}}$ принимает максимальное значение). В центре области устойчивости $\gamma_{\text{опт}} \approx 0,6\rho_0 / R$. Изменение во времени (вместе с изменением ρ_0) оптимального угла приводит к дополнительным трудностям при длительной инжекции в сильнофокусирующих ускорителях.

Развитая выше общая теория и рассмотренные примеры показывают, что метод огибающих наиболее адекватен задачам, возникающим при расчете и проектировании разного типа ускорителей. При помощи этого метода можно легко сравнить фокусировку в различных типах ускорителей и решить задачи, связанные с обеспечением наиболее эффективной инжекции.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 июля 1946 г.

Литература

- [1] А. М. Балдин, В. В. Михайлов, М. С. Рабинович. Исследование движения частиц в синхрофазотроне с прямолинейными промежутками. Отчет, ФИАН, 1949 г.— [2] А. М. Балдин, В. В. Михайлов, М. С. Рабинович. К теории свободных колебаний, Отчет, ФИАН, 1950 г.— [3] М. С. Рабинович. Основы теории синхрофазотрона, Диссертация, ФИАН, 1952.— [4] А. М. Балдин, В. В. Михайлов. Почти периодическое движение заряженных частиц в произвольном постоянном во времени магнитном поле, Отчет, ФИАН, 1952.— [5] М. С. Рабинович. Теоретическое исследование ускорителя с переменным показателем поля, Отчет, ФИАН, 1953 г.— [6] D. M. Dennison, T. H. Berlin. Phys. Rev., 70, 764, 1946.

МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ФИЗИКОВ

Т. Демидов (псевдоним А. М. Балдина)

ПРАВДА, 14 июня 1956 г.

ЖЕНЕВА. 13 июня. (Спец.корр. "Правды"). Здесь открылась Международная конференция физиков, созванная по инициативе Европейской организации по исследованию атомного ядра. В работе конференции принимают участие ученые Австрии, Англии, Бельгии, Федеративной Республики Германии, Дании, Индии, Италии, Испании, Канады, Нидерландов, Норвегии, США, Советского Союза, Франции, Чехословакии, Швеции, Швейцарии, Югославии и Японии. Конференция посвящена проблемам частиц высоких энергий.

Открывая конференцию, президент Совета Европейской организации по исследованию атомного ядра Вен Локспейсер в своем вступительном слове подчеркнул необходимость тесного сотрудничества ученых всех стран в решении сложных проблем, стоящих перед физикой высоких энергий.

Первая неделя заседаний конференции будет посвящена методам ускорения заряженных частиц. Оживленно происходило обсуждение вопросов, связанных с дальнейшим усовершенствованием циклических ускорителей. Ряд докладов был посвящен применению постоянного во времени магнитного поля в ускорителях, предназначенных для получения частиц высокой энергии. Новые магнитные системы ускорителей резко повысят интенсивность пучков частиц, что очень важно для экспериментальной физики. Кроме того, их использование может существенно сократить затраты на сооружение ускорителей.

С интересным сообщением о работах, ведущихся в этом направлении в Харуэлле, выступил Т. Г. Пикаванс (Англия). С большим вниманием были заслушаны также сообщения американских физиков о разработке новых магнитных систем. Выступивший в дискуссии А. А. Коломенский (СССР) сообщил, что аналогичные идеи выдвигались в Советском Союзе в 1953 году, и рассказал об их дальнейшем развитии. Ряд сообщений был посвящен изучению возможностей получить пучки частиц, движущиеся таким образом, чтобы их столкновение стало весьма вероятным. Среди выступивших были Г.К.О'Нейл и Д.Керст (США).

Сильное впечатление на участников конференции произвели доклады советских физиков А. А. Наумова, В. И. Векслера и Я. Б. Файнберга. Это было особо отмечено и на пресс-конференции генерального директора Европейской организации по исследованию атомного ядра профессора К. Баккера.

А. А. Наумов рассказал о большой работе, проделанной группой советских физиков под руководством Г. И. Будкера по теоретическому и экспериментальному обоснованию метода ускорения, использующего так называемый релятивистский стабилизированный электронный пучок.

Оказывается, что при определенных условиях в сильно разреженном пространстве длительное время может существовать замкнутое кольцо, состоящее из очень большого

числа быстро движущихся электронов и некоторого количества положительно заряженных ионов. Внутри этого ярко сверкающего кольца возникают колоссальные электромагнитные поля, которые делают его устойчивым и могут быть использованы для ускорения заряженных частиц. В будущем это позволит значительно сократить размеры и вес ускорителей. Предстоит упорная, кропотливая работа по осуществлению этой интересной идеи.

Член-корреспондент Академии наук СССР В. И. Векслер сделал сообщение о так называемом когерентном методе ускорения "сгустков" частиц. Эта теоретическая работа в корне изменяет старые представления об ускорителях. Теоретические исследования, выполненные в Физическом институте Академии наук СССР под руководством В. И. Векслера, а также в Физико-техническом институте Академии наук Украинской ССР под руководством А. И. Ахиезера, показали возможность ускорения при определенных условиях целых групп, "сгустков" частиц. Такое ускорение предполагается достигнуть в результате взаимодействия их либо с другими "сгустками" частиц, либо с плазмой или электромагнитной волной. Ожидается, что в таких ускорителях можно будет сообщать частицам энергию, превышающую 1.000 миллиардов электровольт.

Доклад по новым методам ускорения, сделанный советским физиком Я. Б. Файнбергом, был посвящен вопросам коренного усовершенствования линейных ускорителей. Остроумная идея применения в качестве ускоряющих систем особого типа волноводов (так называемых плазменных волноводов) позволит значительно улучшить конструкцию линейных ускорителей, уменьшить их размеры, повысить эффективность и предельную энергию.

В. И. Векслер, Я. Б. Файнберг и А. А. Наумов ответили на множество вопросов. Выступавшие при обсуждении их докладов отмечали новизну идей, выдвинутых советскими физиками. Дискуссия по этим докладам продолжалась больше часа. Доклады, посвященные отдельным вопросам теории циклических ускорителей, сделали Г. Грин (США), А. А. Коломенский (СССР) и другие. Оживленную дискуссию вызвало сообщение советского ученого В. В. Владимирского о проектах ускорителей, разрабатываемых в Советском Союзе большой группой физиков и инженеров.

УСПЕХ СОВЕТСКИХ ФИЗИКОВ

Лев Лукин, Владимир Орлов

ИЗВЕСТИЯ, 27 июня 1956 г.

Происходивший в Женеве международный семинар по физике высоких энергий закончил свою работу. На последних заседаниях семинара разбирались, в частности, вопросы фотоядерных реакций, разнообразных превращений ядерных частиц под воздействием гамма-излучений. Здесь исследователи при посредстве хорошо известных электромагнитных полей проникают в загадки полей ядерных. Обсуждение показало, что большое развитие эти работы получили, по-видимому, в США.

Большой интерес вызвал доклад советского ученого М. Адамовича и других о рождении мезонов при воздействии гамма-излучений на тяжелый водород (дейтерий). Участники семинара говорят, что мастер спорта А. Балдин совершил в Швейцарии свое новое восхождение. Правда, цель его была на этот раз не горная вершина, а теоретическая высота. Он сделал удачную попытку объяснения образования мезонов под воздействием гамма-излучений. Выступавший в прениях выдающийся итальянский ученый Д. Бернардини дал высокую оценку докладу молодого советского физика.

В один из последних вечеров теоретики собрались за чашкой чая в дружеском кругу. Здесь присутствовали, в частности, Д. Блохинцев, Я. Смородинский и крупнейшие иностранные ученые: Юкава (Япония), Ватагин (Италия), Бопп (ФРГ), Паули (Швейцария) и другие. Профессор Паули рассказал об открытой недавно новой частице антинейтрино, являющейся антагонистом уже известной крохотной частицы нейтрино.

- Я рад открытию маленького "врага" нейтрино, - пошутил Д.Блохинцев, поздравляя швейцарского ученого, - и не только как теоретик, но и потому, что сам являюсь "личным врагом" нейтрино. Ведь известно, что нейтрино вызывает большие потери в реакторах атомных электростанций.

Все газеты, освещавшие работы семинара, отмечают участие советских ученых, как большой положительный факт. В заметке "Физики обсуждают свои проблемы" английская газета "Таймс" пишет: "Было любопытно слышать физика из Калифорнии, обращающегося к русским ученым с просьбой разъяснить непонятное поведение гигантского американского ускорителя "Бэватрон", и отмечает, что "ответы русских были деловыми и полезными и давались с хорошим юмором".

Иностранные газеты стремятся в доходчивой форме довести до широких кругов основные идеи современных физических исследований, на которые народы тратят столько сил и средств. Вот как газета "Таймс" в статье "Идеи советских физиков" популяризирует, в частности, работу украинских ученых К. Синельникова, Я. Файнберга, П. Зейдлица о криволинейном ускорителе заряженных частиц, доложенную на семинаре: "Машины для ускорения ядерных частиц до высоких энергий классифицируются в широком плане, как спортивные треки. Есть машины, в которых частицы пробегают много раз по круговому треку, но в противоположность бегуну с каждым кругом приобретают новую энергию. Есть машины, имеющие прямолинейный трек, так называемые линейные ускорители. На семинаре в Женеве было заслушано компромиссное предложе-

ние. Предполагается сделать цепь ускоряющих элементов, таких же, как в линейном типе ускорителя, но форму трека сделать изогнутой: вероятно, он похож на разогнутое кольцо. Эта идея была выдвинута в России. Подобная машина будет больше по размерам, чем круговой ускоритель обычного типа, но будет иметь преимущества над двумя другими типами. Частицы будет легче впрыскивать в ускоритель и выводить из него, а необходимые магнитные силы окажутся меньшими и неизменными по времени”.

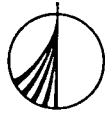
Мы беседовали в ходе семинара со многими иностранными учеными, и они охотно делились с нами своими впечатлениями о советских работах. В интервью с корреспондентами "Известий" генеральный директор ЦЕРН профессор К. Баккер заявил: "В той области науки, которой занимается ЦЕРН, международное сотрудничество ученых особенно важно. Мы уже сотрудничаем с нашими американскими коллегами, и сейчас мы счастливы встретиться с нашими советскими коллегами. Мы очень довольны, что можем внести свой вклад в развитие сердечных отношений между великими научными державами, и мы уверены, что наша собственная работа получит в результате новый хороший импульс.

Доклады советских ученых и их выступления в дискуссиях показали (особенно это относится к первой неделе семинара), что советские ученые находятся в первом ряду международного прогресса в области физики и что другие научно-исследовательские центры, включая наш центр, не могут оставаться в стороне от контактов и постоянного обмена мнениями без того, чтобы не обеднить возможности собственного развития”.

Профессор Дж. М. Кассел из Ливерпуля сказал, что "опыт советских ученых, которые проводят обширные исследования на гигантских машинах, очень интересен и поучителен для ЦЕРН". Индийский ученый Пхадке из Бомбея заявил, что "русские ученые произвели на него впечатление людей, обладающих очень высоким научным теоретическим воображением. Примером являются смелые предложения В.Векслера. Советский ученый ставит широкие эксперименты, стремясь глубже проникнуть в атомное ядро, постигнуть сокровенные тайны физических явлений, несущих неисчислимые блага для человечества". Американскому ученому О. Чемберлену особенно понравились доклады М. Мещерякова, В. Джелепова и А. Мухина. Профессор Дж. Блюэт из Брукхавена (США) сказал, что "конференция прошла прекрасно и особенно приятны были встречи с русскими коллегами. Я надеюсь, что в дальнейшем мы будем иметь большие возможности встречаться как в Москве, так и в Нью-Йорке”.

Эти теплые признания особенно приятны потому, что не всюду и не при всех обстоятельствах иностранный ученый может высказать их, не встречая обсуждения со стороны носителей реакционных идей. Выдающийся английский ученый Г. Скиннер преподнес своим советским коллегам номер газеты "Манчестер гардиан", где он дал высокую оценку советской атомной физике и свободной творческой атмосфере на конференции в Москве. "Представьте, - сказал Скиннер, - что, прочтя эту статью, один из моих английских коллег во всеуслышание назвал меня коммунистом!". Это анекдотическое происшествие вызвало иронические улыбки со стороны других английских ученых, которым политические убеждения профессора Скиннера были лучше известны.

Надо ли говорить о том, что растущие симпатии иностранных ученых полностью разделяются советскими физиками. Международные контакты в области науки они рассматривают как важный вклад в дело мира. Эти симпатии были выражены руководителем советской делегации Д. Блохинцевым на заключительном заседании семинара. Поблагодарив руководителей ЦЕРН за теплый прием, Д.Блохинцев сказал: "Участвуя в этом семинаре, мы имели возможность ознакомиться с замечательными исследованиями, выполненными в различных странах. Еще более важно, что мы могли обсудить волнующие нас вопросы со многими выдающимися физиками. Мы унесем самые лучшие воспоминания об этих встречах". "До будущих встреч!" - говорят советские физики своим иностранным коллегам.



НАУКА
МИРОВОЗЗРЕНИЕ
ЖИЗНЬ

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

Серия основана в 1981 году

Редакционная коллегия серии:

академик П. Н. ФЕДОСЕЕВ (председатель)

академик Е. П. ВЕЛИХОВ

академик В. А. КОПТЮГ

академик А. А. ЛОГУНОВ

академик И. М. МАКАРОВ

академик Р. В. ПЕТРОВ

академик К. В. ФРОЛОВ

академик А. Л. ЯНШИН

доктор экономических наук В. Е. АПЕРЬЯН

М.А.МАРКОВ

РАЗМЫШЛЯ
О ФИЗИКАХ...
О ФИЗИКЕ...
О МИРЕ...

*Горюхиин Саша
07 августа*

*14/15/84
В.С.С.*



МОСКВА «НАУКА»

1993

... В своей статье В. И. Векслер слегка касается этой дискуссии⁵.

В то время (1947 г.) в ФИАНе работала установка «Тройка» — циклический ускоритель электронов на 30 МэВ. Ставились первые эксперименты по рождению π -мезонов на ядрах от γ -квантов (1949 г.) на запуске электронном ускорителе с энергией до 250 МэВ. Возникла идея строительства большого ускорителя на 10 ГэВ. Высказывались различные точки зрения на то, какие частицы должны быть объектом этого ускорителя: электроны или протоны. ФИАН высказался за электронный вариант. В пользу этого варианта был опыт ФИАНа в строительстве электронных ускорителей. Группа физиков, так или иначе связанная с Институтом атомной энергии, защищала протонный вариант. Одним из доводов было также успешное строительство в Дубне протонного ускорителя М. Н. Мещерякова⁶.

В пользу протонного варианта была и общая идея о необходимости исследования природы ядерных сил в непосредственных взаимодействиях протонов (ускоренных протонов с ядрами мишени). Эффекты этих взаимодействий могли бы дать соответствующую информацию. Сторонники протонного ускорителя высказывали возражение против варианта электронного, утверждая, что электромагнитное взаимодействие не даст столь богатой информации о природе ядерных сил по сравнению с протонным вариантом. Утверждалось, что при взаимодействии фотонов большой энергии в кулонном поле ядра будут рождаться пары электрон-позитронные, хорошо изученные к тому времени, в частности в работах И. М. Франка, Л. В. Грошева. Но эти факты не приблизят нас к пониманию ядерных сил. В то время в многочисленных беседах с Сергеем Ивановичем я, в частности, настаивал на электронном варианте. Высказывал соображения о возможности рождения одиночных мезонов от фотонов на ядрах и о том, что эффект этот, как показывали сделанные к тому времени расчеты (А. М. Балдин, В. В. Михайлов), мог бы дать указание о природе рождающихся мезонов (скалярные, векторные, псевдоскалярные) и, таким образом, дать фундаментальные сведения о природе ядерных сил, квантами которых являются мезоны⁷. Вполне естест-

⁵ Векслер В. И. С. И. Вавилов в ФИАНе // Там же.

⁶ О протонном ускорителе М. Г. Мещерякова — синхротронном на 650 МэВ Объединенного института ядерных исследований см. в упоминавшейся статье Минца А. Л. «Ночная беседа».

⁷ На ускорителе ФИАНа, получившем название С-25, ожидалось первое результаты эксперимента по взаимодействию фотонов с энергией 250 МэВ на ядрах. Как раз в это время в иностранной литературе появилось первое сообщение о рождении π -мезонов от фотонов. Сергей Иванович был очень озабочен и настойчиво меня допрашивал: «одиночное или парное» это рождение. Так как для парного рождения в этой установке не хватало энергии, то речь шла, безусловно, об одиночном рождении π -мезонов. Поняв ситуацию, Сергей Иванович облегченно глубоко вздохнул и шутливо перекрестился. Ведь он защищал в дискуссиях возможность одиночного рождения мезонов от фотонов. Видимо, не всегда это было просто. Почти в то же время на фиановском ускорителе (так называемой «двадцатьпятке») стали получаться, так сказать, отечественные π -мезоны.

венно, что в то время имелись различные точки зрения. Все же после дискуссий приняли вариант протонного ускорителя на 10 ГэВ, который и был построен в Дубне.

Эти воспоминания не могут служить ни обоснованием того, что было несправедливо принято решение о строительстве протонного варианта, ни подтверждением того, что точка зрения сторонников электронного варианта была априори правильна. Такова история, такова логика развития науки.

Мне неоднократно приходилось ездить с Сергеем Ивановичем и В. И. Векслером на место строительства ускорителей в Дубну. «Мещеряковский» ускоритель находился в стадии пуска. Для строительства ускорителя на 10 ГэВ Векслера в то время только выделялась площадка. Трехчасовой путь от Москвы до Дубны давал широкие возможности для разнообразных дискуссий.

За много лет общения с Сергеем Ивановичем только однажды разговор отличался своей необычностью, он, скорее, был монологом. Я написал статью, которую Сергей Иванович представил в ДАН (1950 г.). Речь шла о взаимодействии протона и нейтрона с испусканием мезона, но таком взаимодействии, в результате которого в конечном счете образуется дейтон. Неожиданно для меня расчет показал, что конечное взаимодействие нуклонов значительно увеличило вероятность подобного эффекта. Так как этот результат в то время казался существенно новым, то я несколько превысил установленные размеры статьи. Сергей Иванович ввел жесткие правила, ограничивающие размеры публикации в ДАН. На моей рукописи была его резолюция: «Сократить до принятых размеров». Сократив статью, я пришел к Сергею Ивановичу сказать, что его распоряжение выполнено. В это время из кабинета Сергея Ивановича был слышен, что называется, «крупный разговор», а вскоре оттуда вышел сотрудник института, держа в руках, как и я, какую-то рукопись. Со статьей в руках я вошел в кабинет Сергея Ивановича и только успел произнести: «Сергей Иванович, я...» — Сергей Иванович тут же резко перебил меня: «Я знаю, сейчас вы будете говорить, что сократить статью невозможно...» — «Сергей Иванович, я сок...» — «Дважды не будем обсуждать, сократите и все». — «Сергей Иванович, я же...» — «Слушайте, зачем же мы будем продолжать бесполезный разговор? Каждый приходит ко мне (он, видимо, имел в виду только что вышедшего от него сотрудника института) и говорит, что сократить статью невозможно. Вы знаете, сколько нам дают минут на доклад по важнейшим вопросам Совмина? Вот, сократите и все!» Мне оставалось только уйти и передать свою сокращенную рукопись референту Сергея Ивановича — Анне Илларионовне.

Несмотря на существенную разницу в возрасте, Сергей Иванович никогда не казался мне старым человеком. Этому, по видимому, способствовала его форма общения и поведения. Теперь все-таки вспоминается, как медленно он поднимался по лестнице института в последние годы, ...

В связи с выдвижением цикла работ академика А.М.Балдина на соискание премии им. В.И.Векслера считаю необходимым поддержать это выдвижение.

Будучи, как и А.М.Балдин, соавтором физического обоснования и проекта дубненского синхрофазотрона, я хорошо помню, как он в то время совсем молодой человек / конец сороковых, начало пятидесятых годов / совместно с В.В.Михайловым и М.С.Рабиновичем выполнил основной объем работ по расчету магнитной системы ускорителя / как тогда говорили "ускорителя с разрезным магнитом" / и по динамике пучка. Эти работы позднее были рассекречены, и при этом роль А.М.Балдина и В.В.Михайлова в создании теории ускорителя отражена в монографии М.С.Рабиновича "Основы теории синхрофазотрона" / Труды ФИАН 1958 г. /, в журнале "Атомная энергия", том II, май 1957 г., стр. 431, а классические работы по созданию метода огибающих для исследования свободных колебаний в ускорителях опубликованы отдельной работой А.М.Балдин, В.В.Михайлов, М.С.Рабинович /ЖЭТФ 31, вып. 6/12/ 1956 г./.

С синхрофазотроном связаны и работы А.М.Балдина, начиная с 1968 года по настоящее время, когда он унаследовал после кончины В.И.Векслера должность директора Лаборатории высоких энергий, базирующейся на синхрофазотроне. К 1965 году синхрофазотрон утратил конкурентоспособность в связи с интенсивными исследованиями по физике элементарных частиц на новых жесткофокусирующих ускорителях, рассчитанных на более высокую энергию частиц. Физики, работавшие ранее на синхрофазотроне, перешли на рекордный серпуховской ускоритель и остро встал вопрос о закрытии синхрофазотрона. А.М.Балдин предложил /это закреплено соответствующими публикациями/ реконструкцию ускорителя, основанную на создании систем медленного вывода, развитии систем инжекции и создании большого экспериментального зала. Под руководством А.М.Балдина синхрофазотрон был преобразован в первый в мире ускоритель релятивистских ядер, что положило начало новой области физики - релятивистской ядерной физики и дало новую жизнь синхрофазотрону, который и по

настоящее время привлекает внимание большого числа исследователей, так как имеет рекордные и конкурентоспособные пучки.


Работы, выдвинутые на премию им. В.И.Векслера, отражают результаты А.М.Балдина последних лет – создание и запуск нуклотрона – сверхпроводящего ускорителя ядер в широкой области энергий. Эти результаты говорят сами за себя и получили большой международный резонанс. Создание ускорителей такого масштаба большая редкость в мире. Идея создания сверхпроводящего ускорителя – нуклотрона, который должен заменить синхрофазотрон, была предложена А.М.Балдиным в 1973 году, рассмотрена и поддержана Межведомственной комиссией Академии наук СССР и Министерства среднего машиностроения под моим председательством. Были даны поручения промышленности и выделены необходимые средства для проведения опытно-конструкторских работ, которые продолжались до 1983 года, когда была создана модель /первый сверхпроводящий ускоритель/ и разработан технический проект нуклотрона.

В связи с изложенным мне представляется целесообразным присудить А.М.Балдину премию В.И.Векслера за всю совокупность его работ и работ, выполненных под его руководством по созданию и развитию дубненского ускорительного комплекса – главного детища В.И.Векслера.



академик М.А.Марков

Получено в декабре 1993г.



УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОБРАЗОВАНИЕ МЕЗОНОВ γ -КВАНТАМИ

А. М. Балдин и В. В. Михайлов

Последнее время в литературе уделяется большое внимание вопросу образования мезонов γ -квантами. Причина этого состоит в том, что при современном состоянии теории и экспериментальной техники образование мезонов фотонами является одним из простейших доступных изучению явлений, связанных с мезонами. Существующая экспериментальная техника даёт возможность получения более точных и разносторонних сведений о природе мезонов и, следовательно, ядерных сил при образовании мезонов фотонами, нежели при образовании мезонов от нуклеон-нуклеонных соударений¹¹. Теоретическое рассмотрение рождения мезонов фотонами также имеет ряд преимуществ по сравнению со случаем рождения мезонов от нуклеон-нуклеонных соударений. Действительно, в случае рождения мезонов фотонами часть процесса — поглощение фотона — описывается хорошо изученными электромагнитными взаимодействиями. Эти взаимодействия можно считать слабыми и, следовательно, уверенно пользоваться обычными методами теории возмущений. Неясно, правда, насколько слабым можно считать взаимодействие нуклонов с мезонным полем, хотя и здесь имеется возможность в псевдоскалярном варианте с псевдовекторной связью получить согласие с экспериментом при $\frac{g^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{6}$. Как будет показано ниже,

характерные черты процесса образования мезонов фотонами в значительной степени определяются взаимодействиями мезонов и нуклонов с электромагнитным полем. Поскольку различные мезонные теории приводят к различным результатам для углового распределения мезонов, зависимости поперечных сечений от энергий γ -квантов и для других существенных особенностей процесса, постольку сопоставление теоретических результатов с имеющимися в литературе экспериментальными данными представляет значительный интерес.

I. ЭКСПЕРИМЕНТ

Излагаемые ниже эксперименты были проведены на Берклийском синхротроне¹⁻⁸. Пучок γ -квантов образуется в результате тормозного излучения электронов, ускоренных до большой энергии (~ 330 Мэв)^{1,2}. Этот пучок, имеющий вид узкого луча с угловым раствором конуса меньше одного градуса, дополнительно коллимируется двумя коллиматорами и направляется на мишень,

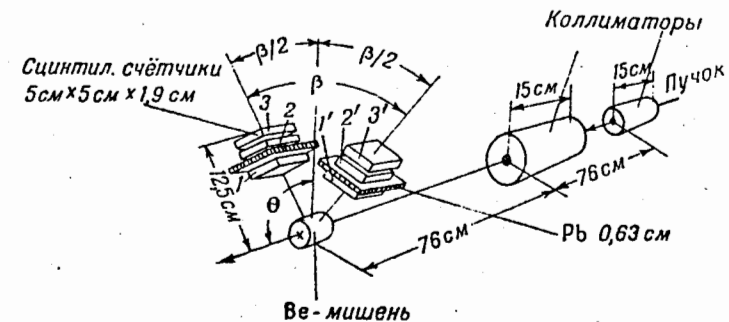


Рис. 1.

которая и служит источником мезонов. (Второй коллиматор необходим, чтобы задержать электроны, образующиеся на краях первого.) (Рис. 1.)

а) Нейтральные мезоны

Источником мезонов в большинстве экспериментов была бериллиевая мишень¹ диаметром 5,1 см и длиной 3,8 см. В основу методики регистрации был положен тот факт (который ещё раз подтверждается разбираемой здесь работой), что нейтральный мезон распадается на два γ -кванта. Детектирующая система состояла из двух телескопов, каждый из которых имел три сцинтилляционных счётчика (см. рис. 1). Между кристаллами 1 и 2 каждого телескопа помещался свинец, обычно толщиной 0,63 см. Событие регистрируется в том случае, если импульсы зафиксированы одновременно четырьмя внешними кристаллами: 2, 3, 2' и 3' (счётчики 1 и 1' включены на антисовпадение со счётчиками 2 и 3 и соответственно 2' и 3'). Таким образом, для регистрации события необходимо, чтобы одновременно кристаллы 1 и 1' пронизывались нейтральными частицами (фотонами), создающими в свинце заряженные частицы; последние же, проходя через кристаллы 2 и 3 (соответственно 2' и 3'), вызывают регистрируемый импульс. При интенсивности пучка γ -квантов $\sim 10^{11}$ Мэв в минуту скорость счёта составляла примерно 10 импульсов в минуту.

Природа падающих на свинец частиц была установлена следующим образом¹. В отсутствие свинца между кристаллами скорость счёта почти равнялась нулю. По мере увеличения толщины свинца до 0,63 см она быстро возрастала, но при дальнейшем увеличении толщины свинца до 1,27 см скорость счёта увеличивалась лишь незначительно.

Эта зависимость скорости счёта от толщины свинца находится в согласии с тем, что ожидается по ливневой теории для фотонов с энергией приблизительно 100 Мэв. Если вместо свинца помещать медные пластинки, то последние при толщине 0,63 см дают такую же скорость счёта, как и 0,32 см свинца, что опять находится в согласии с ливневой теорией, так как число ливневых единиц одинаково для этих толщин. Скорость счёта уменьшается приблизительно в 4 раза, если помещать пластинки из свинца толщиной 0,63 см между мишенью и кристаллами. Это тоже совпадает с ожидаемым, если падающие на свинец частицы отождествить с γ -квантами. Измерялась энергия электронов, вылетающих из свинца.

Для этого между последними двумя кристаллами одного из телескопов (например между 2' и 3') помещались алюминиевые поглотители. Зависимость скорости счёта от энергии электронов, необходимой для того, чтобы они могли пройти поглотитель, указывает, что средняя энергия электронов равна ~ 50 Мэв, т. е. находится в согласии с тем, что γ -кванты имеют энергию около 100 Мэв (энергия γ -квантов 100 Мэв соответствует распаду мезона, имеющего энергию ~ 60 Мэв).

Специфически ядерное (а не тормозное кулоновское) происхождение фотонов демонстрировалось следующим образом. Вместо бериллиевой мишени облучалась мишень из свинца. При этом скорость счёта увеличивалась только в 6 раз, в то время как обычное ливневое поперечное сечение увеличивается в ~ 400 раз. При уменьшении максимальной энергии γ -квантов с 330 Мэв до 175 Мэв скорость счёта (при углах $\theta = \beta = 90^\circ$) уменьшается, по крайней мере, в 50 раз. Такая зависимость эффективного сечения от энергии падающих γ -квантов наблюдается и при образовании заряженных мезонов¹.

Интересна зависимость скорости счёта от углов θ и β . Рассмотрим сначала зависимость от угла β при фиксированном θ (скажем, $\theta = 90^\circ$). Совпадения при $\beta = 180^\circ$ очень редки, затем при уменьшении β до $\beta \cong 90^\circ$ скорость счёта возрастает, а при дальнейшем уменьшении β резко падает. Если считать, что эти совпадения обусловлены γ -квантами, образующимися при распаде движущегося мезона, то именно такого распределения и следовало ожидать. Действительно, в системе координат, где мезон покоится, γ -кванты должны иметь равные и противоположно направленные импульсы. Из законов сохранения энергии и импульса можно получить сле-

дующую связь:

$$\sin \alpha = \frac{\mu c^2}{cP_\mu} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\beta}{2},$$

где α — угол в собственной системе координат мезона между направлением вылета γ -квантов и направлением импульса мезона, μ — масса мезона, P_μ — импульс мезона. Из этого соотношения видно, что угол β может изменяться в пределах $2 \arcsin \left(\frac{\mu c^2}{E_\mu} \right) \leq$

$\leq \beta \leq \pi$, где E_μ — полная энергия мезона в лабораторной системе координат (в действительности, конечно, мезоны имеют разные энергии E_μ). Далее, если предположить угловое распределение γ -квантов, образующихся при распаде мезонов, изотропным в системе координат, связанной с мезоном, то, используя связь между углами α и β , можно сразу получить распределение по углу β . Оказывается, что γ -кванты, образовавшиеся при распаде мезона с энергией E_μ , будут в основном иметь угол β около $\beta_{\min} =$

$$= 2 \arcsin \frac{\mu c^2}{E_\mu}. \text{ Так, например, для мезонов с энергией } E_\mu - \mu c^2 =$$

$= 70$ Мэв $\beta_{\min} = 84^\circ$, а средний угол равен 92° . Поэтому не будет большой ошибкой считать, что каждому углу β соответствует своя энергия мезонов. Следовательно, измерение распределения γ -квантов по углу β будет одновременно измерением распределения нейтральных мезонов по энергиям. Одно из таких распределений (для $\theta = 90^\circ$) показано на рис. 2 (кривая построена в предположении, что γ -лучи являются продуктом распада нейтральных мезонов, испускаемых с таким распределением по энергиям, какое имеют π^+ -мезоны, рождаемые в водороде). Таким образом, если фотоны рассматривать как продукт распада промежуточной частицы, то из угловых распределений можно найти приблизительную величину скорости

движения этой частицы (в самом деле $\beta_{\min} = 2 \arcsin \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}}$, где v — скорость промежуточной частицы). Полученные угловые

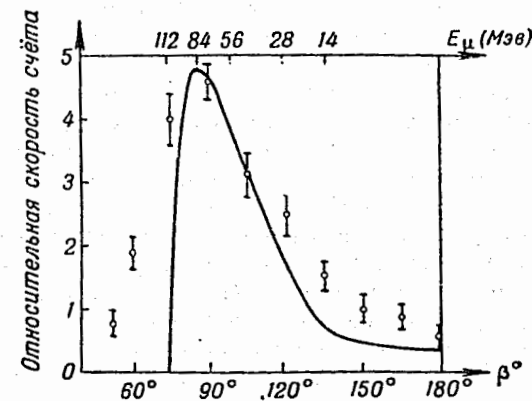


Рис. 2.

распределения показывают, что $\frac{v}{c} \approx 0,8$. Отсюда делается вывод¹, что частица должна иметь «промежуточную» массу (ибо частицы с большой массой не могут получить такую скорость при энергии γ -квантов 330 Мэв). Кроме того, тот факт, что при малых углах β скорость счёта практически равна нулю, указывает, что распад мезона происходит только на два фотона*).

Распределение нейтральных мезонов по углу θ показано на рис. 3 (получено оно при рождении мезонов на бериллии¹). Харак-

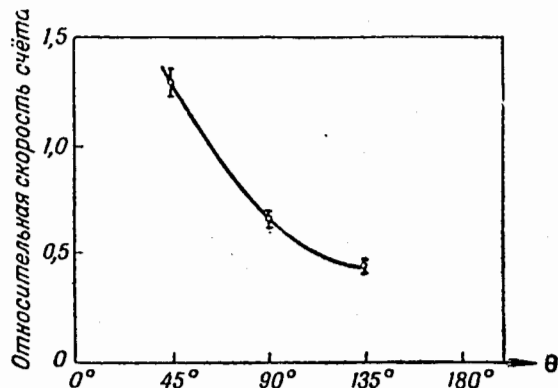


Рис. 3.

тер углового распределения нейтральных мезонов будет обсуждаться в разделе II.

Отношение сечений образования нейтральных мезонов на водороде $\sigma_{\text{H}\pi^0}$ и на углероде $\sigma_{\text{C}\pi^0}$ оказалось равным $\frac{\sigma_{\text{H}\pi^0}}{\sigma_{\text{C}\pi^0}} = 0,12 \pm 0,03$ (при углах $\theta \approx \beta \approx 90^\circ$). Как угловое распределение, так и величина отношения $\frac{\sigma_{\text{H}\pi^0}}{\sigma_{\text{C}\pi^0}}$ отличаются от соответствующих данных для заряженных мезонов (приблизительная изотропия углового распределения и отношение $\frac{\sigma_{\text{H}\pi^+}}{\sigma_{\text{C}\pi^+}} = 0,55$). Малая величина отношения $\frac{\sigma_{\text{H}\pi^0}}{\sigma_{\text{C}\pi^0}}$ указывает на то, что нейтральные мезоны образуются как на протонах, так и на нейтронах (положительные же мезоны рождаются только на протонах). В случае образования π^+ -мезона протон превращается в нейтрон и, следовательно, вблизи него

* Последний результат был получен также в работе¹⁰.

создаётся избыточная нейтронная плотность. Поэтому ограничение, накладываемое принципом Паули, сильно уменьшает вероятность процесса. При рождении нейтральных мезонов это ограничение не существенно, так как заряд нуклеонов не меняется.

Полные поперечные сечения для образования нейтральных мезонов равны по величине: $\sigma_{\text{Be}} = 7,5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ (на бериллии), $\sigma_{\text{C}} = 10 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ (на углероде) и $\sigma_{\text{H}} = 1,3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ (на водороде). Абсолютная интенсивность пучка γ -квантов определялась с точностью до 10%, эффективность детектирующей системы была известна только с точностью до фактора 2, поэтому при определении величин полных поперечных сечений может быть допущена соответствующая ошибка. Тем не менее, можно сказать, что величины поперечных сечений образования положительных и нейтральных мезонов на водороде приблизительно одинаковы (для заряженных мезонов $\sigma_{\text{H}\pi^+} \approx 3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$).

Приведённые выше экспериментальные данные мы обсудим ниже (см. раздел II).

б) Заряженные мезоны

Рождение заряженных мезонов исследовалось также на Берклийском синхротроне²⁻⁸. Источником мезонов служила мишень, материал которой был различным в разных экспериментах. Образование мезона на водороде изучалось путём вычитания поперечных сечений, полученных на парафине и углероде; в последних же экспериментах⁶ применялась мишень из жидкого водорода. Регистрировались мезоны с помощью фотопластинок или с помощью счётчиков. Подробности метода регистрации с помощью фотопластинок читатель может найти в реферате⁹ статьи³. Метод регистрации положительных мезонов с помощью счётчиков⁴ основан на известной в космических исследованиях технике и заключается в следующем.

Положительный π -мезон, останавливаясь в веществе, распадается (имея время жизни $(1,65 \pm 0,33) 10^{-8}$ сек.) с испусканием μ -мезона, а последний в свою очередь испускает электрон (позитрон) с хорошо известным средним временем жизни $2,1 \cdot 10^{-6}$ сек. Пробег μ -мезона таков, что если распад $\pi \rightarrow \mu$ происходит в сцинтилляционном кристаллическом счётчике с линейными размерами в несколько сантиметров, то большая доля электронов распада будет появляться также в этом кристалле. Распад $\mu \rightarrow e$ и применяется для обнаружения мезонов; при этом используются запаздывающие совпадения между μ -мезонами и их электронами распада. Отрицательные мезоны поглощаются в веществе и не дают электронов распада, а поэтому не могут быть зарегистрированы этим методом. Расположение мишени, телескопов из сцинтилляционных счётчиков и поглотителей показано на рис. 4. Мезоны, образующиеся в мишени, проходят через алюминиевый поглотитель и

детектируются в телескопе из трёх антраценовых сцинтилляционных кристаллических счётчиков. Телескоп можно вращать вокруг мишени в плоскости, проходящей через направление падения γ -квантов. Мезон регистрируется только в том случае, когда он оставался в кристалле II, и там же появляется электрон распада. Другими словами, необходимо, чтобы сначала были зафиксированы импульсы в кристаллах I и II, но не было бы импульса в кристалле III, а затем с запаздыванием появился бы импульс в кристалле II. Имеется заметное число (около $10 \pm 20\%$) случайных запаздывающих совпадений, однако их можно подсчитать и вычесть из общего числа. Когда мишень убиралась, то число совпадений уменьшалось в несколько сот раз. При уменьшении энергии γ -квантов ниже порога мезоны не регистрировались. После вычитания фона зависимость скорости счёта от времени запаздывания даёт возможность получить величину времени жизни μ -мезона ($2,14 \cdot 10^{-6}$ сек.). При интенсивности пучка γ -квантов около 10^{10} Мэв/сек и алюминие-

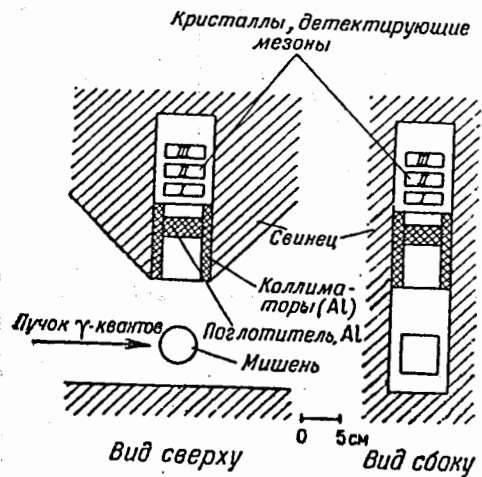


Рис. 4.

вом поглотителе толщиной в 2,5 см скорость счёта составляла 15 импульсов в минуту. Это даёт возможность делать эксперименты более быстро, чем с фотографическими пластинками. Однако измерения абсолютных поперечных сечений могут содержать большую ошибку из-за недостаточного знания эффективности детектирования.

Угловые распределения мезонов, полученные на углероде и водороде, в лабораторной системе координат приблизительно изотропны (рис. 5). Некоторое падение величины сечения рождения мезонов на углероде при небольших углах θ можно, повидимому, объяснить более сильным ограничением, накладываемым принципом Паули (так как с уменьшением угла θ отдача нуклонов уменьшается). Угловые распределения получены^{5,6} для мезонов, рождённых γ -квантами с энергией 250 Мэв. Это удаётся сделать⁶ (несмотря на непрерывный характер спектра γ -квантов) благодаря тому, что энергия падающего γ -кванта однозначно определяется, с помощью законов сохранения энергии и импульса, энергией и уг-

лом вылета мезона, которые могут быть одновременно измерены. Законы сохранения энергии и импульса легко применимы для определения энергии γ -квантов в случае образования мезонов на водороде и, конечно, эффективно не могут быть использованы при образовании мезонов в ядрах. Величина полного поперечного сечения равна приблизительно $3 \cdot 10^{-28}$ см² на ядро углерода. Отношение числа отрицательных к числу положительных мезонов, наблюдаемых под углом $\sim 90^\circ$ к пучку γ -квантов и имеющих энергию в интервале $30 \div 100$ Мэв составляет $1,7 \pm 0,2^{3,11}$.

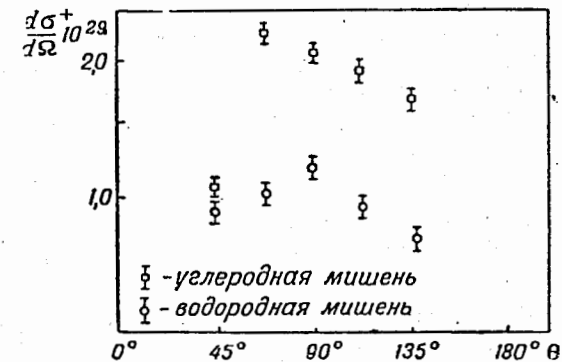


Рис. 5.

В более поздней заметке⁸ сообщается, что это же отношение, но усреднённое по энергиям γ -квантов, оказывается не зависящим от угла θ и равным 1,35 ($\pm 0,15$ для $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 135^\circ$ и $\pm 0,2$ для $\theta = 45^\circ$). Распределение мезонов, рождающихся под углом $\sim 90^\circ$ к пучку, по энергиям показано на рис. 6 (падающий пучок γ -квантов имел спектр тормозного излучения с максимальной энергией 330 Мэв)⁵.

Измерялась также зависимость поперечного сечения рождения π^+ -мезонов на водороде под углом 90° к пучку от энергии падающих γ -квантов⁶ (рис. 7). Интересно отметить, что при энергиях γ -квантов около $260 \div 280$ Мэв сечение не испытывает быстрого роста.

Как мы покажем ниже (см. раздел II), это указывает на отсутствие спина у мезона.

Было проведено исследование относительных поперечных сечений образования π^+ -мезонов γ -квантами на различных элементах⁷.

Наблюдение мезонов велось под углом $90 \pm 8^\circ$ к пучку γ -квантов, максимальная энергия которых была 317 Мэв. Мезоны

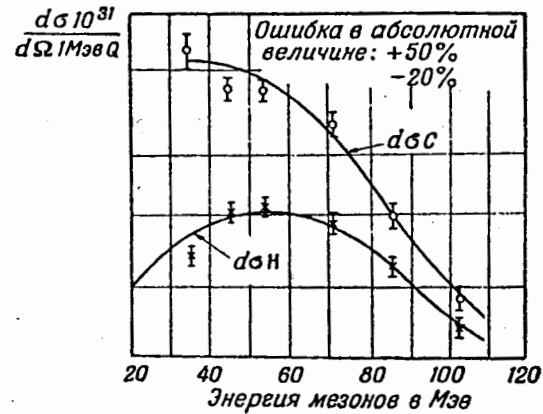


Рис. 6.

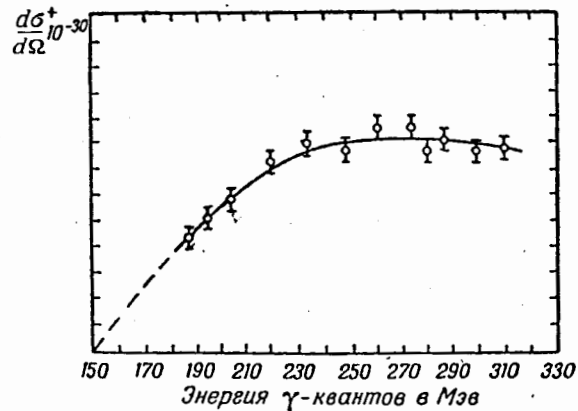


Рис. 7.

регистрировались с энергиями 42 ± 7 Мэв и 75 ± 6 Мэв. Величины относительных поперечных сечений, рассчитанных на протон в ядре $\frac{\sigma_{\pi^+}}{Z}$, даны в таблице I (в произвольных единицах).

Таблица I

Элемент	Сечение (при энергии мезонов 42 Мэв)	Статистическая ошибка *) (в %)	Сечение (при энергии мезонов 76 Мэв)	Статистическая ошибка *) (в %)
H	6,6	17	8,07	11
Li	3,32	10	2,80	11
Be	2,82	11	2,13	10
B	3,02	11	2,28	15
C	2,60	6	1,93	5
Al	2,50	11	1,68	9
Cu	1,92	19	1,17	15
Sn	1,66	25	0,51	55
Pb	0,51	91	0,80	65

*) Могут быть допущены дополнительные не статистические ошибки $\sim 10\%$ для водорода, олова и свинца и $\sim 5\%$ для остальных элементов.

Аналогичные измерения проводились также и для нейтральных мезонов с энергией 75 Мэв⁷. Были получены относительные поперечные сечения для водорода, лития, бериллия, углерода, алюминия, меди и свинца. Оказалось, что если взять сечения на нуклеон в ядре $\frac{\sigma_{\pi^0}}{A}$ и потребовать равенства сечений $\frac{\sigma_{\pi^+}}{Z}$ и $\frac{\sigma_{\pi^0}}{A}$ для бериллия, то сечения для всех остальных элементов, кроме водорода, будут приблизительно одинаковыми как для π^+ -мезонов, так и для π^0 -мезонов. Поперечное сечение образования π^0 -мезонов на водороде приблизительно таково же, как поперечное сечение на нуклеон у лития.

В заключение перечислим основные результаты по образованию нейтральных и заряженных мезонов γ -квантами с энергиями до 330 Мэв¹⁻⁸.

В результате исследования рождения нейтральных мезонов доказано их существование и получены следующие данные^{1, 7}.

1. Нейтральные мезоны распадаются только на два γ -кванта
2. Поперечное сечение образования нейтральных мезонов приблизительно равно по величине сечению образования заряженных мезонов ($\sigma_{\text{H}\pi^0} \approx 1,3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$).
3. Угловое распределение π^0 -мезонов, полученное на бериллии, имеет максимум в направлении падающих γ -квантов.
4. Отношение сечений рождения π^0 -мезонов на водороде и углеороде (под углом 90° к пучку) составляет $\frac{\sigma_{\text{H}\pi^0}}{\sigma_{\text{C}\pi^0}} = 0,12 \pm 0,03$.

Изучение образования заряженных мезонов привело к следующим результатам²⁻⁸:

1. Угловое распределение образующихся мезонов приблизительно изотропно.
2. График зависимости сечения образования π^+ -мезонов на водороде (под углом 90° к пучку) от энергии γ -квантов (E_γ) имеет максимум в области $E_\gamma \approx 260 \div 280 \text{ Мэв}$.
3. Поперечное сечение имеет величину около $3 \cdot 10^{-28}$ на ядро углерода.
4. Отношение сечений образования отрицательных и положительных мезонов составляет $\frac{\sigma^-}{\sigma^+} = 1,3 \pm 0,15$.
5. Отношение сечений рождения π^+ -мезонов (измеренное под углом 90° к пучку γ -квантов) на водороде и углеороде равно $\frac{\sigma_{\text{H}\pi^+}}{\sigma_{\text{C}\pi^+}} = 0,55$.

Приведённые экспериментальные данные (как для π^+ , так и для π^0 -мезонов), как мы увидим ниже, хорошо объясняются теоретически.

II. ТЕОРИЯ

До получения образованных фотонами мезонов в лабораторных условиях этот вопрос обсуждался (например, в работе А. Сахарова¹²) применительно к космическим лучам. После сообщения о первых экспериментах, выполненных на Берклийском синхротроне², появились более детальные исследования угловых распределений рождающихся мезонов, энергетических зависимостей сечений и т. д.^{11, 13-16}. Сначала мы приведём основные результаты этих работ, а затем качественные соображения, обсуждение и сравнение теоретических результатов с экспериментальными.

Сечения рождения мезонов фотонами вычислялись на основе конкретных мезонных теорий. При этом использовалась теория возмущений и предполагалось, что взаимодействия мезона и нуклона со светом, а также нуклона с мезонным полем, можно считать слабыми. Относительно первых двух взаимодействий такое

предположение законно. Эти взаимодействия можно считать слабыми и пренебрегать более высокими (чем первое исчезающее) приближениями, а также и процессами высших порядков, обязанных этому взаимодействию (например, рождением мезона при расщеплении фотона). Относительно же последнего взаимодействия законность такого предположения сомнительна. Учёт высших приближений по этому взаимодействию показывает, что поправки высших порядков дают большой вклад в сечение¹¹. Это известный общий недостаток существующих методов вычисления. Отметим, что вычисления без предположения малости $g^2/\hbar c$ (промежуточная и сильная связь) приводят^{25, 26} к тем же характерным чертам процесса образования скалярных и псевдоскалярных заряженных мезонов фотонами, что и расчёты по теории возмущений.

а) Нейтральные мезоны

Поскольку нейтральные мезоны распадаются только на два γ -кванта, то их спин должен быть равен нулю, если не рассматривать значений спина больше единицы (частицы со спином $1/2$ и 1 распадаются на 2 γ -кванта не могут¹⁸). Авторы заметки¹⁷ сообщают, что ими были вычислены сечения рождения нейтральных мезонов по скалярной, псевдоскалярной, векторной и псевдовекторной теориям в низшем исчезающем приближении теории возмущений. При этом во всех вариантах получилось, что сечение рождения нейтральных мезонов значительно меньше сечений рождения заряженных мезонов (\sim в $(M/\mu)^2$ раз, где μ и M — массы мезона и нуклона соответственно). Вряд ли имели смысл вычисления сечений рождения нейтральных мезонов по векторной и псевдовекторной теориям, так как они описывают мезоны со спином, равным единице. Заметим также, что на нейтроне в этом приближении нейтральные мезоны вообще не должны рождаться. Таким образом, результаты расчётов в первом исчезающем приближении теории возмущений явно противоречили экспериментальным данным. Чтобы выйти из этого затруднения, была предпринята попытка, как сообщается в той же заметке, учесть следующее приближение теории возмущений. Авторы получили, что поправка следующего приближения даёт большой вклад в сечение рождения нейтральных мезонов и не изменяет порядка величины сечения рождения заряженных мезонов. Для того чтобы добиться совпадения величин сечений рождения заряженных и нейтральных мезонов им пришлось положить константу связи $\frac{g^2}{\hbar c} \sim 10$. Хотя вопрос о параметре разложения при вычислении по теории возмущений пока не ясен, всё же такое большое значение константы связи вызывает сомнения относительно законности вычислений.

Тем более, что вклад, даваемый следующим приближением, значительно превышает вклад первого исчезающего приближения.

Тот результат, что σ_{π^0} в первом приближении по всем теориям в $\left(\frac{M}{\mu}\right)^2$ раз меньше σ_{π^+} (для наиболее интересной области энергий), обусловлен следующим. При вычислении в первом приближении термин возмущений величина сечения определяется в основном взаимодействиями электромагнитного поля ρ зарядами мезонов и нуклеонов (взаимодействиями с током частиц): при рождении нейтрального мезона — взаимодействием электромагнитного поля с током протона, а при рождении заряженного мезона — с током мезона. Ток же мезонов, грубо говоря, в $\frac{M}{\mu}$ раз больше тока протонов. Отсюда, в частности, следует, что (при таком рассмотрении) на нейтроне нейтральные мезоны рождаются не должны (нет токов). Подробнее это будет обсуждаться ниже.

Эксперимент¹ довольно определённо указывает на приблизительное равенство величин сечений рождения нейтральных и заряженных мезонов и на то, что нейтральные мезоны рождаются также и на нейтроне. Это наводит на мысль, что помимо электромагнитных взаимодействий с током частиц существенный вклад дают другие электромагнитные взаимодействия, связанные со структурой нуклеонов (поскольку нейтральный мезон со светом не взаимодействует). В последовательной мезонной теории эти взаимодействия должны получаться автоматически, как результат наличия заряженного мезонного облака около нуклеона. Однако вычисления по существующим мезонным теориям не дают правильной величины взаимодействия нуклеона даже со статическим магнитным полем, т. е. статического аномального магнитного момента нуклеона¹⁹. Это можно объяснить либо несовершенством методов вычисления, либо тем, что за эти взаимодействия ответственны мезоны нескольких сортов.

Исходя из этих соображений, было предположено¹⁶, что эти электромагнитные взаимодействия можно описать дополнительным членом $\frac{1}{2} \mu_0 \psi^\dagger \gamma_\mu \gamma_\nu \psi F_{\mu\nu}$, где γ_μ и γ_ν — матрицы Дирака, $F_{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля, ψ — нуклонная волновая функция, μ_0 — разность между полным и нормальным магнитными моментами нуклеона. Вообще говоря, магнитный момент должен как-то зависеть от длины волны падающего света. Можно ввести какую-нибудь зависимость μ_0 от энергии падающих γ -квантов; это несколько не изменит расчётов. Но можно также считать, что аномальный магнитный момент равен магнитному моменту, экспериментально измеренному в статическом поле. Последнее означает, что принимается такая модель нуклеона, в которой токи, вызывающие магнитный момент, сосредоточены в области значительно-

меньшей чем длина волны падающего на нуклеон электромагнитного излучения (для интересующей нас области энергий γ -квантов $\lambda \sim \frac{\hbar}{\mu c}$).

Вычисления¹⁶ были проведены по обычной теории возмущений для скалярного и псевдоскалярного вариантов мезонных теорий. (Как отмечалось выше, рассчитывать по другим теориям не имеет смысла.) Сечение рождения псевдоскалярного нейтрального мезона на протоне для случая псевдовекторной связи получено в виде

$$d\sigma_p^0 = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{g^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{\pi d E_\mu}{M c^3} \left\{ 2 \frac{E_\mu^2}{E_\gamma^2} \left(1 + \frac{\mu_p E_\gamma}{2 M c^2}\right)^2 - \frac{4 E_\mu (P_\gamma P_\mu) c^2 \left(E_\gamma - \frac{(P_\gamma P_N)}{2 M}\right) \left(1 + \frac{E_\mu}{2 M c^2}\right) \left(1 + \frac{\mu_p E_\gamma}{2 M c^2}\right) \mu_p}{E_\gamma^2 \left(E_\gamma - \frac{P_\gamma^2}{2 M}\right) \left(E_\mu + \frac{P_\mu^2}{2 M}\right)} + \frac{\left(1 + \frac{E_\mu}{2 M c^2}\right)^3 c^2 P_\mu^2 \mu_p^2}{\left(E_\gamma - \frac{P_\gamma^2}{2 M}\right) \left(E_\mu + \frac{P_\mu^2}{2 M}\right)} \times \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{(P_\mu P_\gamma)^2}{2 M^2 \left(E_\gamma - \frac{P_\gamma^2}{2 M}\right) \left(E_\mu + \frac{P_\mu^2}{2 M}\right)} \right] \right\}, \quad (1)$$

где E_μ — энергия мезона, θ — угол между импульсом мезона и направлением падения γ -квантов, μ_p — аномальный магнитный момент протона в ядерных магнетонах; P_γ , P_μ , P_N — импульсы γ -кванта, мезона и нуклеона отдачи соответственно; E_γ — энергия падающих γ -квантов. Мы здесь привели результат вычисления, проведённого в приближении Паули (о приближении Паули см. ниже). Релятивистский расчёт был нами также проделан; результат отличается от приведённой формулы не более чем на 10% для энергий γ -квантов до $2,4 \mu c^2$ ($\sim 340 \text{ Мэв}$). Сечение рождения нейтральных мезонов на нейтроне получается из формулы (1), если там оставить только члены с μ_p^2 и заменить μ_p на μ_N — аномальный магнитный момент нейтрона.

Для совпадения порядка величины сечения с экспериментально наблюдаемым при $E_\gamma \approx 330 \text{ Мэв}$ достаточно вместо μ_p и μ_N

подставить значения статических магнитных моментов, а $\frac{g^2}{\hbar c}$ положить равным $1/6$. Угловые распределения нейтральных мезонов, рождающихся на нейтроне и протоне, для $E_\gamma = 2,4 \mu c^2$ приведены на рис. 8, а зависимость полных сечений от энергии γ -квантов на рис. 9*).

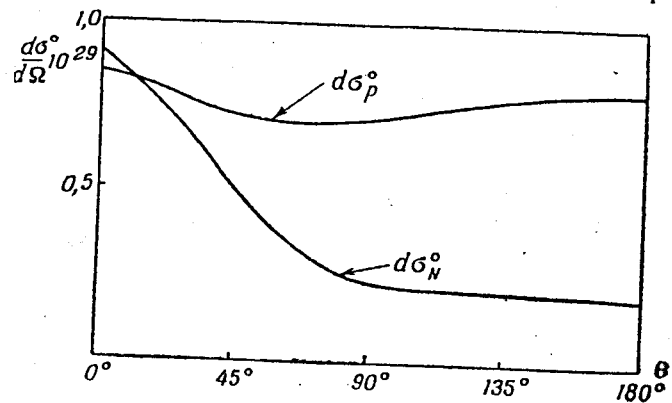


Рис. 8.

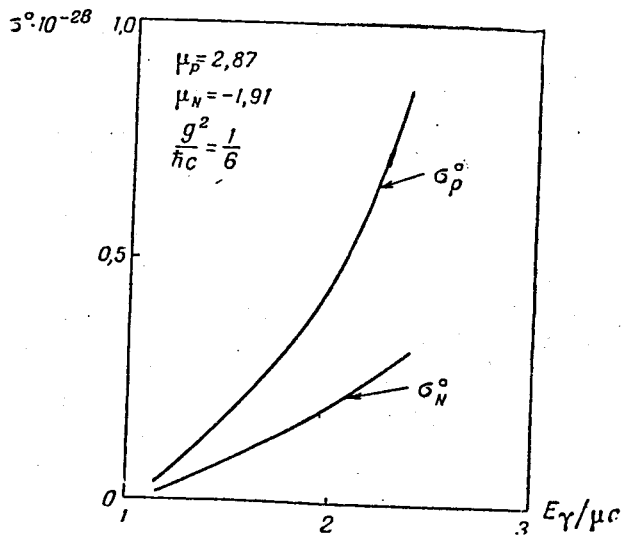


Рис. 9.

*) Последние эксперименты²⁷, в согласии с нашими расчётами, показали, что сечение фоторождения π^0 -мезонов растёт с энергией γ -квантов гораздо быстрее, чем сечение рождения заряженных мезонов (ср. рис. 9 и рис. 15).

Совсем иной результат получился при вычислении по скалярной теории¹⁶. Введение аномального момента не исправляет ситуации (сечение остаётся в 10^2 раз меньше сечения наблюдаемого экспериментально, если взять те же μ_p , μ_N и $\frac{g^2}{\hbar c}$, что и в псевдоскалярном варианте). Это легко понять, и не проделывая подробных вычислений. Рассмотрим рождение нейтрального скалярного мезона на бесконечно тяжёлом нуклеоне (без учёта отдачи). Пусть γ -квант поглощается благодаря некоторому взаимодействию электромагнитного поля с нуклеоном, описываемому в гамильтониане членом H_e . Не будем его конкретизировать, — это может быть взаимодействие с магнитным моментом или какое-нибудь другое электромагнитное взаимодействие. Рождение же и поглощение мезона происходит за счёт взаимодействия $H_g = g\varphi$, где φ — мезонная функция. Матричный элемент в низшем неисчезающем приближении теории возмущений запишется:

$$H_{k0} = \frac{H_{e_{ki}} H_{g_{i0}}}{E_0 - E_i} + \frac{H_{g_{kj}} H_{e_{j0}}}{E_0 - E_j} = \frac{H_{e_{ki}} H_{g_{i0}}}{-E_\mu} + \frac{H_{g_{kj}} H_{e_{j0}}}{E_\gamma} = 0, \quad (2)$$

так как $E_\gamma = E_\mu$, а H_g коммутирует с любым H_e . В случае же рождения псевдоскалярного мезона в H_g входит матрица σ , поэтому H_g не коммутирует с H_e , и матричный элемент H_{k0} в нуль не обращается. Рассмотрение рождения мезонов без учёта отдачи нуклеонов, конечно, очень грубо. Однако выражение, которое получается при таком рассмотрении, входит в несколько изменённом виде также и в сечение, вычисленное с учётом отдачи, и даёт там основной вклад.

Полученные результаты¹⁶ говорят о том, что, повидимому, только псевдоскалярная теория не противоречит экспериментальным данным¹. Ниже мы подробнее остановимся на сравнении теоретических результатов с экспериментальными. Сейчас же перейдём к рассмотрению рождения заряженных мезонов.

б) Заряженные мезоны

Наиболее интересными характеристиками процесса образования заряженных мезонов являются распределение мезонов по углу θ и зависимость сечения рождения мезонов от энергии падающих γ -квантов. Как будет показано ниже, эти характеристики существенно зависят от свойств мезонов и их взаимодействий с нуклонами. Эти различия, возникающие при образовании мезонов фотонами, наиболее отчётливо проявляются при достигнутых в лабораторных условиях² энергиях γ -квантов ($E_\gamma \sim 2\mu c^2$). Поэтому, несмотря на предварительный характер эксперимента, из приведённых выше данных уже можно сделать довольно определённые выводы о природе π -мезонов.

В первых работах по рождению мезонов γ -квантами (с энергией $\sim 2\mu c^2$)^{13,14}, из которых следует отметить¹³ как наиболее подробное исследование, расчёт производился без учёта отдачи нуклеонов. Это очень грубое рассмотрение; однако уже в этом приближении выявляются наиболее характерные черты процесса для различных мезонных теорий. Наиболее компактные и легко интерпретируемые выражения для сечений удастся получить только при релятивистском рассмотрении. Вычисления в приближении Паули для нуклеона дают в интересующей нас области энергий γ -квантов ($\sim 2\mu c^2$) результаты, отличающиеся от соответствующих результатов релятивистских расчётов меньше чем на 10%. Сейчас в литературе имеются выражения для сечений рождения заряженных мезонов γ -квантами, вычисленные релятивистски по всем основным мезонным теориям и со всеми типами взаимодействий мезонов с нуклеонами (за исключением псевдотензорного взаимодействия псевдовекторной теории). Поэтому ниже мы приводим результаты релятивистских расчётов. (Все сечения относятся к лабораторной системе координат.)

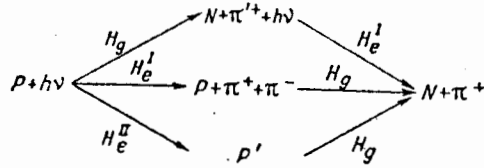


Рис. 10.

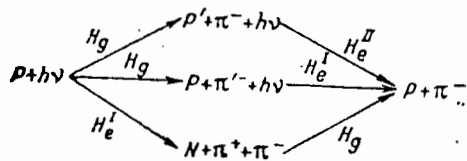


Рис. 11.

и π^- -мезонов для случая взаимодействий мезонов с нуклеонами, не включающих производных от функций мезонного поля. Около стрелок обозначены взаимодействия, вызывающие соответствующие переходы, а именно: H_g — взаимодействие мезонного поля с нуклеоном, H_e^I — взаимодействие электромагнитного поля с мезоном, H_e^{II} — взаимодействие электромагнитного поля с нуклеоном. При рассмотрении взаимодействий, включающих производные от мезонного поля, к каждой из этих схем добавится по одной цепочке, изображающей переход без промежуточного состояния.

Скалярная теория. Часть лагранжиана, обусловленная взаимодействием нуклеона с мезонным полем, имеет вид:

$$g_1 \psi^\dagger \psi (\varphi \tau_{pN} + \varphi^* \tau_{Np}) + g_2 \frac{\hbar}{\mu c} \psi^\dagger \gamma_\nu \psi \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\nu} \tau_{pN} + \frac{\partial \varphi^*}{\partial x_\nu} \tau_{Np} \right),$$

где g_1 и g_2 — константы связи, ψ и φ — волновые функции нуклеонов и мезонов соответственно, $\tau_{pN} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ и $\tau_{Np} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$. В работе²¹ было показано, что в первом приближении второй тип связи (второе слагаемое) исчезает. Поэтому рассматривается взаимодействие только первого типа^{11,15}.

Сечение рождения положительных мезонов можно записать в виде:

$$d\sigma_{\text{ск}}^+ = \left(\frac{g_1^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^2 \frac{\mu^2 c^4 c^3 P_\mu^2 d\Omega}{4 M c^2 E_\gamma [c P_\mu (E_\gamma + M c^2) - E_\gamma E_\mu \cos \theta]} \times \left\{ \frac{4 c^2 P_\mu^2 \sin^2 \theta \left(2 M^2 c^4 - \frac{1}{2} \mu^2 c^4 \right)}{[2 M c^2 (E_\gamma - E_\mu) + \mu^2 c^4]^2} + \frac{2 M c^2 E_\mu - \mu^2 c^4}{2 M c^2 E_\gamma} \right\}, \quad (3)$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла ($d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$). Для сечения рождения отрицательных мезонов получается:

$$d\sigma_{\text{ск}}^- = \left[\frac{2 M c^2 E_\gamma}{2 M c^2 E_\mu - \mu^2 c^4} \right]^2 d\sigma_{\text{ск}}^+. \quad (4)$$

Дифференциальные сечения (3) и (4) были проинтегрированы в работе^{20*}). В результате для полных поперечных сечений получаются следующие выражения:

$$\sigma_{\text{ск}}^+ = \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{g_1^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^2 \frac{\pi \cdot \mu^2 c^4}{2 M^2 c^4 E_\gamma} \left\{ \left(1 - \frac{4 M^2 c^4}{\mu^2 c^4} \right) \times \left[\frac{\mu^2 c^4 (2 M c^2 E_\gamma + \mu^2 c^4)}{2 E_\gamma^2 M c^2} \ln \frac{2 M c^2 E_\gamma + \mu^2 c^4 - 2 M c^2 R}{2 M c^2 E_\gamma + \mu^2 c^4 + 2 M c^2 R} + \frac{2 \mu^2 c^4 R}{E_\gamma^2} \right] + \frac{2 M c^2 (E_\gamma + M c^2) - \mu^2 c^4}{(M c^2 + 2 E_\gamma)^2} R \right\}, \quad (5)$$

$$\sigma_{\text{ск}}^- = \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{g_1^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^2 \frac{\pi \cdot \mu^2 c^4}{2 M^2 c^4 E_\gamma} \left\{ \left(1 - \frac{4 M^2 c^4}{\mu^2 c^4} \right) \times \left[\frac{\mu^2 c^4 (2 M c^2 E_\gamma - \mu^2 c^4)}{2 E_\gamma^2 M c^2} \ln \frac{2 M c^2 E_\gamma - \mu^2 c^4 - 2 M c^2 R}{2 M c^2 E_\gamma - \mu^2 c^4 + 2 M c^2 R} + \frac{2 \mu^2 c^4 R}{E_\gamma^2} \right] + M c^2 \ln \frac{2 M c^2 E_\gamma - \mu^2 c^4 + 2 M^2 c^4 + 2 M c^2 R}{2 M c^2 E_\gamma - \mu^2 c^4 + 2 M^2 c^4 - 2 M c^2 R} \right\}, \quad (6)$$

* В работе²⁰ содержится небольшая ошибка. Полученные там сечения рождения заряженных мезонов следует в два раза уменьшить. Из-за этой ошибки авторы получили также неправильную величину отношения сечений $\frac{\sigma_{\pi^0}}{\sigma_{\pi^+}}$.

где

$$R = \sqrt{\left(E_\gamma + \mu c^2 - \frac{\mu^2 c^4}{2Mc^2}\right) \left(E_\gamma - E_\gamma^{\text{порог}}\right)};$$

а здесь энергия γ -квантов на пороге $E_\gamma^{\text{порог}} = \mu c^2 \left(1 + \frac{\mu c^2}{2Mc^2}\right)$.

Угловые распределения мезонов и зависимость полных поперечных сечений от энергии падающих γ -квантов приведены на рис. 12 и 13.

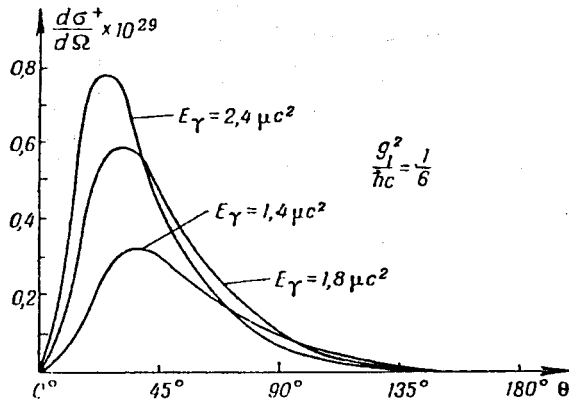


Рис. 12.

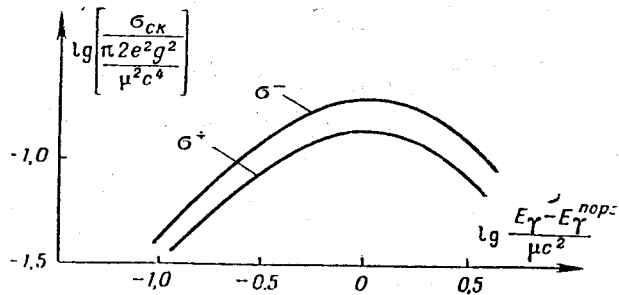


Рис. 13.

Псевдоскалярная теория. В этом случае взаимодействия нуклона с мезонным полем запишутся в виде:

$$f_1 \psi^\dagger \gamma_5 \psi (\varphi \tau_{pN} + \varphi^* \tau_{Np}) + f_2 \frac{\hbar}{\mu c} \psi^\dagger \gamma_\nu \gamma_5 \psi \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\nu} \tau_{pN} + \frac{\partial \varphi^*}{\partial x_\nu} \tau_{Np} \right),$$

где f_1 и f_2 — константы связи; $\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$, γ_ν — матрица Дирака. Вычисление сечений было проведено с обоими видами связи^{15, 20}.

Однако согласно теореме об эквивалентности этих связей²¹ (для рассматриваемого процесса) результаты отличаются лишь постоянными множителями. Дифференциальные сечения рождения мезонов имеют вид:

$$d\sigma_{\text{п-ск}}^+ = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{f_3^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^3 \frac{\mu^2 c^4 c^2 P_\mu^2 d\Omega}{4 E_\gamma M c^3 [c P_\mu (E_\gamma + M c^2) - E_\gamma E_\mu \cos \theta]} \times \left\{ \frac{2 M c^2 E_\mu - \mu^2 c^4}{2 M c^2 E_\gamma} - \frac{2 \mu^2 c^4 c^2 P_\mu^2 \sin \theta}{[2 M c^2 (E_\gamma - E_\mu) + \mu^2 c^4]^2} \right\}, \quad (7)$$

$$\frac{(d\sigma_{\text{п-ск}}^-)}{(d\sigma_{\text{п-ск}}^+)} = \frac{(d\sigma_{\text{ск}}^-)}{(d\sigma_{\text{ск}}^+)} = \left[\frac{2 M c^2 E_\gamma}{2 M c^2 E_\mu - \mu^2 c^4} \right]^2, \quad (8)$$

где

$$f_3 = f_1 + \frac{2M}{\mu} f_2.$$

Соответствующие угловые распределения приведены на рис. 14. Полные поперечные сечения получены в виде²⁰:

$$\sigma_{\text{п-ск}}^+ = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{f_3^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^3 \frac{\pi \mu^2 c^4}{2 M^2 c^4 E_\gamma} \times \left[\frac{\mu^2 c^4 (2 M c^2 E_\gamma + \mu^2 c^4)}{2 M c^2 E_\gamma^2} \ln \frac{2 M c^2 E_\gamma + \mu^2 c^4 - 2 M c^2 R}{2 M c^2 E_\gamma + \mu^2 c^4 + 2 M c^2 R} + \frac{2 \mu^2 c^4 R}{E_\gamma^2} + \frac{2 M c^3 (E_\gamma + M c^2) - \mu^2 c^4}{(M c^2 + 2 E_\gamma)^2} R \right]. \quad (9)$$

$$\sigma_{\text{п-ск}}^- = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{f_3^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^3 \frac{\pi \mu^2 c^4}{2 M^2 c^4 E_\gamma} \times \left[\frac{\mu^2 c^4 (2 M c^2 E_\gamma - \mu^2 c^4)}{2 M c^2 E_\gamma^2} \ln \frac{2 M c^2 E_\gamma - \mu^2 c^4 - 2 M c^2 R}{2 M c^2 E_\gamma - \mu^2 c^4 + 2 M c^2 R} + \frac{2 \mu^2 c^4 R}{E_\gamma^2} + M c^3 \ln \frac{2 M c^2 E_\gamma - \mu^2 c^4 + 2 M c^2 R}{2 M c^2 E_\gamma - \mu^2 c^4 - 2 M c^2 R} \right]. \quad (10)$$

Зависимость полных поперечных сечений рождения псевдоскалярных мезонов от энергии падающих γ -квантов (E_γ) показана на рис. 15.

Векторная теория. Взаимодействие мезонов с нуклонами берётся в виде:

$$g_1 \psi^\dagger \gamma_\nu \psi (\varphi_\nu \tau_{pN} + \varphi_\nu^* \tau_{Np}) +$$

$$+ g_2 \frac{\hbar}{\mu c} \frac{1}{2} \psi^\dagger \gamma_\mu \gamma_\nu \psi \left[\left(\frac{\partial \varphi_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial x_\mu} \right) \tau_{pN} + \left(\frac{\partial \varphi_\mu^*}{\partial x_\nu} - \frac{\partial \varphi_\nu^*}{\partial x_\mu} \right) \tau_{Np} \right].$$

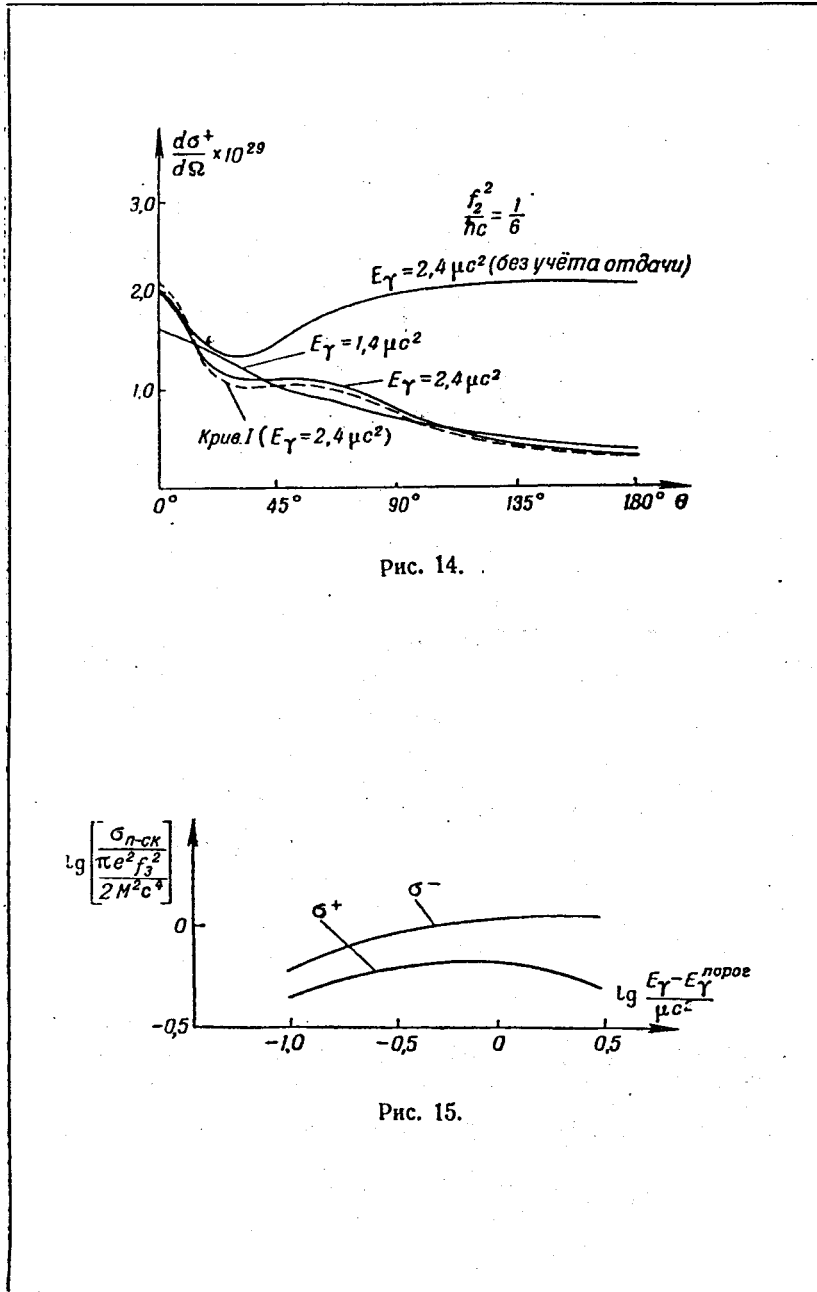


Рис. 14.

Рис. 15.

38

С первым типом связи вычисления сечений проведены в работе¹¹, а со вторым — в работе¹⁵. Выражения для сечений, полученные в этом варианте мезонной теории, очень громоздки и не наглядны, поэтому мы не будем их здесь приводить (читатель может их найти в цитируемых работах).

Для векторной мезонной теории характерным является сильная вытянутость углового распределения мезонов, образуемых фотонами, в направлении импульса γ-кванта и быстрый рост эффективного сечения с энергией γ-квантов. На рис. 16 показано угловое распределение мезонов для случая векторной (g₁) связи, а на

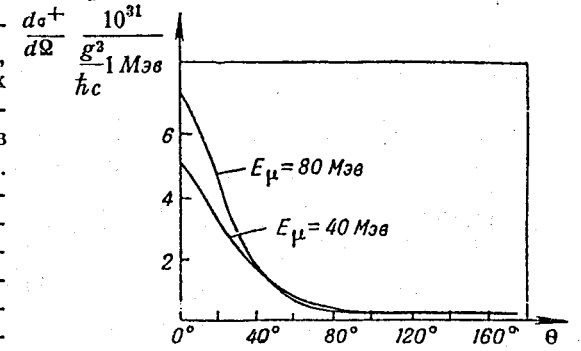


Рис. 16.

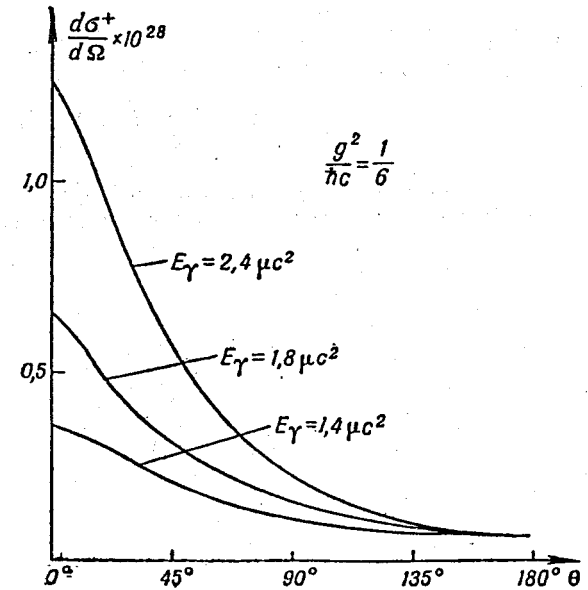


Рис. 17.

рис. 17 — для случая тензорной (g₂) связи. Интегрирования сечений рождения векторных мезонов по углам θ проведено не было,

за исключением¹⁸, где приведены графики зависимости от энергии γ -квантов полного сечения, полученного без учёта отдачи нуклона. Довольно грубо рост полного сечения с энергией E_γ можно оценить как $\sim E_\gamma^2$. Отношение $\frac{\sigma_{\text{вект}}^-}{\sigma_{\text{вект}}^+}$ приблизительно такое же, как в случае скалярной и псевдоскалярной теории (рис. 18).

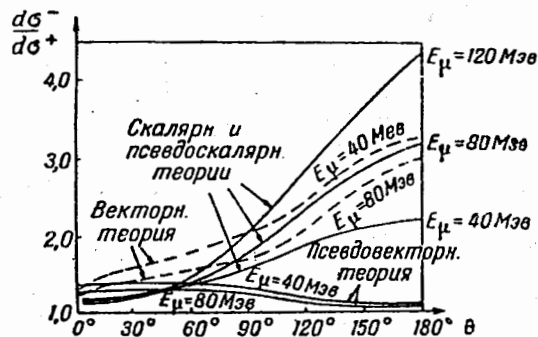


Рис. 18.

Псевдовекторная теория. По псевдовекторной теории вычисления были проделаны в работе¹¹. Рассматривалось взаимодействие нуклона с мезонным полем вида:

$$f_1 \psi^+ \gamma_\nu \gamma_5 \psi (\varphi_\nu \tau_{pN} + \varphi_\nu^* \tau_{Np}).$$

Полученные угловые распределения приведены на рис. 19, заимствованном, так же как и рис. 16, из работы¹¹ и изображающем угловые распределения мезонов заданной энергии E_μ , рождаемых пучком γ -квантов, имеющих спектр $\frac{dE_\gamma}{E_\gamma}$.

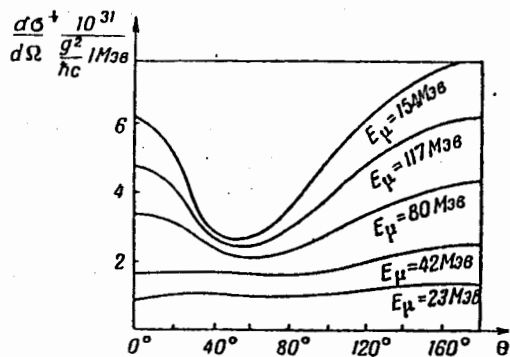


Рис. 19.

энергии E_γ , одинаковы. Для псевдовекторной теории характерен такой же быстрый рост сечения с энергией γ -квантов,

как и для векторной теории. Отношение $\frac{\sigma_{\text{л-вект}}^-}{\sigma_{\text{л-вект}}^+}$ очень близко к единице и зависимость его от угла θ совершенно другая, чем в случае первых трёх вариантов мезонных теорий (см. рис. 18).

в) Полуклассическое рассмотрение

Для сравнения результатов, полученных по разным теориям, и для более отчётливого физического понимания процесса образования мезонов полезно проделать следующее полуклассическое рассмотрение.

Во всех мезонных теориях нуклон принято рассматривать как частицу, обладающую некоторым мезонным зарядом. Это означает, что нуклон порождает вокруг себя мезонное поле аналогично тому, как электрон — поле электромагнитное. В случае заряженных мезонов, мезонное поле около нуклона связано с так называемым заряженным мезонным облаком, существованием которого наглядно интерпретируется наличие у нуклона аномального магнитного момента. С корпускулярной точки зрения это мезонное поле часто рассматривают как результат того, что нуклоны испускают и поглощают мезоны (т. е., например, протон проводит некоторую часть времени в состоянии нейтрон + положительный мезон). Пусть на такую систему падает пучок γ -квантов. Отбросим пока взаимодействие электромагнитного поля с аномальным магнитным моментом нуклона и рассмотрим случай рождения нейтрального мезона. Если в лабораторной системе координат протон покоится, то взаимодействовать со светом он будет лишь после того, как испустит мезон и получит отдачу. Обозначим вероятность испускания мезона (относительное время пребывания протона в состоянии из двух частиц) через W . Тогда полная вероятность рождения мезона фотоном будет равна произведению W на вероятность поглощения движущимся протоном γ -кванта. Последнюю можно считать пропорциональной квадрату энергии электромагнитного взаимодействия $(\mathbf{j}_p \mathbf{A})^2$ (здесь \mathbf{j}_p — ток протона, \mathbf{A} — вектор-потенциал электромагнитного поля). Для случая релятивистской частицы это электромагнитное взаимодействие запишется в виде:

$$\frac{e(\mathbf{vA})}{1 - \beta \cos \theta} = \frac{E_\gamma e(\mathbf{PA})c^2}{E_\gamma (E + cP \cos \theta)} = -eE_\gamma \frac{(\mathbf{PA})}{(\hat{\mathbf{A}} \hat{\mathbf{P}}_\gamma)}, \quad (11)$$

где \mathbf{v} — скорость частицы, \mathbf{P} — её импульс, $\beta = \frac{v}{c}$. Здесь и в дальнейшем для краткости записи мы будем использовать 4-мерные векторы. $(\hat{\mathbf{A}} \hat{\mathbf{B}})$ означает скалярное произведение 4-мерных векторов: $(\hat{\mathbf{A}} \hat{\mathbf{B}}) = A_4 B_4 + (\mathbf{AB})$. Итак, вероятность рождения

нейтрального мезона пропорциональна:

$$W_{\pi^0} \cdot e^2 E_{\gamma}^2 \frac{(P_p A)^2}{(\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})^2}, \quad (12)$$

где P_p — импульс протона.

Рассмотрим таким же способом рождение положительного мезона. При рождении положительного мезона вероятность поглощения фотона будет определяться квадратом взаимодействия его с током мезона $(j_{\mu} A)^2$ (j_{μ} — ток мезона). Электромагнитное поле не взаимодействует в этом случае с нуклеоном, так как с последним не связан перенос заряда. Поэтому вероятность рождения π^+ -мезона будет пропорциональна величине:

$$W_{\pi^+} e^2 E_{\gamma}^2 \frac{(P_{\mu} A)^2}{(\hat{P}_{\mu} \hat{P}_{\gamma})^2}. \quad (13)$$

Если считать, что природа взаимодействия нуклеона с заряженным и нейтральным мезонными полями одинакова, то W_{π^0} можно положить равным W_{π^+} . Тогда отношение вероятностей рождения нейтральных и положительных мезонов запишется в виде:

$$\frac{(P_p A)^2}{(\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})^2} \cdot \frac{(\hat{P}_{\mu} \hat{P}_{\gamma})^2}{(P_{\mu} A)^2} = \frac{(\hat{P}_{\mu} \hat{P}_{\gamma})^2}{(\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})^2}, \quad (14)$$

так как в силу закона сохранения импульса ($P_p = P_{\gamma} - P_{\mu}$) и поперечности световой волны ($(P_{\gamma} A) = 0$): $-(P_p A) = (P_{\mu} A)$. Интересно отметить, что в точности такое же отношение сечений получается в результате последовательного релятивистского расчёта по скалярной и псевдоскалярной мезонным теориям. Для энергий γ -квантов вблизи порога из (14) можно получить, что $\frac{\sigma_{\pi^0}}{\sigma_{\pi^+}} \sim$

$\sim \left(\frac{\mu}{M}\right)^2$. При рождении отрицательных мезонов нейтрон превращается в протон и π^- -мезон, поэтому вероятность будет зависеть как от тока мезонов, так и от тока протонов:

$$W_{\pi^-} \cdot e^2 E_{\gamma}^2 \left[\frac{(P_p A)}{(\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})} - \frac{(P_{\mu} A)}{(\hat{P}_{\mu} \hat{P}_{\gamma})} \right]^2. \quad (15)$$

Учитывая, что $(P_p A) = -(P_{\mu} A)$ (и считая $W_{\pi^+} = W_{\pi^-}$), получим для отношения сечений рождения положительных и отрицательных мезонов следующее выражение¹¹:

$$\frac{(d\sigma^-)}{(d\sigma^+)} = \frac{[(\hat{P}_{\mu} \hat{P}_{\gamma}) + (\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})]^2}{(\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})^2} = \frac{M^2 c^4 E_{\gamma}^2}{(\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})^2}. \quad (16)$$

Выражение (16) после простых преобразований в точности совпа-

дает с выражением (8), полученным при релятивистском расчёте по скалярной и псевдоскалярной теориям.

Рассмотрим теперь, пользуясь этими наглядными представлениями, результаты расчётов по теории возмущений. Сечение рождения нейтрального скалярного мезона (без учёта аномального магнитного момента) можно получить в виде:

$$\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{g^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^3 \frac{\pi \cdot \mu^2 c^4 dE_{\mu}}{2 M c^2 E_{\gamma}^2} \left\{ \left[\frac{2 M c^2 E_{\mu} - \mu^2 c^4}{2 M c^2 E_{\gamma}} + \frac{2 M c^2 E_{\gamma}}{2 M c^2 E_{\mu} - \mu^2 c^4} - 2 \right] - \frac{\mu^2 c^4 c^2 P_{\mu}^2 \sin^2 \theta}{2 (\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})^2} + \left(\frac{2 M}{\mu}\right)^2 \frac{\mu^2 c^4 c^2 P_{\mu}^2 \sin^2 \theta}{2 (\hat{P}_p \hat{P}_{\gamma})^2} \right\}. \quad (17)$$

Для практически интересной области энергий γ -квантов третий член в фигурных скобках значительно больше всех остальных. Нетрудно видеть, что он обусловлен взаимодействием тока нуклеона отдачи с электромагнитным полем, $(j_p A)^2$. Первый же член (в квадратных скобках) обусловлен взаимодействием света с нормальным магнитным моментом нуклеона. Чтобы сделать это более ясным, произведём в формуле (17) переход $\mu \rightarrow 0$, тогда получим:

$$\frac{\pi e^2 g^2}{2 M c^2 E_{\gamma}^2} dE_{\mu} \left\{ \left[\frac{E_{\mu}}{E_{\gamma}} + \frac{E_{\gamma}}{E_{\mu}} - 2 \right] + 2 \sin^2 \theta \right\}. \quad (18)$$

Формула (18) почти совпадает с формулой Клейна-Нишины. Множитель перед фигурной скобкой и член в квадратных скобках у этих формул совпадают в точности (при замене g^2 на e^2). Если в формуле Клейна-Нишины второй член представляет классическую формулу Томсона, то здесь этот член получается из приведённых выше полуклассических соображений.

Член в квадратных скобках, общий обеим формулам, обусловлен наличием у частицы спина и переходами её в состояния с отрицательной энергией. Эту аналогичную формулу и следовало ожидать, исходя из аналогии взаимодействий мезонного поля с нуклеоном и электромагнитного поля с электроном (конечно, только в смысле аналогии, о которой упоминалось выше). Второй член в формуле (17), исчезающий при переходе $\mu \rightarrow 0$ отличается от последнего только множителем $\left(\frac{2M}{\mu}\right)^2$. Этот член можно истолковать так же, как это делается в статье¹¹ для заряженных мезонов. Скалярное мезонное облако около нуклеона состоит из двух частей. Одна часть распространяется на область порядка $\left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)$, другая же часть облака, тесно связанная с нуклеоном, — на область порядка $\left(\frac{\hbar}{M c}\right)$. Поэтому вторая часть облака даёт в сече-

ние образования мезонов вклад, меньший в $\sim \left(\frac{\mu}{M}\right)^2$ раз. Сечения рождения заряженных мезонов отличаются от сечения рождения нейтральных мезонов лишь множителем. Поэтому к ним в основном применимы те же соображения, что и для нейтральных мезонов. Основной вклад в сечение даёт опять третий член, но теперь он принимает несколько иной вид. В случае рождения положительных мезонов он будет обусловлен $(\mathbf{j}_\mu \mathbf{A})^2$, а при рождении отрицательных — $[-(\mathbf{j}_\mu \mathbf{A}) + (\mathbf{j}_p \mathbf{A})]^2$. Таким образом, при рождении заряженного скалярного мезона величина сечения определяется взаимодействием электромагнитного поля с током мезона (ток протона мал):

$$(\mathbf{j}_\mu \mathbf{A})^2 \rightarrow \frac{(\mathbf{P}_\mu \mathbf{A})^2}{E_\mu^2 (1 - \beta_\mu \cos \theta)^2}$$

Отсюда и вытекает дипольный характер углового распределения скалярных мезонов (так как $(\mathbf{P}_\mu \mathbf{A})^2 \rightarrow \sin^2 \theta$) (см. рис. 12). Знаменатель $(1 - \beta_\mu \cos \theta)^2$, обусловленный запаздыванием взаимодействия электромагнитного поля с быстро движущимся зарядом, приводит к искажению углового распределения. При больших энергиях угловое распределение становится вытянутым в направлении импульса γ -кванта. Понятен также и характер зависимости полного сечения от энергии γ -квантов. В случае скалярного мезона нет такого электромагнитного взаимодействия системы, энергия которого быстро возрастала бы с энергией падающего фотона.

Сечение рождения нейтрального псевдоскалярного мезона (без учёта аномального магнитного момента) имеет вид:

$$\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{f_3^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{\pi \cdot \mu^2 c^4 dE_\mu}{2 Mc^2 E_\gamma} \left\{ \left[\frac{2 Mc^2 E_\mu - \mu^2 c^4}{2 Mc^2 E_\gamma} + \frac{2 Mc^2 E_\gamma}{2 Mc^2 \beta_\mu - \mu^2 c^4} - 2 \right] - \frac{\mu^2 c^4 c^2 P_\mu^2 \sin^2 \theta}{2 (\hat{P}_p \hat{P}_\gamma)^2} \right\}, \quad (19)$$

где

$$f_3 = f_1 + \frac{2M}{\mu} f_2.$$

Сравнивая это выражение с формулой (17), можно заключить, что в случае псевдоскалярной теории основной вклад в сечение даёт член, обусловленный спином нуклеона и переходом его в состояние с отрицательной энергией. Это также указывает на сильную связь мезонного поля с нуклеоном и на то, что при образовании мезонов существенно взаимодействие с магнитным моментом нуклеона. Сечение рождения положительных псевдоскалярных мезонов, так же как и в случае скалярной теории, отли-

чается от сечения рождения нейтральных мезонов (19) только множителем $\frac{(\hat{P}_p \hat{P}_\gamma)^2}{(\hat{P}_\gamma \hat{P}_\mu)^2}$. Иначе это сечение можно записать в виде формулы (7). Основной вклад в сечение даёт первый член формулы (7), получающийся из выражения в квадратных скобках формулы (19). Он обуславливает приближительную изотропию углового распределения. Интересно отметить, что при вычислении без учёта отдачи нуклеона второй член в формуле (7) остаётся неизменным, первый же превращается в единицу. В этом грубом приближении особенно просто выясняется, что второй член обусловлен взаимодействием с током мезона, а первый — взаимодействием $eg(\sigma \mathbf{A}) \varphi$, дающим возможность процесса рождения мезонов без промежуточного состояния. Это взаимодействие появляется из взаимодействия нуклеона с мезонным полем при введении электромагнитного поля:

$$g(\sigma \nabla) \varphi \rightarrow g \left(\sigma, \nabla - \frac{ie}{\hbar c} \mathbf{A} \right) \varphi.$$

Как видно из формулы (7), входящее в неё выражение в фигурных скобках не испытывает быстрого роста с энергией E_γ , а множитель перед скобкой даже убывает. Таким образом, для мезонов со спином нуль характерно убывание сечения в зависимости от E_γ при больших энергиях.

Рассмотрим теперь рождение мезонов, обладающих спином. Для нейтральных мезонов, как уже отмечалось, такое рассмотрение, повидимому, не имеет смысла. Заряженные мезоны, имеющие спин, имеют также и магнитный момент, поэтому взаимодействие мезона с электромагнитным полем следует записать уже иначе. А именно: помимо взаимодействия $(\mathbf{j}_\mu \mathbf{A})$, будет ещё взаимодействие $(\mu_m \mathbf{H})$, где μ_m — магнитный момент мезона и \mathbf{H} — магнитное поле световой волны. Таким образом, если рассматривать полуклассически, то вероятность процесса рождения положительного мезона запишется:

$$W_{\pi^+} \left[\frac{\frac{e}{c} (\mathbf{v}_\mu \mathbf{A}) + (\mu_m \text{rot } \mathbf{A})}{1 - \beta_\mu \cos \theta} \right]^2. \quad (20)$$

В выражении для вероятности рождения положительного мезона с нулевым спином присутствовал только член $(\mathbf{v} \mathbf{A})$ и при $\theta = 0$ вероятность обращалась в нуль, так как $\mathbf{v} \parallel \mathbf{P}_\gamma$, а $\mathbf{A} \perp \mathbf{P}_\gamma$. В рассматриваемом же случае числитель в нуль не обращается, а знаменатель (если мезон — релятивистская частица $(\beta_\mu \sim 1)$) при $\theta = 0$ стремится к нулю. Поэтому для заряженных мезонов, обладающих спином, должно наблюдаться угловое распределение, сильно вытянутое в направлении \mathbf{P}_γ ($\theta = 0$). Однако это замечание справедливо лишь в том случае, когда мезонное поле не

сильно связано с нуклоном и основным взаимодействием, определяющим процесс, является фотомезонное взаимодействие. Указанный характер углового распределения получается по векторной теории. Величина сечения определяется членом $\frac{(\mu_m \cot A)^2}{(1 - \beta_\mu \cos \theta)^2}$

или $\frac{(\mu_m [AP_\gamma])^2}{(1 - \beta_\mu \cos \theta)^2}$. Отсюда следует, что если мезон обладает моментом, то сечение рождения должно быстро возрасть с энергией γ -квантов в области $E_\gamma \sim 2\mu c^2$ (дальнейший рост сечения может быть связан с дефектами теории). Что же касается углового распределения псевдовекторных мезонов, то здесь, по видимому, так же, как и для псевдоскалярных мезонов, благодаря наличию матрицы $\gamma_5 = \gamma_1 \cdot \gamma_2 \cdot \gamma_3 \cdot \gamma_4$ имеется сильная связь мезонного поля со спином нуклона. Отношение $\frac{(d\sigma^-)}{(d\sigma^+)}$ по векторной теории получается близким к полученному по скалярной и псевдоскалярной теориям. Это также легко понять из полуклассических соображений. При малых углах θ импульсы отдачи нуклона малы и, следовательно, дают $\frac{(d\sigma^-)}{(d\sigma^+)} \sim 1$. Как видно из рис. 18,

отношение $\frac{[(j_\mu A) + (j_p A)]^2}{(j_\mu A)^2}$ принимает наибольшее значение при больших углах θ . Взаимодействие с магнитным моментом даёт большой вклад только при небольших углах θ . Следовательно, оно приближает отношение $\frac{(d\sigma^-)}{(d\sigma^+)}$ к единице в той области углов θ , где это отношение и так близко к 1, и мало изменяет отношения при больших углах θ .

Таким образом, как видно из этого полуклассического анализа формул, характер угловых распределений, энергетические зависимости, относительные величины сечений рождения заряженных и нейтральных мезонов существенно зависят от электромагнитных взаимодействий. Из этого рассмотрения, в частности, понятно, почему вблизи порога сечение рождения нейтральных мезонов по всем теориям получается в $\sim \left(\frac{M}{\mu}\right)^2$ раз меньше сечений рождения заряженных мезонов, а также видно, что если не вводить никаких других электромагнитных взаимодействий (помимо взаимодействий с током частиц), то $d\sigma^0$ будет значительно меньше $d\sigma^+$. Как мы отмечали выше, если феноменологически ввести взаимодействие с аномальным магнитным моментом, то сечение $d\sigma^0$ можно получить приблизительно такой же величины, как и $d\sigma^+$. Однако при этом встаёт вопрос, надо ли вводить взаимодействие с дополнительным магнитным моментом нуклона при рассмотрении рождения заряженных мезонов.

г) Введение аномального магнитного момента при расчёте процесса рождения заряженных мезонов

При введении момента в случае рождения π^0 -мезонов¹⁶ мы исходили из того, что первое приближение теории возмущений учитывает только взаимодействие с зарядами частиц, но не учитывает взаимодействия электромагнитного поля с аномальным магнитным моментом нуклона или, точнее, с заряженным мезонным облаком около нуклона. Процесс же рождения заряженного мезона даже в первом приближении теории возмущений уже существенно включает взаимодействие фотона с заряженным мезонным облаком. Поэтому не ясно, какие дополнительные электромагнитные взаимодействия надо вводить. Для того чтобы выяснить, насколько введение этих дополнительных электромагнитных взаимодействий может изменить обсуждавшиеся выше результаты, мы проделали вычисления сечений рождения заряженных мезонов, введя аномальный магнитный момент¹⁶. Расчёты были проведены в приближении Паули. Результаты сводятся к следующему.

Сечение рождения скалярного положительного мезона в этом случае будет:

$$\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{g_1^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{M c^2 c^2 P_\mu^2 d\Omega}{E_\gamma [(E_\gamma + M c^2) c P_\mu - E_\gamma E_\mu \cos \theta]} \times \\ \times \left\{ \frac{2 \mu^2 c^4 c^2 P_\mu^2 \sin^2 \theta}{[2 M c^2 (E_\gamma - E_\mu) + \mu^2 c^4]^2} + \right. \\ \left. + \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2 \frac{\left[\mu_N \left(E_\gamma - \frac{P_\gamma^2}{2M}\right) - \mu_p \left(E_\mu + \frac{P_\mu^2}{2M}\right) \right]^2}{\left(1 - \frac{E_\gamma}{2M c^2}\right)^2 \left(E_\mu + \frac{P_\mu^2}{2M}\right)^2} \right\}. \quad (21)$$

Соответствующий график углового распределения показан на рис. 20. Из формулы (21) следует, что учёт аномального магнитного момента в скалярной теории не изменяет характерных особенностей углового распределения и зависимости сечения от энергии γ -квантов. Правда, величина полного сечения увеличивается приблизительно вдвое (при $E_\gamma \sim 2\mu c^2$). Отношение сечений $\frac{(d\sigma^-)}{(d\sigma^+)}$ для углов θ больше 90° становится практически равным единице, так как взаимодействие с аномальным магнитным моментом даёт в этом интервале углов большой и приблизительно одинаковый вклад и в $d\sigma^-$, и в $d\sigma^+$. Последнее следует

из того, что при учёте взаимодействия с магнитным моментом к основным цепочкам (см. выше, рис. 10 и 11) добавятся две,

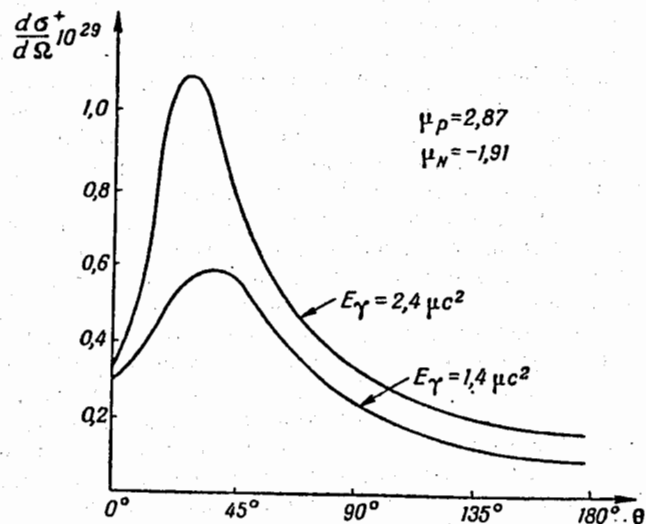


Рис. 20.

как в случае рождения отрицательного, так и в случае рождения положительного мезона (рис. 21 и 22). На рис. 21 и 22 около стрелок показаны взаимодействия, вызывающие соответствующий переход: H_e^N — взаимодействие электромагнитного поля с магнитным моментом нейтрона, H_e^p — взаимодействие электромагнитного поля с магнитным моментом протона, H_g — взаимодействие нуклона с мезонным полем. Из этих цепочек ясно, что добавка, обусловленная дополнительным магнитным моментом, приблизительно одинакова как для отрицательных, так и для положительных мезонов (действительно, всё сводится к замене $\mu_N \rightarrow \mu_p$

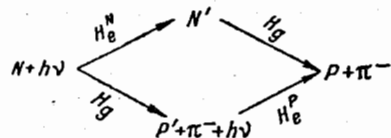


Рис. 21.

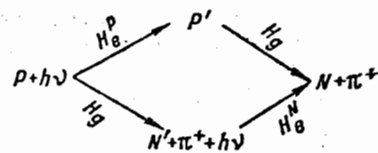


Рис. 22.

и $\mu_p \rightarrow \mu_N$ во втором члене формулы (21)). Для углов θ меньше $\sim 45^\circ$ ($\frac{d\sigma^-}{d\sigma^+}$) мало изменяется от введения аномального магнитного момента. Большой вклад в сечение для скалярных мезонов от дополнительного магнитного момента можно

объяснить с помощью таких же соображений, какие мы привели для объяснения малой величины сечения рождения нейтральных скалярных мезонов (см. формулу (2)). Для заряженных мезонов все те соображения остаются в силе, только теперь (как видно из цепочек, рис. 21) H_{eN} будет взаимодействием с магнитным моментом протона, а H_{ep} — с магнитным моментом нейтрона. Эти моменты имеют разные знаки. Поэтому, если при образовании нейтральных мезонов эти цепочки вычитались одна из другой, то теперь они будут складываться и давать большой вклад в сечение.

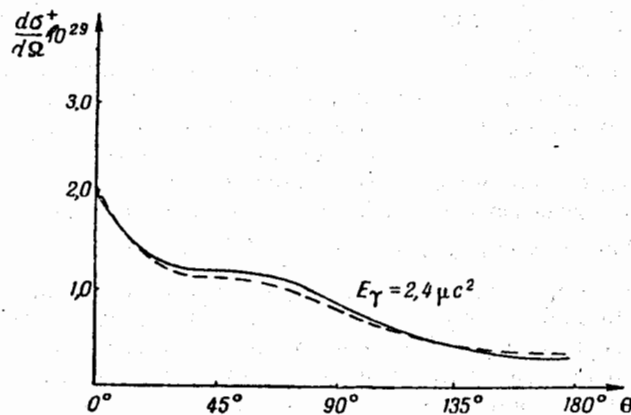


Рис. 23.

Были вычислены также сечения рождения псевдоскалярных заряженных мезонов (рассмотрена псевдовекторная связь). Однако из-за громоздкости формул мы не будем их здесь приводить и ограничимся только графиком. Угловое распределение π^+ -мезонов, полученное с учётом аномального магнитного момента, показано на рис. 23. Там же для сравнения приведено (пунктиром) угловое распределение, полученное по формуле (7). Из этого рисунка видно, что вклад от дополнительного магнитного момента в сечения рождения псевдоскалярных заряженных мезонов мал (меньше 10%) и почти не изменяет как величины полного сечения, так и других характерных особенностей процесса. Таким образом, при рождении заряженных мезонов для псевдоскалярной теории практически безразлично учитывать аномальный магнитный момент или не учитывать.

Вычислений сечения рождения заряженных векторных мезонов с учётом дополнительного магнитного момента нуклона проведено не было. Однако для этого варианта теории почти очевидно, что магнитный момент даёт небольшой вклад, так как порядок величины сечения в этом случае определяется сильным фотомезонным взаимодействием.

III. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравним теперь изложенные выше экспериментальные и теоретические данные по образованию мезонов γ -квантами. Сечение рождения положительных мезонов на водороде, измеренное экспериментально⁶, быстро растёт с энергией γ -квантов до $E_\gamma \approx 2 \mu c^2$, а затем рост сечения прекращается (см. рис. 7). Это, как нам кажется, является наиболее убедительным аргументом в пользу отсутствия спина у заряженного π -мезона. Ибо, как следует из расчётов по теории возмущений и из полуклассических соображений, вне зависимости от типа связи мезона с нуклоном, сечение рождения мезонов, имеющих спин (а следовательно, и магнитный момент), должно быстро расти с энергией γ -квантов (в области $E_\gamma \sim 2\mu c^2$).

Зависимость же сечения рождения заряженных мезонов со спином нуль от E_γ хорошо соответствует экспериментально наблюдаемой (см. рис. 7 и рис. 15)

Ещё более определённые экспериментальные доказательства имеются в пользу равенства нулю спина у нейтрального мезона. Доказано¹, что нейтральный мезон распадается только на два фотона. Отсюда следует, что он должен иметь спин либо 0, либо 2 и выше¹⁸. Поскольку введение высших спинов является дополнительным, и вообще не необходимым предположением, то естественно остановиться на значении спина, равным нулю.

Исходя из приведённых соображений, можно сказать, что имеющимся экспериментальным данным не соответствуют векторная и псевдовекторная мезонные теории.

Для угловых распределений заряженных мезонов по теориям, дающим преобладание фотомезонного взаимодействия, с ростом энергии γ -квантов должна наблюдаться характерная тенденция увеличения вероятности рождения мезонов под углами θ , близкими к $\theta = 0^\circ$. Эта асимметрия в угловом распределении, как отмечалось выше, обусловлена запаздыванием во взаимодействии фотона с мезоном. Такой характер углового распределения соответствует скалярной и векторной теориям. В случае сильного взаимодействия мезона со спином нуклона (псевдоскалярный вариант теории) угловое распределение приблизительно изотропно и не сильно изменяется с энергией γ -квантов. Как показывают предварительные экспериментальные данные^{5,6}, угловое распределение заряженных мезонов приблизительно изотропно.

Таким образом, только псевдоскалярный вариант даёт согласующиеся с экспериментом результаты по рождению заряженных мезонов γ -квантами.

Этот же вариант мезонного поля является единственным пригодным для описания свойств нейтрального мезона. Остальные варианты отпадают, так как они дают либо значение спина, отличное

от нуля, либо (скалярная теория) величину сечения $d\sigma^0$, значительно меньшую, чем $d\sigma^+$. Псевдоскалярная теория при введении аномального магнитного момента даёт в согласии с экспериментом одинаковый порядок величины этих сечений*).

Что касается остальных экспериментальных данных, то они относятся к рождению мезонов в ядре. Поэтому, чтобы получить результаты теоретически, необходимо рассмотреть рождение мезонов на связанных нуклонах. Здесь имеется известная трудность, обусловленная произволом модельных представлений. Поэтому остальные экспериментальные результаты можно объяснить лишь качественно.

Экспериментально наблюдаемое превышение величины сечения рождения π^- -мезонов над сечением рождения π^+ -мезонов согласуется с результатами, полученными по псевдоскалярной теории²². Во всех мезонных теориях положительные и отрицательные мезоны входят симметрично, как две компоненты одного заряженного комплексного поля. Единственным источником несимметрии при рождении заряженных мезонов является взаимодействие электромагнитного поля с зарядом протона (и нормальным магнитным моментом). Правда, имеется ещё один источник несимметрии — кулоновское взаимодействие, но он существенно сказывается лишь совсем вблизи порога образования мезонов. При рождении π^+ -мезонов на протонах кулоновское взаимодействие вообще отсутствует (в конечном состоянии π^+ -мезон и нейтрон). При рождении π^- -мезонов на нейтронах (в конечном состоянии π^- -мезон и протон) оно даёт поправку к сечению $\sim 3\%$ для $E_\gamma \sim 2\mu c^2$. Как отмечалось в работе¹¹, отношение $\frac{(d\sigma^-)}{(d\sigma^+)}$ было бы равно единице, если бы основную роль в процессе образования заряженных мезонов играли электромагнитные взаимодействия типа взаимодействий с аномальным магнитным моментом нуклонов.

Несмотря на то, что ядро углерода содержит шесть протонов, экспериментальное значение сечения рождения π^+ -мезонов на углероде всего лишь вдвое больше, чем на водороде. Для нейтральных же мезонов это соотношение составляет $\frac{\sigma_H^0}{\sigma_C^0} = 0,12$ (измере-

но под углом $\theta \approx 90^\circ$). Это отношение можно получить из приведённых выше распределений рождения нейтральных мезонов на протоне и нейтроне (см. рис. 8), если предположить, что сечение рождения на углероде (под углом 90° к пучку) равно сумме сечений рождения на шести протонах и шести нейтронах:

$$\frac{\sigma_H^0}{\sigma_C^0} \approx \frac{1}{6 + \frac{1}{3} \cdot 6} \approx 0,12 \quad (\text{фактор } \frac{1}{3} \text{ появился из-за того,}$$

что сечение рождения π^0 -мезонов под углом $\theta = 90^\circ$ на нейтроне

*) См. также сноску на стр. 214.

приблизительно в три раза меньше, чем на протоне). В случае же рождения заряженных мезонов на ядрах полное сечение уже не является просто суммой сечений рождения на отдельных нуклонах. Это можно качественно объяснить тем¹, что при рождении, например, положительного мезона протон переходит в нейтрон и при этом возникает большая локальная плотность нейтронов. При наличии же большой плотности тождественных частиц начинает существенную роль играть принцип Паули, ограничивая возможную передачу импульса нуклеону и, тем самым, уменьшая полное сечение. При рождении же нейтральных мезонов не происходит переходов нейтронов в протоны и протонов в нейтроны, т. е. принцип Паули, если и играет, то незначительную роль.

Таким образом, различие отношений $\frac{\sigma_{\text{H}}^0}{\sigma_{\text{C}}^0}$ и $\frac{\sigma_{\text{H}}^+}{\sigma_{\text{C}}^+}$ следует, повидимо-

му, понимать как следствие в основном двух факторов: 1) нейтральные мезоны рождаются как на протонах, так и на нейтронах, положительные же — только на протонах, 2) при рождении заряженных мезонов ограничения, накладываемые принципом Паули, более существенны, чем в случае рождения нейтральных мезонов.

Угловое распределение нейтральных мезонов, полученное на бериллии, можно также считать результатом суперпозиции угловых распределений мезонов, рождающихся на пяти нейтронах и четырёх протонах. При этом в угловом распределении получается, в согласии с экспериментом, максимум в направлении импульса γ -кванта.

Выше обсуждались экспериментальные и теоретические данные, относящиеся к области энергий γ -квантов $E_{\gamma} \sim 2\mu c^2$. Это, повидимому, наиболее интересная область энергий для исследования рождения π -мезонов γ -квантами. Сечение рождения заряженных мезонов имеет в этой области максимальное значение; наиболее отчётливо проявляется также различие в образовании мезонов, обладающих и не обладающих магнитным моментом, а следовательно, и спином. Характерные особенности угловых распределений, полученных по разным мезонным теориям при этих энергиях γ -квантов, существенно различны. Можно было бы также обсудить рождение мезонов и вблизи порога, $E_{\gamma} \sim \mu c^2$, $cP_{\mu} \ll \mu c^2$. В этом случае, как видно из вышеприведённых формул, сечение рождения скалярных мезонов отличалось бы от сечения для псевдоскалярных мезонов только постоянным множителем. Это вполне понятно, так как при таких энергиях основную роль играют взаимодействия не с током частиц, а с магнитным моментом. Здесь следует ожидать существенного различия в образовании мезонов, имеющих магнитный момент, и мезонов с моментом, равным нулю. Однако в этой области энергий γ -квантов слишком мала величина сечения рождения мезонов и велико их самопоглощение в источнике.

Подводя итог, можно сказать, что всем имеющимся экспериментальным данным¹⁻⁸ по образованию как заряженных, так и нейтральных π -мезонов γ -квантами из существующих мезонных теорий соответствует только псевдоскалярный вариант.

В заключение мы благодарим М. А. Маркова за большую помощь и обсуждение изложенного материала.

ДОПОЛНЕНИЕ

Вместо точного релятивистского расчёта при получении сечений рождения мезонов γ -квантами можно ограничиться в ряде случаев приближением Паули. Для качественной оценки результатов можно воспользоваться и ещё более грубым приближением, в котором масса нуклона считается бесконечной (без учёта отдачи нуклона). Мезоны рассматриваются во всех этих приближениях как релятивистские частицы.

При вычислениях без учёта отдачи нуклона¹⁴ были получены правильные порядки величины сечений рождения заряженных мезонов по скалярной и псевдоскалярной теориям, характерные черты угловых распределений и зависимости сечений от энергии E_{γ} . Как мы отметили выше, в этом приближении можно довольно просто понять, не проделывая расчётов, что, например, сечение рождения скалярных π^0 -мезонов на нейтроне за счёт взаимодействия электромагнитного поля с аномальным магнитным моментом нуклона должно быть мало. Однако при этом отклонения от результатов релятивистского расчёта оказываются весьма существенными. Например, сечения рождения положительных и отрицательных мезонов получаются одинаковыми, тогда как вычисленные релятивистски $d\sigma^-$ и $d\sigma^+$ при некоторых углах θ могут отличаться почти втрое. Сравнение угловых распределений, полученных в разных приближениях, приведено на рис. 14. Как видно из этого рисунка, при вычислении без учёта отдачи нуклона различие доходит до $\sim 300\%$. Результаты, полученные в приближении Паули, отличаются от результатов релятивистского расчёта не более чем на 5% (на рис. 14 кривая I получена в приближении Паули с учётом нормального магнитного момента нуклона).

Часто делают замечания^{13,14} о том, что выражения, полученные без учёта отдачи, справедливы вблизи порога рождения мезонов. Однако такое утверждение неточно, так как при вычислениях без учёта отдачи нуклона игнорируется взаимодействие с нормальным магнитным моментом нуклона, которое при энергиях $E_{\gamma} - E_{\gamma}^{\text{порог}} \ll \mu c^2$ играет основную роль. В этом проще всего убедиться на примере скалярных мезонов. Без учёта отдачи нуклона в формуле (3) остаётся только первый член в фигурных скобках¹⁴, который при $cP_{\mu} \ll \mu c^2$ становится много меньше второго, обусловленного магнитным взаимодействием. Таким образом, расчёты без учёта отдачи вблизи порога рождения мезонов

фотонами (когда $сr_{\mu} \ll \mu c^2$) несправедливы. Они дают лишь для энергий γ -квантов $E_{\gamma} - E_{\gamma}^{\text{порог}} \sim \mu c^2$ результаты, которые более или менее согласуются с вычислениями, проведенными релятивистски.

Для того чтобы получить гамильтониан в приближении Паули, достаточно проделать известный переход от уравнения Дирака к уравнению Паули. После этого перехода нуклеонное поле, взаимодействующее с электромагнитным, будет описываться обычным нерелятивистским гамильтонианом (включая и взаимодействие электромагнитного поля с нормальным магнитным моментом). Взаимодействия же нуклеонного поля с мезонным получаются в следующем виде:

1) Скалярная теория:

$$\begin{aligned} H_g &= c g_1 (\varphi \tau_{pN} + \varphi^* \tau_{Np}), \\ H_{eg} &= 0; \end{aligned}$$

2) Псевдоскалярная теория:

а) псевдоскалярная связь:

$$\begin{aligned} H_g &= f_1 \frac{\hbar}{2Mc} [(\sigma \nabla) \varphi \tau_{pN} + (\sigma \nabla) \varphi^* \tau_{Np}], \\ H_{eg} &= -\frac{f_1 e}{2Mc^2} i (\sigma A) [\varphi \tau_{pN} - \varphi^* \tau_{Np}]; \end{aligned}$$

б) псевдовекторная связь:

$$\begin{aligned} H_g &= -f_2 \frac{\hbar}{\mu c} \left\{ [(\sigma \nabla) \varphi + \frac{(\sigma p) \pi^* + \pi^* (\sigma p)}{2Mc^2}] \tau_{pN} + \text{сопр.} \right\}, \\ H_{eg} &= \frac{f_2 e}{\mu c^2} (\sigma A) \left\{ i \left[\varphi + \frac{\hbar}{i} \frac{\pi^*}{2Mc^2} \right] \tau_{pN} + \text{сопр.} \right\}. \end{aligned}$$

3) Векторная теория:

а) векторная связь:

$$\begin{aligned} H_g &= g_1 \left\{ \left[\frac{\hbar^2}{\mu^2 c^2} \text{div } \vec{\pi}^* - \frac{(\sigma p) (\delta \varphi) + (\sigma \varphi) (\sigma p)}{2Mc} \right] \tau_{pN} + \text{сопр.} \right\}, \\ H_{eg} &= e g_1 \left\{ \left[\frac{(\sigma A) (\sigma \varphi)}{2Mc^2} - \frac{i \hbar}{\mu^2 c^2} (A \pi^*) \right] \tau_{pN} + \text{сопр.} \right\} \end{aligned}$$

б) тензорная связь:

$$\begin{aligned} H_g &= -g_2 \frac{\hbar}{\mu c} \left\{ [(\sigma \text{rot } \varphi) + i \frac{(\sigma \pi^*) (\sigma p) - (\sigma p) (\sigma \pi^*)}{2M}] \tau_{pN} + \text{сопр.} \right\}, \\ H_{eg} &= \frac{g_2 e}{\mu c^2} \left\{ i \left[(\sigma [A \varphi]) - \frac{\hbar}{2M} (\sigma A) (\sigma \pi^*) \right] \tau_{pN} + \text{сопр.} \right\}. \end{aligned}$$

Здесь σ — матрица Паули, φ — мезонное поле, π — поле, канонически сопряженное с φ , A — вектор-потенциал электромагнитного поля, остальные обозначения см. выше.

При выводе этих формул не учитывалось электромагнитное взаимодействие с аномальным магнитным моментом нуклона. Если в релятивистский гамильтониан добавить это взаимодействие,

то в результате перехода к уравнению Паули получатся дополнительные выражения в формулах для H_{eg} .

Интересно отметить, что в приближении Паули особенно отчетливо видна эквивалентность двух типов связи псевдоскалярного поля с нуклоном. При этом, как и следовало ожидать, отброшенные при переходе члены, пропорциональные g^2 , не обнаруживают эквивалентности.

При проведении релятивистских вычислений последнее время почти исключительно применяется метод Фейнмана-Дайсона^{23, 24}, который значительно упрощает расчеты.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. Steinberger, W. K. H. Panofsky and J. Steller, Phys. Rev. 78, 802 (1950).
2. E. M. McMillan and J. M. Peterson, Science 109, 438 (1949).
3. E. M. McMillan, J. M. Peterson and R. S. White, Science 110, 579 (1949).
4. J. Steinberger and A. S. Bishop, Phys. Rev. 78, 493 (1950).
5. J. Steinberger and A. S. Bishop, Phys. Rev. 78, 494 (1950).
6. A. S. Bishop, J. Steinberger, L. J. Cook, Phys. Rev. 80, 291 (1950).
7. R. F. Mozley, Phys. Rev. 80, 493 (1950).
8. J. M. Peterson, R. S. White and W. S. Gilbert, Phys. Rev. 80, 135 (1950).
9. УФН, 41, 394 (1950).
10. Carlson A. G., Hooper J. E., King D. T., Phil. Mag. 41, 701 (1950).
11. K. A. Brueckner, Phys. Rev. 79, 641 (1950).
12. А. Сахаров, ЖЭТФ 17, 686 (1947).
13. H. Feshbach and M. Lax, Phys. Rev. 76, 134 (1949).
14. L. Foldy, Phys. Rev. 76, 372 (1949).
15. А. Балдин, В. Михайлов, ЖЭТФ 20, 1057 (1950).
16. А. Балдин, В. Михайлов, ЖЭТФ 21, 562 (1951).
17. K. A. Brueckner and K. Watson, Phys. Rev. 79, 187 (1950).
18. Л. Д. Ландау, ДАН, 60, 207 (1948).
19. K. M. Case, Phys. Rev., 76, 1 (1949).
20. P. Benoist Guental, J. Prentki, J. Ratier, J. Phys. Rad. 11, 553 (1950).
21. K. M. Case, Phys. Rev. 76, 15 (1949).
22. B. T. Feld, J. S. Clark, D. H. Frisch, J. L. Lebow and L. S. Osborne, Bull. Amer. Phys. Soc. 25, № 5, 25 (1950).
23. R. P. Feynman, Phys. Rev. 76, 769 (1949).
24. F. J. Dyson, Phys. Rev. 75, 1736 (1949).
25. K. M. Watson and E. W. Hart, Phys. Rev. 79, 918 (1950).
26. S. Tomonaga, Prog. Theor. Phys. 2, 6 (1947).
27. I. S. Steller and W. K. H. Panofsky, Bull. Amer. Phys. Soc. 25, № 6, 6 (1950).

А. М. БАЛДИН

ФОТОРОЖДЕНИЕ π -МЕЗОНОВ ВБЛИЗИ ПОРОГА

I. ВВЕДЕНИЕ

Исследование взаимодействий элементарных частиц может привести к существенному прогрессу в разработке центральной проблемы физики — проблемы построения квантовой теории взаимодействующих полей. Среди взаимодействий элементарных частиц фоторождение мезонов играет особую роль, как одно из простейших и доступных экспериментальному изучению явлений.

Этому эффекту уделяется все большее внимание в литературе и на конференциях по физике высоких энергий. Все сколько-нибудь серьезные попытки построения приближенной теории сильных взаимодействий с 1950 по 1960 г. проверялись путем сопоставления с данными по фоторождению π -мезонов. Теория сильных взаимодействий сделала за эти годы относительно скромные успехи. Только в последние годы появились некоторые надежды на возможность построения теории в области малых энергий.

Экспериментальные данные по фоторождению также оставляют желать много лучшего: данные о дифференциальных сечениях весьма неполны и точность их редко выходит за пределы 10%, проведение поляризационных опытов только начинается. Таким образом, несмотря на большой объем работы, проделанной физиками разных стран, изучение эффекта находится все еще в предварительной стадии.

Фронт работ по фоторождению за последние годы существенно расширился. В строй вступили новые электронные ускорители, основным пунктом программы которых является образование мезонов γ -квантами. Число физиков, занимающихся изучением фоторождения мезонов, постоянно растет. Состояние проблемы и ее значение в физике наводят на мысль, что эта тенденция сохранится в ближайшие годы.

Фоторождение π -мезонов было одной из основных проблем, привлекавших внимание автора в период с 1950 по 1961 г. Это было обусловлено не только важностью проблемы, но и тем, что автору довелось работать в тесном контакте с группой экспериментаторов, изучавших взаимодействие фотонов с нуклонами в области энергий до 250 Мэв на синхротроне Физического института АН СССР.

Ввиду предварительного характера как теории, так и эксперимента реальные цели, которые мог поставить перед собой теоретик, работающий в области физики сильных взаимодействий, представлялись нам следующими.

1. Получение указаний на основе существовавших методов квантовой теории поля об особенностях того или иного процесса. Такие указания

из-за несовершенства методов, конечно, не имеют силы теории эффекта, но обладают большой эвристической ценностью, ориентируя эксперимент. Как оказалось впоследствии, практически все основные особенности фоторождения π -мезонов в околопороговой области, обсуждавшиеся в 1950—1951 гг., были подтверждены экспериментально, а затем получили обоснование в методе дисперсионных соотношений.

2. Построение теории отдельных эффектов на основе существующих методов теоретической физики и небольшого числа гипотез, легко проверяемых экспериментально (имеются в виду применение для разработки теории фоторождения на связанных нуклонах общей теории S -матрицы, импульсного приближения и т. п.).

3. Анализ совокупности экспериментальных данных, чтобы заострить внимание экспериментаторов на наиболее актуальных для теории поля эффектах.

Этим целям и были посвящены работы, которым мы хотим подвести итог. Это отнюдь не означает, что настало время, когда мы имеем количественную теорию фоторождения π -мезонов. Попытки построения такой теории наталкиваются на фундаментальные трудности квантовой теории поля. Тем не менее можно утверждать, что в небольшой области энергий вблизи порога фоторождения мезонов уже в настоящее время имеется ряд хорошо установленных закономерностей, для которых существует надежное теоретическое объяснение и которые несомненно сохранятся в будущей теории. Можно даже сказать, что сечения фоторождения π -мезонов в околопороговой области с ограниченной точностью ($\sim 20\%$) предсказываются существующей теорией, и в настоящее время стоит вопрос о дальнейшем количественном уточнении теории и экспериментальных данных. Период десять лет существенно превышает «среднее время жизни» научных работ в такой быстро развивающейся области, как физика элементарных частиц, и изложение заново всех наших работ по фоторождению, естественно, не входит в задачи этой статьи.

Главные цели статьи:

а) подчеркнуть органическую связь группы наших работ, объединенных общей точкой зрения;

б) выделить результаты, которые сохранили актуальность и играют определенную роль в мезонной физике (используются для анализа экспериментальных данных или для разработки программ исследований на электронных ускорителях, обсуждаются в литературе и на конференциях и т. п.);

в) обратить внимание экспериментаторов на наиболее существенные, по нашему мнению, эффекты. Мы не будем подробно останавливаться на работах, опубликованных в легко доступных журналах. Подробно излагаются только те результаты, которые либо вообще не опубликованы, либо опубликованы в иностранных журналах и материалах конференций. Статья рассчитана на экспериментаторов, в связи с этим мы несколько утилитарно и упрощенно изложили некоторые вопросы теории. Особенно это относится к главе III.

II. КАЧЕСТВЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФОТОРОЖДЕНИЯ π -МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ ВБЛИЗИ ПОРОГА

Околопороговую область мы определяем как область энергий фотонов k , для которой импульс мезона η удовлетворяет условию *

$$\eta < 1 \quad (2.1)$$

* Мы всюду используем единицы $\hbar = \mu = c = 1$, где μ — масса мезона.

(система центра инерции). Это соответствует области энергий фотонов в лабораторной системе координат от порога до ~ 230 Мэв.

Условие (2.1) сильно упрощает проблему по следующим причинам.

1. В этой области амплитуды с хорошей точностью (5%-ная ошибка в сечении) можно считать действительными, ибо из условия унитарности S -матрицы следует известное выражение парциальных амплитуд фоторождения через фазы рассеяния мезон — нуклон δ_m :

$$N_m e^{i\delta_m}. \quad (2.2)$$

Фазы рассеяния в области (2.1) сильно убывают с уменьшением η , и даже резонансная фаза не превышает 0,23.

2. В области (2.1) можно эффективно пользоваться разложением амплитуд по степеням η (см. гл. III), что упрощает анализ экспериментальных данных.

3. При рассмотрении фоторождения на дейтерии можно пользоваться импульсным приближением, так как эффект многократного рассеяния мал.

Отметим обозначения, которые встречаются в этой статье: θ — угол между импульсами мезона и фотона в системе центра инерции M — масса нуклона; $\omega = \sqrt{1 + \eta^2}$ — энергия мезона; f — константа связи мезон — нуклон, ϵ — вектор поляризации фотона; σ — матрицы Паули; k — энергия фотона; $\mu_n = g_n \frac{e}{2M}$ — аномальный магнитный момент нейтрона; $\mu_p = g_p \frac{e}{2M}$ — аномальный магнитный момент протона. Остальные обозначения объясняются по ходу изложения.

В первых работах по теории фоторождения почти исключительно использовалась теория возмущений в применении как к электромагнитному, так и к мезон-нуклонному взаимодействию. Оснований для такого подхода не было никаких, приводились лишь качественные аргументы в пользу того, что характерные черты процесса фоторождения в существенной степени определяются электромагнитными взаимодействиями и поэтому должны сохраниться в будущей теории.

С точки зрения теории дисперсионных соотношений в настоящее время вполне понятен успех этого подхода, так как неоднородный член в дисперсионных соотношениях, совпадающий с борновским приближением теории возмущений (при учете аномальных магнитных моментов нуклонов), играет основную роль в амплитуде фоторождения в области (2.1). Обзор первых работ по фоторождению π -мезонов [1], включающий наши ранние работы [2, 3], был написан в 1950—1951 гг., но в нем содержится описание практически всех основных качественных особенностей фоторождения псевдоскалярных мезонов. Все последующие теоретические попытки вплоть до настоящего времени не дали более точного описания эффекта фоторождения для области (2.1) по сравнению с первым приближением теории возмущений.

Рассмотрим следующие процессы фоторождения:

$$\begin{aligned} \gamma + p &\rightarrow n + \pi^+ (+); \\ \gamma + n &\rightarrow p + \pi^- (-); \\ \gamma + p &\rightarrow p + \pi^0 (0); \\ \gamma + n &\rightarrow n + \pi^0 (n0). \end{aligned}$$

Амплитуды процессов фоторождения (+) и (—), полученные в первом исчезающем приближении теории возмущений, имеют вид [верхний знак для (+), нижний знак для (—)]

$$\begin{aligned}
\left[\frac{1 + \frac{\omega}{M}}{ef \sqrt{2}} \right] \hat{G} = & i(\sigma \epsilon) \left[1 - \frac{\eta k}{2M\omega} (g_p - g_n) \cos \theta \pm \frac{(g_p + g_n)}{2M} \omega \left(1 - \frac{\omega}{2M} \right) \mp \right. \\
& \mp \frac{(g_p + g_n)}{2M} \eta \cos \theta \left(1 + \frac{\omega}{2M} \right) \pm \frac{\eta^2 \cos^2 \theta}{M^2} \left. \right] + \frac{(\hat{\sigma} \eta) (\sigma [k \epsilon])}{\eta k} \left[-\eta \frac{g_p - g_n}{2M} \pm \right. \\
& \pm \frac{g_p + g_n}{2M^2} + (\omega - \eta \cos \theta) \eta \left. \right] + i \frac{(\sigma k) (\eta \epsilon)}{k \eta} \left[\frac{2\eta k}{(k - \eta)^2 + 1} + \right. \\
& \left. + \eta \frac{g_p - g_n}{2M} \pm \frac{g_p + g_n}{2M} \eta \left(1 - \frac{\eta \cos \theta}{M} \right) \right] + \\
& + \frac{i(\sigma \eta) (\eta \epsilon)}{\eta^2} \left[-\frac{2\eta^2}{(k - \eta)^2 + 1} - \frac{\eta^2}{2M\omega} \mp \frac{\eta^2}{2M\omega} \left(1 + \frac{1}{2M\omega} - \eta \frac{\cos \theta}{M} \right) \right]. \quad (2.3)
\end{aligned}$$

Амплитуда для процесса (0) будет

$$\begin{aligned}
\frac{1}{ef} \hat{G} = & i(\sigma \epsilon) \left(-\omega + \eta \cos \theta \right) \frac{g_p}{M} \left(1 - \frac{\omega + 2\eta \cos \theta}{2M} \right) + \\
& + \frac{(\sigma \eta) (\sigma [k \epsilon])}{\eta k} \cdot \frac{g_p}{2M^2} \eta (\omega - \eta \cos \theta) - \frac{i(\sigma k) (\eta \epsilon)}{k \eta} \cdot \frac{g_p}{M} \left(1 - \frac{\omega + 2\eta \cos \theta}{2M} \right) \eta + \\
& + \frac{i(\sigma \eta) (\eta \epsilon)}{\eta^2} \eta^2 \frac{1}{M\omega} \left(1 - \frac{\omega}{2M} g_p - \frac{\eta^2}{2M\omega} - \frac{\eta \cos \theta}{M} \right). \quad (2.4)
\end{aligned}$$

Амплитуда для процесса ($n0$) получается из (2.4) заменой $g_p \rightarrow g_n$ и отбрасыванием членов, не зависящих от g . В этих амплитудах для простоты отброшены члены $\sim \frac{1}{M^3}$. Для получения сечений из амплитуд (2.3) и (2.4) следует сопоставить их с формулой (3.1) и воспользоваться (3.2).

Основные свойства сечений нетрудно усмотреть из формул (2.3) и (2.4), а также из простых соображений, основанных на пропорциональности матричных элементов электрическим токам разлетающихся частиц.

Сечения процессов (—) и (+) относятся как $\frac{\sigma^-}{\sigma^+} \approx \left(1 + \frac{1}{M} \right)^2$. Величина этого отношения изменяется в связи с тем, что в случае процесса (—) ток заряженных частиц больше, чем в случае процесса (+), на величину тока протона отдачи. Отношение σ^-/σ^+ при заданной энергии фотона несколько возрастает к большим углам θ из-за возрастания импульса отдачи протона. Величины сечений процессов (0) и ($n0$) при $\eta \rightarrow 0$ много меньше сечений процессов (+) и (—) (примерно, в 50 раз). Однако из-за влияния аномальных магнитных моментов нуклонов* в процессах (0) и ($n0$) сечения этих процессов резко увеличиваются с ростом энергии фотона и при $\eta \rightarrow 1$ сечения процессов (0) и ($n0$) делаются одного порядка величины с сечениями процессов (—) и (+), которые слабо зависят от энергии ($\sigma \pm \pm \infty g$). Угловые распределения процессов (—) и (+) приблизительно изотропны, отклонения от изотропии связаны с запаздыванием во взаимодействии фотон — мезон, когда скорость мезона приближается к скорости света. В выражении для сечения имеется слагаемое $\frac{\eta^2 \sin^2 \theta}{k^4 \left(1 - \frac{\eta}{\omega} \cos \theta \right)^2}$, характерное для явлений типа фотоэффекта и отражающее это отклонение от изотропии («член с запаздыванием»).

Угловые распределения нейтральных мезонов представляют собой

* Роль аномальных магнитных моментов в фоторождении, помимо работ [1—3], изучалась также в работе [4].

слишком тонкий эффект (существенны члены порядка $\frac{1}{M^2}$), и надежных теоретических предсказаний относительно них нет и по настоящее время.

Измерение сечений фоторождения дало первую оценку константы взаимодействия мезон — нуклон.

Перечисленные закономерности интенсивно изучались экспериментально, однако и до настоящего времени исследование их представляет одну из наиболее актуальных задач физики элементарных частиц, особенно в связи с подходом к фоторождению на основе дисперсионных соотношений, давших надежный теоретический базис этим закономерностям. Одна из них — зависимость σ^-/σ^+ от угла и энергии — вблизи порога — экспериментально совсем не изучена.

Во время написания обзора [1] наиболее актуальной проблемой было определение основных квантовых чисел π -мезонов (спин, четность, изотопический спин). Поэтому в обзоре содержится описание расчетов по различным вариантам мезонных теорий. Фоторождение было первым эффектом, давшим указания на явную выделенность псевдоскалярного варианта теории. Вскоре эти аргументы были заменены строгими аргументами, основанными на прямых опытах по определению спина и четности π -мезона.

За рассматриваемый период после написания обзора [1] появилось много работ, в которых даны различные теоретические подходы к описанию фоторождения. Ни один из них не был достаточно строг и не мог претендовать на то, чтобы считаться окончательной теорией фоторождения. Важный шаг в обосновании справедливости применения борновского приближения для описания фоторождения вблизи порога был сделан Кроллем и Рудерманом [5].

После открытия резонансного взаимодействия мезон — нуклон в состоянии ($^3/2, ^3/2$) возникла задача объяснить его на основе теории поля. Наиболее удачная попытка объяснить и учесть это резонансное взаимодействие была предпринята Чу и Лоу [6] в теории с протяженным источником.

Однако в области (2.1) учет резонансного взаимодействия не дал новых качественных результатов. Это прежде всего объясняется тем, что подход Чу — Лоу был существенно нерелятивистским, так как отдача нуклона не учитывалась. Поправки же на резонансное взаимодействие в области (2.1) имеют тот же порядок величины, что и члены, связанные с отдачей нуклона. Для фоторождения заряженных мезонов эти поправки лежали за пределами точности как теории, так и эксперимента. В фоторождении нейтральных мезонов эффекты отдачи нуклонов играют основную роль, и теория Чу — Лоу не могла претендовать на объяснение процессов (0) и ($n 0$) при $\eta < 1$.

Существенно новый этап в теории фоторождения начался с развитием метода дисперсионных соотношений. Применение этого метода не только дало возможность подойти к описанию фоторождения на основе приближения слабой связи, но и позволило по-новому рассмотреть всю проблему сильных взаимодействий частиц.

III. ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ФОТОРОЖДЕНИЯ π -МЕЗОНОВ

1. Дисперсионные соотношения

Дисперсионные соотношения в π -мезонной физике, как известно, впервые были успешно применены рядом авторов для анализа экспериментальных данных по πN -рассеянию. Развитие математического аппарата тео-

рии дисперсионных соотношений Н. Н. Боголюбовым и его сотрудниками дало возможность исследовать новым методом целый ряд процессов. Вывод дисперсионных соотношений для фоторождения пионов и математическая часть теории этих соотношений были даны в работах А. А. Логунова и его соавторов [7]. Эти соотношения до наших работ [8—10] в основном применялись для получения приближенных уравнений для амплитуд процесса.

Среди работ этого направления необходимо отметить работу [11], где был исследован также ряд свойств дисперсионных соотношений для фоторождения π -мезонов. Впервые эту программу выполнили Чу, Гольдбергер, Лоу и Намбу [12] *. Они получили уравнения и нашли приближенные решения этих уравнений, в значительной степени совпадающие с амплитудами Чу — Лоу. Амплитуды фоторождения π -мезонов, которые были найдены таким образом, содержат по сравнению с амплитудами Чу — Лоу поправки порядка $1/M$, и авторы высказывали надежду, что их амплитуды должны описывать эксперимент в области от порога до первого резонанса с точностью 5—10%. Сравнение амплитуд Ч. Г. Л. Н. с экспериментом [11] по фоторождению π -мезонов обнаружило некоторые расхождения. Эти расхождения можно было объяснить влиянием неизвестных малых фаз рассеяния.

Амплитуды Ч. Г. Л. Н. использовались во многих работах для анализа экспериментальных данных и, в частности, для экстраполяции сечений к порогу.

Однако анализ новых данных ФИАН'а по фоторождению π -мезонов вблизи порога, проведенный Б. Б. Говорковым и автором [8], показал, что амплитуды Ч. Г. Л. Н. существенно расходятся с экспериментальными данными. Частично это противоречие удалось объяснить недостаточным учетом релятивистских эффектов в работе [12]. Однако величина несоответствия осталась далеко выходящей за пределы экспериментальных ошибок. Поскольку авторы использовали при выводе своих амплитуд ряд предположений частного порядка, было неясно, какое из этих предположений неверно.

Для составления уравнений, описывающих процесс, у нас еще слишком мало информации. Замена этой информации большим количеством гипотез обесценивает сравнение теоретических выводов с экспериментом. Поэтому в работах [8—10] было высказано и проанализировано предложение о необходимости прямого сравнения дисперсионных соотношений для фоторождения с экспериментальными данными. Такое сравнение позволяет составить количественное представление о влиянии различных эффектов, высказать ряд предсказаний о поведении амплитуд процессов фоторождения и указать области изменения параметров (углы, энергии, спиновые переменные), дающие наиболее ценную для теории информацию.

Прежде чем переходить к изложению некоторых результатов такого анализа, рассмотрим кратко основные свойства амплитуд фоторождения π -мезонов на нуклонах и одномерные дисперсионные соотношения для этих амплитуд.

Амплитуда любого из процессов (+), (0), (--) и ($n0$) имеет в системе центра инерции следующую структуру:

$$G = i(\sigma\epsilon) G_1 + \frac{(\sigma\eta)(\sigma[k\epsilon])^\eta}{\eta k} G_2 + i \frac{(\sigma k)(\eta\epsilon)}{\eta k} G_3 + i \frac{(\sigma\eta)(\eta\epsilon)}{\eta^2} G_4, \quad (3.1)$$

* В дальнейшем цитируется как Ч. Г. Л. Н.

где σ — матрица Паули, ε — вектор поляризации фотона, η и k — соответственно импульс мезона и γ -кванта.

Скалярные величины G_i являются комплексными функциями угла θ и энергии $\sqrt{1 + \eta^2}$. Вместо η и θ в теории дисперсионных соотношений используются переменные $t = 1 - 2k(\sqrt{1 + \eta^2} - \eta \cos \theta)$ и $S = W^2 = (\sqrt{1 + \eta^2} + \sqrt{M^2 + \eta^2})^2$.

С помощью (3.1) легко найти выражения для сечения, поляризации нуклона отдачи, рассмотреть случай фоторождения мезонов поляризованными γ -квантами.

Ниже мы рассмотрим сечение фоторождения

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\eta}{k} \left\{ |G_1|^2 + |G_2|^2 - 2\operatorname{Re} G_1^* G_2 \cos \theta + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sin^2 \theta [|G_3|^2 + |G_4|^2 + 2\operatorname{Re} G_2^* G_3 + 2\operatorname{Re} G_1^* G_4 + 2\operatorname{Re} G_3^* G_4 \cos \theta] \right\}. \quad (3.2)$$

Дисперсионные соотношения представляют собой интегральные соотношения, которым должны удовлетворять амплитуды. Эти соотношения вытекают из самых общих постулатов квантовой теории поля. Для того чтобы записать дисперсионные соотношения, необходимо исследовать структуру амплитуд G_i по изотопическому спину. Оператор, описывающий переход с поглощением (или испусканием) фотона, имеет вид $(S + V_3)$, где S — изотопически скалярная часть оператора, V_3 — изотопически векторная часть.

В силу теоремы Вигнера — Эккарта находим

$$\langle T't' | S + V_3 | Tt \rangle = S^T \delta_{T'T} \delta_{t't} + V^T (T't | 10 T t),$$

где T и T' — изотопические спины начального и конечного состояний, а t и t' — их проекции, $(T't | 10 T t)$ — коэффициент Клебша — Гордана.

Поскольку $T = 1/2$, а T' — (состояние мезон + нуклон) может принимать значения $3/2$ и $1/2$, то четыре процесса (+) (−), (0) и ($n0$) описываются тремя амплитудами по изотопическому спину, причем это справедливо для каждой амплитуды G_i . Таким образом, четыре процесса фоторождения описываются 12 независимыми амплитудами — комплексными функциями W и t .

Дисперсионные соотношения записываются для 12 функций F_i^I ; F_i^{II} ; F_i^{III} (римской цифрой обозначен изотопический индекс), которые связаны с амплитудами четырех процессов фоторождения следующим образом.

Для процессов (+) и (−)

$$\left. \begin{aligned} G_1^{(\pm)} &= \frac{(W-M)(W+M)^2}{4W^2} \cdot \sqrt{2} (F_1^{III} \pm F_1^I); \\ G_2^{(\pm)} &= \frac{(W-M)}{2W} q \sqrt{2} (F_2^{III} \pm F_2^I); \\ G_3^{(\pm)} &= \frac{(W-M)(W+M)^2}{4W^2} q \sqrt{2} (F_3^{III} \pm F_3^I); \\ G_4^{(\pm)} &= \frac{W-M}{2W} q^2 \sqrt{2} (F_4^{III} \pm F_4^I). \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

Для процессов (0) и (n0)

$$\left. \begin{aligned} G_1^{(n_0)} &= \frac{(W-M)(W+M)^2}{4W^2} (F_1^{\text{II}} \pm F_1^{\text{III}}); \\ G_2^{(n_0)} &= \frac{W-M}{2W} q (F_2^{\text{II}} \pm F_2^{\text{III}}); \\ G_3^{(n_0)} &= \frac{(W-M)(W+M)^2}{4W^2} q (F_3^{\text{II}} \pm F_3^{\text{III}}); \\ G_4^{(n_0)} &= \frac{(W-M)}{2W} q^2 (F_4^{\text{II}} \pm F_4^{\text{III}}). \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

Дисперсионные соотношения для F_i^{I} ; F_i^{II} и F_i^{III} имеют вид (верхние знаки для III и II, нижние — для I)

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F_1(W, t) &= F_1^{\text{B}} + \frac{1}{\pi} \int_{M+1}^{\infty} dW' \times \\ &\times \left\{ \operatorname{Im} F_1(W', t) \left[\frac{1}{W' - W} \pm \frac{W' + W - \frac{1-t}{W-M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] - \right. \\ &- \operatorname{Im} F_2(W', t) \left[\frac{1}{W' + W} \pm \frac{W' - W + \frac{1-t}{W-M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] + \\ &\left. + \binom{0}{1} \operatorname{Im} \left[\frac{F_3(W', t)}{W' - M} + \frac{F_4(W', t)}{W' + M} \right] \frac{1-t}{W-M} \right\}; \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F_2(W, t) &= F_2^{\text{B}} + \frac{1}{\pi} \int_{M+1}^{\infty} dW' \times \\ &\times \left\{ \operatorname{Im} F_2(W', t) \left[\frac{1}{W' - W} \pm \frac{W' + W - \frac{1-t}{W+M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] - \right. \\ &- \operatorname{Im} F_1(W', t) \left[\frac{1}{W' + M} \pm \frac{W' - W + \frac{1-t}{W+M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] + \\ &\left. + \binom{0}{1} \operatorname{Im} \left[\frac{F_3(W', t)}{W' - M} + \frac{F_4(W', t)}{W' + M} \right] \frac{1-t}{W-M} \right\}; \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F_3(W, t) &= F_3^{\text{B}} + \frac{1}{\pi} \int_{M+1}^{\infty} dW' \times \\ &\times \left\{ \operatorname{Im} F_3(W', t) \left[\frac{1}{W' - W} \pm \frac{-W' + W - 2M + \frac{1-t}{W' - M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] + \right. \\ &+ \operatorname{Im} F_4(W', t) \left[\frac{1}{W' + W} \pm \frac{2M - W' - W + \frac{1-t}{W' - M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] \mp \\ &\left. \mp 2 \operatorname{Im} [F_1(W', t) + F_2(W', t)] \cdot \frac{1}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right\}; \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F_4(W, t) = & F_4^B + \frac{1}{\pi} \int_{M+1}^{\infty} dW' \times \\ & \times \left\{ \operatorname{Im} F_4(W', t) \left[\frac{1}{W' - W} \pm \frac{-W' + W + 2M + \frac{1-t}{W' + M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] + \right. \\ & + \operatorname{Im} F_3(W', t) \left[\frac{1}{W' + W} \pm \frac{-2M - W' - W + \frac{t-1}{W' - M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] \mp \\ & \left. \mp 2 \operatorname{Im} \left[F_1(W', t) + F_2(W', t) \right] \frac{1}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right\}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

где F_i^B — борновские части амплитуд. Они имеют вид

$$\begin{aligned} F_1^B = & \frac{ef}{2} \left[\frac{2M}{W^2 - M^2} \mp \frac{2M}{W^2 - M^2 + t - 1} \right] - \\ & - \frac{\mu f}{2} \left[\frac{2M}{W + M} \mp \frac{2M(W - M) - \frac{2M(1-t)}{W - M}}{W^2 - M^2 + t - 1} \right]; \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} F_2^B = & - \frac{ef}{2} \left[\frac{2M}{W^2 - M^2} \mp \frac{2M}{W^2 - M^2 + t - 1} \right] - \\ & - \frac{\mu f}{2} \left[\frac{2M}{W - M} \mp \frac{2M(W + M) - \frac{2M(1-t)}{W + M}}{W^2 - M^2 + t - 1} \right]; \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$F_3^B = \frac{ef}{2} \cdot \frac{2}{1-t} \cdot \left[\frac{2M}{W + M} \mp \frac{2M(W - M)}{W^2 - M^2 + t - 1} \right] \mp \frac{\mu f}{2} \cdot \frac{4M}{W^2 - M^2 + t - 1}; \quad (3.11)$$

$$F_4^B = - \frac{ef}{2} \cdot \frac{2}{1-t} \left[\frac{2M}{W - M} \mp \frac{2M(W + M)}{W^2 - M^2 + t - 1} \right] \mp \frac{\mu f}{2} \cdot \frac{4M}{W^2 - M^2 + t - 1}, \quad (3.12)$$

где $\mu = \begin{cases} \mu'_p - \mu_n & \text{— для индексов I и II;} \\ \mu'_p + \mu_n & \text{— для индекса III;} \end{cases}$ $\mu'_p = 1,78 \frac{e}{2M}$ — аномальная часть магнитного момента протона; $\mu_n = -1,91 \frac{e}{2M}$ — аномальный магнитный момент нейтрона, f — константа связи мезон — нуклон, e — электрический заряд.

Для работы с формулами, приведенными выше, полезны соотношения

$$\left. \begin{aligned} k &= \frac{W^2 - M^2}{2W}; \\ \sqrt{1 + \eta^2} &= \frac{W^2 - M^2 + 1}{2W}. \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

Выписанные дисперсионные соотношения являются строгими следствиями фундаментальных постулатов квантовой теории поля и единственного, но довольно естественного физического допущения, что амплитуды $F_i(W, t)$ при $W \rightarrow \infty$ стремятся к нулю. Если предположить, что $\lim_{W \rightarrow \infty} F_i/W = \text{const.}$, то, как нетрудно видеть из приведенных выше формул, сечение фоторождения для угла $\theta = 0$ стремилось бы к бесконечности при $W \rightarrow \infty$.

2. Анализ экспериментальных данных на основе дисперсионных соотношений

Мы попытаемся сравнить соотношения (3.5)—(3.8) с экспериментом. Такая попытка встречает ряд трудностей. Во-первых, нам необходимо иметь полную информацию об амплитуде фоторождения: о действитель-

ных и мнимых частях всех 12 амплитуд, причем интервал интегрирования в правой части простирается до бесконечности. Во-вторых, в районе нижнего предела у дисперсионного интеграла имеется нефизическая область. Действительно, под знак интеграла входят амплитуды при фиксированном t и $M + 1 \leq W' < \infty$. Такому интервалу изменения перемен-

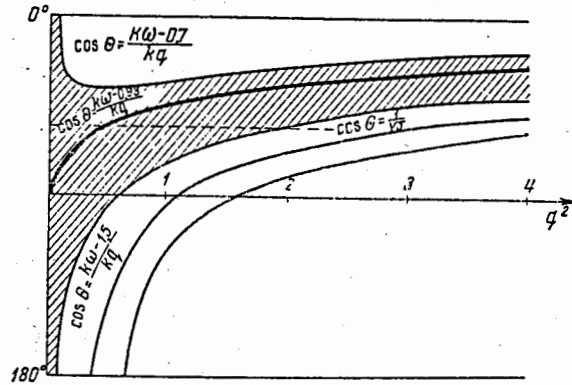


Рис. 1.

ных соответствует изменение $\cos \theta'$ в пределах, превышающих интервал $(-1, +1)$, что видно из формулы

$$\cos \theta' = \frac{k(W') \sqrt{1 + \eta^2(W')} + (t-1) \frac{1}{2}}{k(W') \eta(W')} \quad (3.14)$$

и из формулы (3.13).

При $W \rightarrow M + 1$ величина $\eta' \rightarrow 0$, если при этом $t \neq t_0 = 1 - 2 \frac{2M+1}{2(M+1)}$, то $\cos \theta' \rightarrow \infty$ или $-\infty$. Очевидно, что мы не можем получить из экспериментов по фоторождению амплитуду при нефизических углах. Вклад нефизической области обычно пренебрегают, однако строгих оснований для такого пренебрежения нет. Существует способ выяснения роли нефизической области. При $t = t_0$ нефизическая область стягивается в точку. Сопоставление формул (3.5)–(3.8) с экспериментальными данными при $t = t_0$ и при $t \neq t_0$ может помочь оценить роль нефизической области. Условие $t = t_0$ соответствует определенному соотношению между углом и энергией.

На рис. 1 кривая, соответствующая этому значению t , проведена жирной линией. Тонкие линии соответствуют другим значениям t . Малую окрестность линии $t = t_0$ (заштрихована) назовем «горном». Внутри «горна» можно вычислять действительную часть амплитуд, не заботясь о нефизической области. Величина нефизической области для заданного t определяется из рис. 1 по расстоянию от $\eta = 0$ до η , соответствующему точке пересечения линии $t = t_0$ с линией $\theta = 0$ или 180° . Как видно из графика, размер нефизической области, вообще говоря, мал. Однако на границе этой области $\cos \theta \rightarrow \pm \infty$. Исследование дисперсионных соотношений внутри «горна» обладает еще одним преимуществом: вклад области $W' \gg W$ в дисперсионные интегралы сводится здесь с хорошей точностью к константам (к одной константе для каждой амплитуды).

Главная трудность при сопоставлении дисперсионных соотношений с экспериментом заключается в вычислении дисперсионных интегралов. Мнимая часть амплитуды фоторождения единичных мезонов в настоящее время плохо известна. Однако эта задача не так уже безнадежна, как это

представляется на первый взгляд, особенно если ограничиться рассмотрением околопороговой области ($\eta \leq 1$).

Во-первых, как уже отмечалось выше, первое исчезающее приближение теории возмущений с феноменологическим учетом аномальных магнитных моментов уже дает хорошее описание главных особенностей фоторождения π -мезонов в области ($\eta \leq 1$). Но поскольку первое приближение в точности совпадает с борновской частью амплитуды, то отсюда можно заключить, что вклад дисперсионных интегралов в сечение невелик и его можно вычислять даже с весьма ограниченной точностью.

Во-вторых, из-за особой роли знаменателей $\frac{1}{W'-W}$ в подинтегральных функциях основной вклад в дисперсионные интегралы дает область $W' \sim W$, и можно надеяться, что мало изученная область высоких энергий не дает большого вклада. В области же энергий до порога парного фоторождения мезонов вычисление мнимой части существенно упрощается требованием унитарности S -матрицы: парциальные амплитуды в этой области имеют вид $Ne^{i\delta}$, где N — действительное число, а δ — фаза πN — рассеяния.

В-третьих, в области ($\eta \leq 1$) можно воспользоваться разложением амплитуды по степеням η , при этом мы будем иметь дело с амплитудой и ее производными при $\eta = 0$, где нефизическая область исчезает.

Разложение по степеням η сильно облегчает и анализ экспериментальных данных для получения левой части дисперсионных соотношений. Если представить экспериментальные данные в виде

$$\frac{ds}{d\Omega} = \sum_{m,n} b_{mn} \eta^m (\cos \theta)^n, \quad (3.15)$$

то коэффициенты при различных степенях η дают дополнительные системы уравнений. При этом оказывается возможным получить довольно полную информацию об амплитуде, не прибегая к данным поляризационных опытов. Например, в работе [8] на основе такого подхода было проведено два независимых определения S -волновой амплитуды процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$. Если учесть, что в настоящее время мы не обладаем достаточными данными даже для анализа на основе (3.15), то вряд ли можно ожидать в ближайшее время подробных данных поляризационных опытов.

В области ниже порога парного фоторождения существующая точность экспериментальных данных позволяет установить присутствие в этой области только S - и P -волн. [Особой оговорки требует «член с запаздыванием», дающий вклад высоких орбитальных моментов в фоторождение заряженных мезонов, — он целиком дается борновской частью амплитуды — см. формулы (3.11) и (3.12)].

В связи с этим весьма полезно разложение амплитуд по парциальным волнам. Такое разложение имеет вид [12].

$$\left. \begin{aligned} G_1 &= \sum_{l=0}^{\infty} \{ [lM_{l+} + E_{l+}] P'_{l+1}(\cos \theta) + [(l+1)M_{l-} + E_{l-}] P'_{l-1}(\cos \theta) \}; \\ G_2 &= \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}] P'_l(\cos \theta); \\ G_3 &= \sum_{l=1}^{\infty} \{ [E_{l+} - M_{l+}] P''_{l+1}(\cos \theta) + [E_{l-} + M_{l-}] P''_{l-1}(\cos \theta) \}; \\ G_4 &= \sum_{l=1}^{\infty} [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}] P'_l(\cos \theta), \end{aligned} \right\} (3.16)$$

где $M_{l\pm}$ и $E_{l\pm}$ — парциальные амплитуды, описывающие соответственно магнитные и электрические переходы, причем мезон образуется в состоянии полного момента $l \pm 1/2$, l — орбитальный момент, P_l , P_l' , P_l'' — полиномы Лежандра и их производные.

Сформулируем теперь вопросы, на которые желательно получить ответ в результате анализа экспериментальных данных на основе дисперсионных соотношений.

Если бы в нашем распоряжении была полная информация о мнимых и действительных частях амплитуд фоторождения вплоть до высоких энергий ($W' \gg W$), то сравнение с экспериментом действительной части, полученной на основе формул (3.5) — (3.8) вдоль линии $t = t_0$ было бы проверкой самих дисперсионных соотношений. Этой цели в настоящее время можно достигнуть лишь в весьма узкой области энергий и с очень ограниченной точностью. Чтобы провести проверку на уровне той точности, которая была достигнута при анализе дисперсионных соотношений для π - N -рассеяния для угла $\theta = 0$, необходимо существенно увеличить экспериментальный материал.

В первую очередь, необходимы поляризационные опыты в широкой области энергий.

Более ограниченная задача заключается в выяснении возможности огрубления дисперсионных соотношений и превращения их в интегральные уравнения для амплитуд. Для выяснения этой возможности в ряде случаев можно либо ограничиться существующим экспериментальным материалом, либо предложить относительно нетрудные эксперименты.

Есть и еще одна задача такого анализа — внесение ясности в значение основных параметров π -мезонной физики малых энергий. Этот вопрос обсуждается в главе III.

Для всех этих целей необходимо оценить возможную точность вычисления дисперсионных интегралов. Во всех работах мы оценивали дисперсионные интегралы на основе следующего допущения: $(3/2, 3/2)$ -резонанс дает главный вклад в дисперсионный интеграл, все остальные амплитуды и область высоких энергий дают лишь поправки. Этому допущению соответствуют следующие значения мнимых частей амплитуды [см. формулы (3.3), (3.4), (3.14) и (3.16)]:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{Im} F_1^{\text{II}} &= \frac{4W^2}{(W-M)(W+M)^2} \operatorname{Im} 3M_{1+}^0 - \frac{k\sqrt{1-\eta^2} - \frac{1}{2}(1-t)}{k\eta} = -\frac{1}{2} \operatorname{Im} F_1^{\text{I}}; \\ \operatorname{Im} F_2^{\text{II}} &= \frac{2W}{W-M} \cdot \frac{1}{q} \operatorname{Im} 2M_{1+}^0 = -\frac{1}{2} \operatorname{Im} F_2^{\text{I}}; \\ \operatorname{Im} F_3^{\text{II}} &= \frac{4W^2}{(W-M)(W+M)^2} \cdot \frac{1}{q} \frac{1}{2} \operatorname{Im} (-3M_{1+}^0) = -\frac{1}{2} \operatorname{Im} F_3^{\text{I}}; \\ \operatorname{Im} F_i^{\text{III}} &= 0 \quad (i = 1, 2, 3, 4) \\ \operatorname{Im} F_4^{\text{I}} &= \operatorname{Im} F_4^{\text{II}} = \operatorname{Im} F_4^{\text{III}} = 0. \end{aligned} \right\} (3.17)$$

Для нахождения $\operatorname{Im} M_{1+}$ воспользуемся тем обстоятельством, что сечение процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ хорошо описывается одной резонансной M_{1+} амплитудой с небольшой добавкой E_{0+} . Остальные амплитуды пока не удалось обнаружить даже по интерференции с амплитудой M_{1+} . В связи с этим величину амплитуды M_{1+} можно с хорошей точностью вычислить из интегрального сечения процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$, из которого выпа-

дают интерференционные добавки * и даже вклад амплитуды E_{0+} очень мал ($\sim 5\%$ при $\eta = 1$ и $\sim 0,5\%$ в районе резонанса). В работах [8, 17] мнимая часть $M_{1+}^{(0)}$ бралась в виде

$$\text{Im } M_{1+}^{(0)} = \sqrt{\frac{1}{8\pi} \sigma_t^0 \frac{k}{\eta}} \sin \alpha_{33}, \quad (3.18)$$

где $\sigma_t^{(0)}$ полное сечение процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ и α_{33} — резонансная фаза πN -рассеяния бралась из эксперимента [15, 16].

График функции $\text{Im } M_{1+}^{(0)}$ приведен на рис. 2. Интегралы в (3.5) — (3.8) берутся в смысле главного значения, поэтому при проведении численного интегрирования необходимо соблюдать осторожность, т. е. выбирать небольшой интервал интегрирования в окрестности $W' = W$.

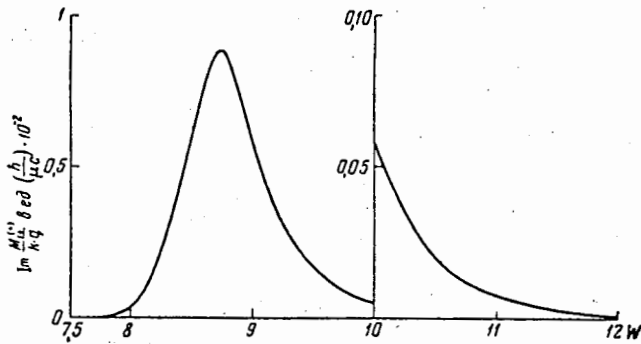


Рис. 2.

Размер этого интервала зависит от точности расчета и от величины производной числителя у дроби $\frac{f(W')}{W' - W}$. Эта задача существенно упрощается, если вычислять не саму амплитуду, а коэффициенты ее разложения по степеням η .

Вопрос о поправках к дисперсионным интегралам из-за мнимых частей малых амплитуд и областей высоких энергий тесно связан с точностью, с которой известны левые части дисперсионных соотношений. Поскольку до самого последнего времени не было экспериментальных данных, из которых можно было бы надежно определить левые части дисперсионных соотношений, то вопрос о точности решался упрощенно; дисперсионные интегралы определялись с точностью, лучшей чем 7—10%. При этом высказывалась надежда, что примерно с той же точностью вычисляется сечение (так как велик вклад борновских частей амплитуд, вычисляемых с хорошей точностью).

В таком методе решения при вычислении сечений может произойти потеря точности. Более детальный анализ причин обнаруженных расхождений и плохих точностей вычисления дисперсионных интегралов был проведен в работе [17]. В этой работе исследовались амплитуды для углов $\theta = 0$ и 180° без разложений по степеням $\cos \theta$. Результаты численных расчетов [9, 10, 18] амплитуд G_i , разложенных по степеням $\cos \theta$, приведены на рис. (3—5).

* Интерференционные члены между компонентами амплитуды M_{1+} с разными состояниями по изотопическому спину, конечно, остаются, и поправки на них к формуле (3.18) для некоторых эффектов оказываются заметными.

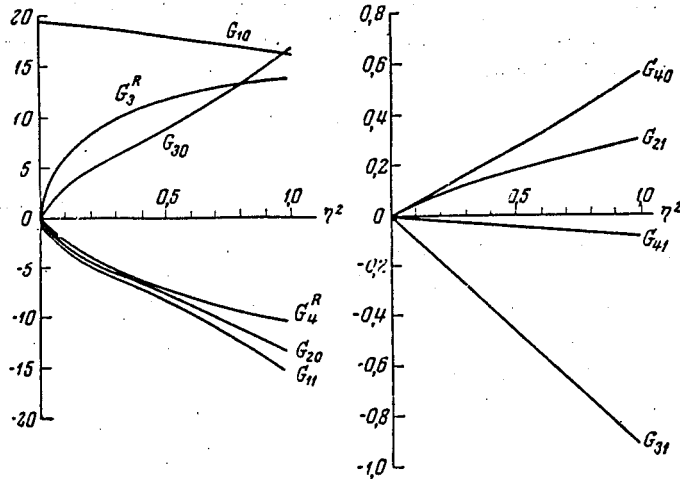


Рис. 3.

Функции $G_i^{(+)}$ для процесса $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ представлены на рис. 3 в виде (в единицах $\frac{\hbar}{\mu c} \cdot 10^{-3}$)

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}} G_1^{(+)} &= G_{10} + G_{11} \cos \theta; \\ \frac{1}{\sqrt{2}} G_2^{(+)} &= G_{20} + G_{21} \cos \theta; \\ \frac{1}{\sqrt{2}} G_3^{(+)} &= G_{30} + G_{31} \cos \theta + \frac{G_{3R}}{1 - \beta \cos \theta}; \\ \frac{1}{\sqrt{2}} G_4^{(+)} &= G_{40} + \frac{G_{4R}}{1 - \beta \cos \theta}. \end{aligned}$$

Функции $G_i^{(0)}$ для процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ представлены на рис. 4 в виде (в единицах $\frac{\hbar}{\mu c} \cdot 10^{-3}$)

$$G_i^{(0)} = G_{i0} + G_{i1} \cos \theta.$$

Амплитуды процесса $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$ получаются из амплитуд, изображенных на рис. 3,

$$\frac{1}{\sqrt{2}} G_i^{(-)} = -\frac{1}{\sqrt{2}} G_i^{(+)} + 2G_i^{\text{III}}.$$

а для процесса $\gamma + n \rightarrow n + \pi^0$ амплитуды получаются из $G_i^{(0)}$, представленных на рис. 4,

$$G_i^{(n0)} = G_i^{(0)} - 2G_i^{\text{III}}.$$

Функции G_i^{III} представлены на рис. 5 в виде (в единицах $\frac{\hbar}{\mu c} \cdot 10^{-3}$)

$$G_i^{\text{III}} = G_{i0} + G_{i1} \cos \theta.$$

Константа связи f^2 принималась равной 0,08. Необходимо отметить, что эти амплитуды получены не с помощью функции (3.18), изображенной на рис. 2, а на основе аппроксимации $\sin \alpha_{33}$ резонансной формулой. Резонансные формулы не учитывают быстрого спада $\sin \alpha_{33}$ в области боль-

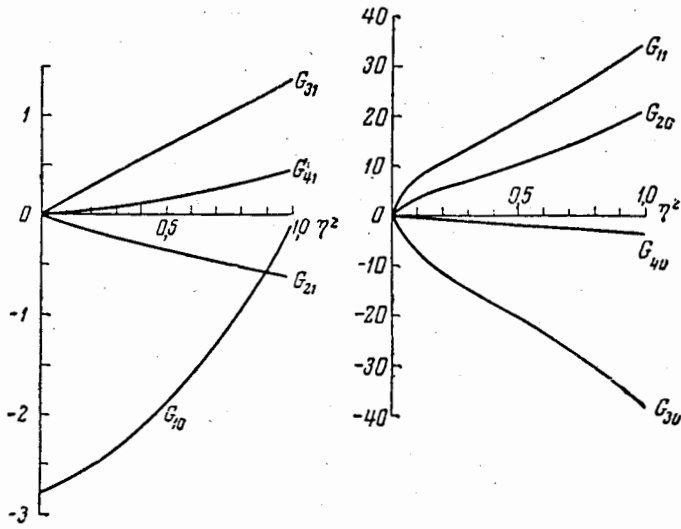


Рис. 4.

ших энергий. Этот эффект мало меняет величины дисперсионных интегралов, но оказывается очень существенным для величин сечений при $\theta = 0$ и 180° (см. работу [17]).

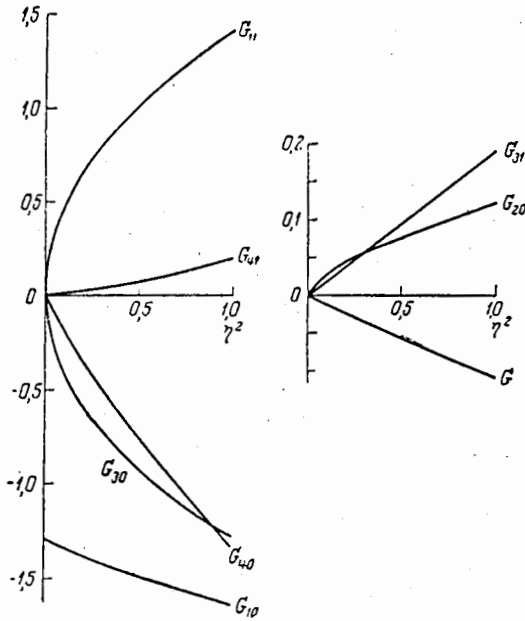


Рис. 5.

В сечение фоторождения заряженных мезонов подавляюще большой вклад дает борновская часть амплитуды, поэтому согласно с экспериментом для процесса $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ следует ожидать в пределах 20% даже при самых грубых оценках интегралов. В случае же фоторождения π^0 -мезонов картина существенно сложнее. Поскольку амплитуды

процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ сами составляют $1/M$ от амплитуды процесса $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$, поправка к сечению из-за релятивистских эффектов ($\sim 1/M^2$) доходит до 30—40%. Дисперсионные интегралы в этом случае дают большой вклад, и точность их оценок играет существенную роль.

Сравнение численных расчетов с экспериментом привело к следующему основному результату [9, 10]: дифференциальные сечения, рассчитанные для оси «горна» $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{t=t_0}$, хорошо согласуются с экспериментом (рис. 6 и 7). Экспериментальные значения сечения $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{t=t_0}$ для реакции $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ были получены следующим образом. Рассмотрим сечение для угла $\cos \theta = 1/\sqrt{3}$.

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\cos \theta = 1/\sqrt{3}} = A + B \cos \theta + C \cos^2 \theta \Big|_{\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{3}}} = \left(A + \frac{1}{3}C\right) + B \frac{1}{\sqrt{3}}.$$

Первый член $\left(A + \frac{1}{3}C\right) = \frac{\sigma_{\text{полн.}}}{4\pi}$. Полное сечение $\sigma_{\text{полн.}}$ было тщательно измерено Говорковым и Васильковым [19]. Член $B \frac{1}{\sqrt{3}}$ представляет собой малую поправку, и его можно взять из работы [20]. Линия $\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{3}}$ на рис. 1 лежит весьма близко к оси «горна», и для применяемой точности вполне достаточно положить

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{3}}} \approx \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{t=t_0}.$$

Одновременно с хорошим согласием для случая $t = t_0$ в работах [12, 18] было обнаружено резкое расхождение с экспериментом для областей углов $\theta = 0$ и 180° . Расхождение может быть отнесено как за счет нефизической области, так и за счет вкладов областей высоких энергий в дисперсионные интегралы.

Первая возможность была проанализирована в докладе [10], где было показано, что как для заряженных, так и для нейтральных мезонов обнаруживается сильная корреляция между величиной расхождения и величиной нефизической области. Вторая возможность проанализирована А. И. Лебедевым и автором [17], которые обнаружили, что углы $\theta = 0$ и 180° представляют особый интерес с точки зрения обсуждаемого анализа.

Как видно из формулы (3.2), сечение для углов $\theta = 0$ и 180° выражается через квадрат суммы или разности амплитуд G_1 и G_2 . Это означает, что дисперсионные соотношения для суммы или разности G_1 и G_2 являются дисперсионными соотношениями для всей амплитуды при $\theta = 0$ и 180° . Вблизи порога ($\eta < 1$) амплитуды можно с хорошей точностью считать действительными*. Отсюда следует, что корень квадратный из

* Малую поправку на мнимую часть очень легко ввести, используя известную связь процессов фоторождения и рассеяния π -мезонов: $\text{Re } f_m \approx f_m / \left(1 - \frac{\delta_m^2}{2}\right)$, где δ_m — фаза рассеяния в соответствующем состоянии.

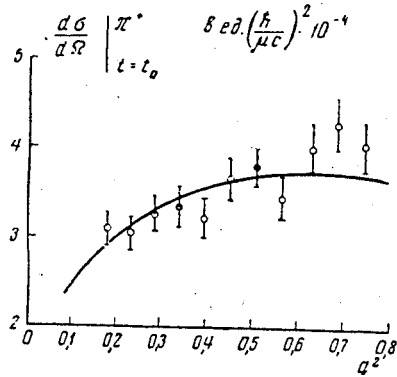


Рис. 6.

сечения для углов $\theta = 0$ и 180° определяет левую часть дисперсионного соотношения соответственно для разности и для суммы G_1 и G_2 .

Таким образом, точность измерения величины сечений для угла $\theta = 0^\circ$ (или 180°) задает точность, с которой должен быть вычислен один дисперсионный интеграл. Анализ этих дисперсионных интегралов без разложений по $\cos \theta$ показал, что амплитуды фоторождения π^0 -мезонов для углов $\theta = 0$ и 180° чрезвычайно критичны к малым вкладам и принимавшейся ранее точности вычисления дисперсионных интегралов недостаточно. В частности, оказались очень существенными отклонения экспериментально измеренной фазы α_{33} от величин, даваемых резонансными формулами.

Критичность амплитуды процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ для углов $\theta = 0$ и 180° к малым вкладам объясняется малой величиной амплитуд. Для угла $\theta = 0^\circ$, как показано в работе [17], действительная часть амплитуды процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ должна даже проходить через нуль при $\eta^2 \approx 0,15$. Уточнение этих дисперсионных интегралов за счет малых вкладов привело к почти полной ликвидации расхождения для углов $\theta = 0$ и 180° для процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$, однако та же самая процедура несколько не уменьшила расхождения для этих углов для процесса $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$. Эти расхождения оказались связанными с ошибкой в экспериментальных данных. Последние экспериментальные данные (см. Труды Международной конференции по физике высоких энергий, Женева 1962 г.) не обнаруживают такого большого расхождения.

Большой интерес представляют попытки применения двойных дисперсионных соотношений для анализа процесса фоторождения [18, 21]. Применение двойных дисперсионных соотношений составляет большой и важный раздел физики сильных взаимодействий, изложение их не входит в задачу настоящей статьи, мы только указываем на связь нашего анализа с этим подходом. Двойные соотношения (по обоим переменным $S = W^2$ и t) содержат как частный случай описанные выше одномерные соотношения и позволяют при использовании простых физических гипотез сделать некоторые предположения о вкладе области высоких энергий в одномерные соотношения. Вклад области $W' \gg W$ в одномерные соотношения независит от W (с точностью до $\sim \left(\frac{W}{W'}\right)$), но может довольно сильно зависеть от t , поэтому, записав дисперсионные соотношения по t , можно сделать оценки вклада областей $W' \gg W$ и зависимости этого вклада от t . Необходимо, однако, иметь в виду, что использование двойных соотношений связано с привлечением ряда новых параметров и гипотез, которые также необходимо проверять. Поэтому наибольшего внимания заслуживают такие выводы из двойных дисперсионных соотношений, которые связаны с минимальным количеством гипотез. Добавки к амплитудам, из-за областей высоких энергий составляющие объект применения двойных дисперсионных соотношений, зависят (приблизительно) только от t . Поэтому они дают постоянные составляющие к амплитудам на оси «горна» ($t = t_0$).

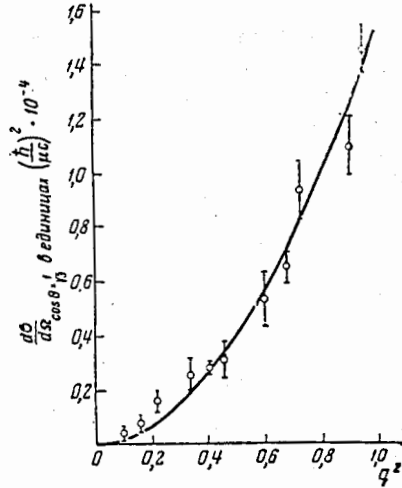


Рис. 7.

С помощью очень общих соображений (сохранение G -четности) можно показать, что наиболее резко зависящие от t добавки должны давать вклад только в изотопически скалярную часть амплитуды (вклад $\pi - \pi$ -взаимодействия).

Эти выводы очень интересны, и их можно проверить, конкретные же расчеты добавок к амплитудам в настоящее время представляются неубедительными, не говоря уже о сравнении таких расчетов с экспериментом.

Подведем итог анализу данных по фоторождению π -мезонов в области ($\eta < 1$) на основе дисперсионных соотношений.

1. Предсказания, основанные на дисперсионных соотношениях, согласуются с экспериментом в области углов и энергий $t \approx t_0$, а для фоторождения π^0 -мезонов согласие имеется практически во всей области $\eta < 1$. Однако данные по фоторождению π -мезонов пока недостаточно точны в этой области.

2. Природа небольших расхождений остается пока невыясненной. Необходимо экспериментальные данные как по околопороговому фоторождению π -мезонов, так и по определению мнимых частей амплитуд фоторождения в широкой области энергий.

Наибольшую роль сыграют измерения в области $\eta < 1$, где с помощью формулы (3.15) можно провести анализ дифференциальных сечений и выделить отдельные амплитуды. В случае заряженных мезонов ряд (3.15) сходится плохо и для улучшения сходимости лучше выделить в явном виде «член с запаздыванием», анализируя данные по угловым распределениям

на основе формулы $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{m=0}^N a_m \kappa^m + \frac{a_{-1}}{\kappa} + \frac{a_{-2}}{\kappa^2}$, где $\kappa = (1 - t)$. После

этого можно анализировать данные по энергетической зависимости a_i , разлагая их в ряд по степеням η (задача сводится к предыдущей).

3. Особого внимания заслуживают углы $\theta = 0$ и 180° . Для каждого из этих углов амплитуда выражается только через один дисперсионный интеграл, и весь анализ существенно упрощается. Кроме того, амплитуда для этих углов очень критична к малым вкладам в дисперсионные интегралы, представляющим наибольший интерес (в том числе и к вкладу нефизической области). Расхождения в этой области максимальны.

4. Исследование зависимости обнаруженных расхождений от изотопического спина представляет собой одну из первоочередных задач, если, конечно, они не являются следствием систематических ошибок. Прежде всего следует выяснить, не обязаны ли они только изотопически скалярной части амплитуды (возможное влияние резонансного $\pi - \pi$ -взаимодействия).

Такая проверка возможна на основе опытов по фоторождению на дейтерии при измерении отношения сечений

$$\frac{\sigma(\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-)}{\sigma(\gamma + d \rightarrow 2n + \pi^+)} \quad \text{или} \quad \frac{\sigma(\gamma + d \rightarrow d + \pi^0)}{\sigma(\gamma + p \rightarrow p + \pi^0)}$$

для угла $\theta = 0^\circ$.

5. Согласие (в общих чертах) предсказаний на основе дисперсионных соотношений с экспериментом делает маловероятной несправедливость самих дисперсионных соотношений.

6. Чрезвычайная критичность амплитуд для углов $\theta = 0$ и 180° к малым вкладам в дисперсионные интегралы представит значительные трудности для попыток построения уравнений, описывающих процесс фоторождения на основе дисперсионных соотношений.

IV. ФОТОРОЖДЕНИЕ НА ДЕЙТЕРИИ

Одной из важнейших специфических черт фоторождения мезонов на нуклонах является та, что полную информацию о процессе невозможно получить, исследуя только фоторождение на водороде. Поскольку мишень из нейтронов не существует, то для исследования элементарного процесса фоторождения необходимо исследовать фоторождения мезонов на связанных нейтронах, и в первую очередь на дейтерии*.

Фоторождение мезонов на ядрах представляет собой сложное и мало изученное явление, интерпретация которого находится на существенно более низком уровне по сравнению с фоторождением на водороде и дейтерии. Получение информации об амплитуде фоторождения на нейтроне (точнее, об изоскалярной части амплитуды фоторождения) является главной целью исследования фоторождения мезонов на дейтерии. Однако не менее важным является изучение возможностей описания процесса рождения мезона на группе нуклонов. Обе задачи тесно связаны между собой; без решения одной невозможно решить другую.

Как показывает анализ фоторождения мезонов на ядрах (см., например, [23],) однонуклонная модель фоторождения (т. е. предположение о том, что амплитуда фоторождения на ядре может быть представлена в виде суммы амплитуд фоторождения на отдельных нуклонах) согласуется со всей совокупностью экспериментальных данных. Поскольку ядро дейтерии является слабо связанной системой, то для него однонуклонная модель должна быть особенно хорошо применимой.

Идея приближенной замены амплитуды рассеяния на сложной системе суммой амплитуд рассеяния на подсистемах в физике давно известна. Последовательная формулировка этой идеи была дана в известном методе импульсного приближения, теория которого была развита в работах Чу, Вика и Гольдбергера (см., например [24—25]). В ранних работах по теории фоторождения π -мезонов на дейтерии [26—28] теория, основанная на импульсном приближении, была сформулирована лишь в общих чертах. Она могла претендовать на описание эксперимента лишь по порядку величины и то не для всех областей изменения переменных.

Во-первых, в этих работах либо совсем не учитывались взаимодействия частиц в конечном состоянии, либо учитывались только ядерные взаимодействия. Во-вторых, волновые функции нуклонов выбирались на основе их асимптотического поведения, тогда как поведение волновых функций в области действия ядерных сил существенно влияет на величину матричных элементов. В-третьих, совершенно неясна была роль вторичных взаимодействий мезона с нуклонами (многократное рассеяние, кулоновские взаимодействия).

Теория фоторождения мезонов на дейтерии, свободная от этих недостатков, развивалась автором в работах [9, 29]. Эта теория используется для обработки экспериментальных данных по фоторождению мезонов на дейтерии как в СССР, так и за рубежом.

Ниже мы изложим основные результаты этой теории, частично разбросанные по отдельным статьям, а частично неопубликованные.

Амплитуда перехода для ядра представляется в виде суммы амплитуд переходов для отдельных нуклонов

$$M = \sum e^{i(k-n)r} [\sigma^{\nu} K^{\nu} + L^{\nu}], \quad (4.1)$$

* Недавно появилось сообщение [22] о том, что получены первые экспериментальные данные по реакции $\pi^{-} + p \rightarrow n + \gamma$. Детальное исследование совокупности реакций $\gamma + p \rightarrow n + \pi^{+}$; $\gamma + p \rightarrow p + \pi^{0}$; $\pi^{-} + p \rightarrow n + \gamma$, включая поляризационные опыты, могло бы дать полную информацию об амплитудах фоторождения π -мезонов, однако такая программа вряд ли осуществима в ближайшие годы.

где K^ν и L^ν — функции импульсов фотона, мезона и нуклона, γ_ν и σ_ν — координата и оператор спина ν -го нуклона. Это выражение для оператора перехода является общим. Пока мы его не будем конкретизировать. Матричный элемент этого оператора по волновым функциям свободного движения нуклонов должен совпадать с амплитудами процессов, рассмотренных в предыдущих параграфах.

Полный гамильтониан системы запишется в виде

$$H = H_0 + H' + V + V_c, \quad (4.2)$$

где H_0 — сумма гамильтонианов свободных мезонного и электромагнитного полей и гамильтониана, описывающего два взаимодействующих нуклона; H' — гамильтониан, описывающий взаимодействие мезонов с нуклонами и электромагнитным полем; V и V_c — ядерный и кулоновский потенциалы взаимодействия мезона с нуклонами. Если рассматривать последние три члена в (4.2) по теории возмущений, то оператор перехода, описывающий наш процесс, имеет вид

$$T = \left[1 + (V + V_c) \frac{1}{E - H_0 + i\varepsilon} \right] H'. \quad (4.3)$$

Согласно методу импульсного приближения полагаем $H' \approx M$. Второй член в квадратных скобках описывает поправки на взаимодействие образовавшегося мезона с нуклонами. Мы рассмотрим его несколько позже. Для вычисления главного члена необходимо вычислять матричный элемент от оператора (4.1) по волновым функциям системы.

1. Фоторождение нейтральных мезонов

Рассмотрим реакции

$$\gamma + d \rightarrow \begin{cases} d + \pi^0; \\ p + n + \pi^0 \end{cases} \quad (4.4)$$

$$(4.5)$$

Матричный элемент перехода имеет вид

$$\langle \Psi_j, (\hat{M}_p + \hat{M}_n) \Psi_0 \rangle. \quad (4.6)$$

где

$$\left. \begin{aligned} M_p &= e^{2iqr_p} [(\sigma^p K^p) + L^p]; \\ M_n &= e^{2iqr_n} [(\sigma^n K^n) + L^n]. \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

Здесь и в дальнейшем

$$q = \frac{k - \eta}{2}.$$

Волновые функции брались в виде*

$$\left. \begin{aligned} \Psi_0 &= \chi_m \varphi_d(r); \\ \Psi_j^i &= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{1/2} \chi_m \varphi_p^{(i)}(r) e^{iPR}; \\ \Psi_j^s &= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{1/2} \chi_0 \varphi_p^s(r) e^{iPR}. \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

* Как видно из записи функций, тензорные и спин-орбитальные силы в работе не учитывались. Учет этих эффектов в некоторых областях изменения параметров, как показали расчеты, оказывается существенным. Эти расчеты будут опубликованы отдельно.

Здесь ${}^{\prime}\chi_m$ и ${}^0\chi_m$ — соответственно триплетная и синглетная спиновые функции. Вместо r_p и r_n введены $r = r_p - r_n$ и $R = \frac{r_n + r_p}{2}$ соответственно, относительный импульс $p = \frac{p_n - p_p}{2}$, а импульс центра инерции двух нуклонов $P = p_n + p_p$. Дейтон в начальном состоянии покоится. В операторах \hat{K} и \hat{L} имеет смысл учитывать члены $\sim v$ (v — скорость нуклона). Представим \hat{K} и \hat{L} в виде разложений

$$\left. \begin{aligned} \hat{K}^p &\approx K_0^p + \hat{O}\left(\frac{v}{c}\right) = K_0^p + a_p \frac{\hat{p}}{M} + b^p (k_1^p \hat{p}) \frac{1}{M}; \\ \hat{L}^p &\approx L_0^p + (l^p \hat{p}) \frac{1}{M}. \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

\hat{K}^n и \hat{L}^n имеют аналогичный вид.

Здесь \hat{p} — оператор импульса протона; a , b , k_1 , L_0 , K_0 — функции импульсов γ -кванта (k) и мезона η .

Подставляя (4,9), (4,8) и (4,6) и возводя в квадрат и усредняя по спиновым переменным, найдем общее выражение для дифференциальных сечений процесса $\gamma + d \rightarrow p + n + \pi^0$:

$$d\sigma = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \langle M \rangle^2 dp d\eta \delta\left(\omega + \frac{(k-\eta)^2}{4M} + \frac{p^2}{M} + \varepsilon' - k\right),$$

где $\omega = \sqrt{1 + \eta^2}$. Интегрируя по $d\left(\frac{p^2}{M}\right)$ найдем

$$d\sigma = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \frac{k\omega d\omega d\Omega_\eta d\Omega_p M_p}{2} \langle M \rangle_{f_0}^2. \quad (4.10)$$

Интегрируя по $d\eta$ найдем

$$d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^2} \cdot \frac{\eta^2 d\Omega_\eta dp}{\left(\frac{\eta^2}{\omega} + \frac{\eta^2 - k\eta}{2M}\right)} \langle M \rangle_{f_0}^2; \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \langle M \rangle_{f_0}^2 &= \frac{2}{3} |K_0^p I_+^t + K_0^n I_-^t|^2 + \frac{1}{3} |K_0^p I_+^s - K_0^n I_-^s|^2 + \\ &+ |L_0^p I_+^t + L_0^n I_-^t|^2 + \frac{1}{M} 2\text{Re} \left\{ a^p K_0^p \left[\frac{2}{3} I_+^t I_+^t + \frac{1}{3} I_+^s I_+^s \right] + \right. \\ &+ a^p K_0^n \left[\frac{2}{3} I_-^t I_-^t - \frac{1}{3} I_-^s I_-^s \right] + (K_0^p b^p) k_1^p \left[\frac{2}{3} I_+^t I_+^t + \frac{1}{3} I_+^s I_+^s \right] + \\ &+ (K_0^n b^p) k_1^p \left[\frac{2}{3} I_-^t I_-^t - \frac{1}{3} I_-^s I_-^s \right] - \\ &- [a^n K_0^p + (K_0^p b^n) k_1^n] \cdot \left[\frac{2}{3} I_+^t I_-^t - \frac{1}{3} I_+^s I_-^s \right] - \\ &- [a^n K_0^n + (K_0^n b^n) k_1^n] \cdot \left[\frac{2}{3} I_-^t I_+^t + \frac{1}{3} I_-^s I_+^s \right] + \\ &+ (L_0^p I_+^t + L_0^n I_-^t) \cdot (l^p I_+^t - l^n I_-^t) \left. \right\}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Здесь использованы обозначения

$$\left. \begin{aligned} I_{\pm}^{S;t} &= \int \varphi_p^{S;t}(r) e^{\pm iqr} \varphi_d(r) dr; \\ I_{\pm}^{S;t} &= \int \varphi_p^{S;t}(r) e^{\pm iqr} p \varphi_d(r) dr. \end{aligned} \right\} \quad (4.13)$$

Сделаем оценку интегрального по p сечения. Интегрирование сечения по $d\Omega_p$ не представляет трудностей, ибо неизвестные функции K_0, L_0, a, b, k_1 не зависят от углов, определяющих направление p . Интегрирование же по абсолютной величине p требует конкретизации не только волновых функций нуклонов, но и этих функций. Однако если принять, что функция K_0, L_0, a и т. д. являются медленно меняющимися функциями ω , то, как видно из закона сохранения энергии, они будут очень слабо зависеть от p . В силу этих соображений интеграл по $d p$ сведется к интегралам типа

$$\int \varphi_p^{S;t}(r')^* \varphi_p^{S;t}(r) dp. \quad (4.14)$$

Распространяя интеграл на все p -пространство (завышая тем самым сечение), получим, что интеграл сведется к условию нормировки $\delta(r' - r)$.

Использование этого приема дает

$$\left. \begin{aligned} \int I_+^{S;t} \cdot I_+^{S;t} dp &= 1; \\ \int I_-^{S;t} \cdot I_-^{S;t} dp &= 1; \\ \int I_-^{S;t} \cdot I_+^{S;t} dp &= \int I_+^{S;t} \cdot I_-^{S;t} dp = I(2q). \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

Здесь и в дальнейшем

$$\begin{aligned} I(2q) &= \int e^{-2iqr} \varphi_d^2(r) dr; \\ \int I_+^{(S;t)} I_+^{S;t} dp &= 0. \end{aligned}$$

Все интегралы типа $\int I_-^{(S;t)} \cdot I_+^{S;t} dp$ будут сводиться к интегралу вида $\int \varphi_d e^{2iqr} \hat{p} \varphi_d dr$. Выполняя здесь интегрирование по частям, найдем

$$\int \varphi_d(r) e^{2iqr} \hat{p} \varphi_d(r) dr = -qI(2q). \quad (4.16)$$

С помощью найденных значений интегралов получим верхнюю оценку для суммарного сечения

$$\begin{aligned} d\sigma &= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \frac{\eta^3 d\Omega_\eta}{\left[\frac{\eta^2}{\omega} + \frac{\eta^2 - (k\eta)}{2M}\right]} \left\{ (K_0^p)^2 + (K_0^n)^2 + (L_0^p)^2 + (L_0^n)^2 + \right. \\ &+ 2\text{Re} \left[\frac{1}{3} (K_0^p \cdot K_0^n) + L_0^p \cdot L_0^n - \frac{1}{3} (a^p K_0^n + (K_0^n \cdot b^p) k_1^p + (K_0^p \cdot b^n) k_1^n) \frac{q}{M} + \right. \\ &\left. \left. + \frac{q}{M} (-L_0^p \cdot 1^n - L_0^n \cdot 1^p) \right] I(2q) \right\}. \quad (4.17) \end{aligned}$$

Эту формулу можно использовать для оценок вкладов, зависящих от скорости нуклона.

Из выражения для оператора перехода (4.1) легко найти квадрат матричного элемента фоторождения π^0 -мезонов на свободных, покоящихся нуклонах:

$$|K_0^{p,n}|^2 + |L_0^{p,n}|^2.$$

Сравнивая это выражение с (4.17), видим, что квадрат матричного элемента фоторождения на дейтоне отличается на величину $2\text{Re}[\dots] I(2q)$

от суммы квадратов матричных элементов фоторождения на свободных нуклонах. Функция $I(2q)$ характеризует эффект связи нуклонов. Она довольно быстро спадает с ростом угла вылета мезона. Для больших углов сечение должно быть близко к сумме сечений фоторождения на протоне и нейтроне.

Особый интерес представляет процесс упругого фоторождения π -мезонов на дейтоне $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$. В этом процессе участвует только изотопически векторная часть амплитуды, ибо этот процесс идет только с нарушением закона сохранения изотопического спина. Отсюда вытекает особое значение этого процесса для определения изотопически скалярной части амплитуды фоторождения на основе сравнения сечений процессов $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$ и $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$. Наши выводы являются общими, однако для реализации возможности определения изотопически скалярной части амплитуды придется прибегнуть к импульсному приближению.

Расчет сечения реакции $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$ совершенно аналогичен приведенному выше и приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{\eta^3 d\Omega_\eta}{(2\pi)^2 \left[\frac{\eta^2}{\omega} + \frac{\eta^2 - \eta k}{2M} \right]} \left\{ \frac{2}{3} |K_0^p + K_0^n|^2 - 2\text{Re}(K_0^{p*} + K_0^{n*}) \cdot \right. \\ & \cdot \frac{1}{2M} [q(a^p + a^n) + b^p(k_1^p q) + b^n(k_1^n q)] + |L_0^p + L_0^n|^2 - \\ & \left. - 2\text{Re}(L_0^{p*} + L_0^{n*}) (l^p + l^n, q) \frac{1}{2M} \right\} [I(q)]^2. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Пропорциональность сечения величине $[I(q)]^2$ обуславливает резкий максимум углового распределения. Полуширина распределения дается оценкой $|\vec{k} - \vec{\eta}| \sim \sqrt{M\varepsilon}$ (ε — энергия связи дейтона). При достаточно больших энергиях и малых углах $q \ll 1$ и $I(q) \approx 1$. Если амплитуды фоторождения на нейтроне и протоне можно считать равными, то в случае $I(q) \approx 1$ сечение реакции $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$ в четыре раза превышает сечение реакции $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$. Это простейший случай явления когерентного фоторождения мезонов, когда сечение фоторождения делается пропорциональным квадрату числа нуклонов. Приближенное равенство амплитуд фоторождения на нейтронах и протонах соответствует довольно общему свойству матричных элементов операторов, связанных с поглощением или испусканием фотона нуклонами:

$$S \sim \frac{\mu}{M} V_3,$$

где S и V_3 — матричные элементы изоскалярной и изовекторной части оператора.

2. Фоторождение заряженных мезонов

Рассмотрение фоторождения заряженных мезонов, аналогичное приведенному выше, приводит к следующему выражению для сечения:

$$\begin{aligned} d\sigma = & \frac{2}{(2\pi)^2} \left\{ |K_0|^2 \left[\frac{2}{3} (I_a)^2 + \frac{1}{3} (I_S)^2 \right] + |L_0|^2 |I_a|^2 + \right. \\ & \left. + 2\text{Re} \left[\left(\xi_1, \frac{2}{3} I_a^* I_a + \frac{1}{3} I_S^* I_S \right) + \frac{1}{M} L_0^* (l, I_a^* I_a) \right] \right\} dp d\eta \cdot \delta(E_0 - E_f), \end{aligned} \quad (4.19)$$

здесь

$$\xi = \frac{1}{M} [aK_0^* + (K_0^* b) k_1];$$

$$\begin{aligned}
 I_a &= \int \varphi_p^a(r) e^{iqr} \varphi_d dr; \\
 I_S &= \int \varphi_p^S(r) e^{iqr} \varphi_d dr; \\
 I_{a;S} &= \int \varphi_p^{a,S}(r) e^{iqr} \hat{p} \varphi_d(r) dr;
 \end{aligned}$$

φ_p^a и φ_p^S — соответственно антисимметричная и симметричная координатные волновые функции двух нуклонов в конечном состоянии.

Исследование фоторождения заряженных мезонов было нами проведено без учета членов, зависящих от скоростей нуклонов. Рассмотрим сначала более простой случай реакции $\gamma + d \rightarrow 2n + \pi^+$. Взаимодействие нуклонов учтем только в синглетном состоянии

$$\varphi_p^a = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} [e^{ipr} - e^{-ipr}]. \quad (4.20)$$

Дейтонная волновая функция берется в виде

$$\varphi_d = \sqrt{\frac{7\alpha}{9\pi}} \frac{e^{-\alpha r} - e^{-7\alpha r}}{r}, \quad (4.21)$$

где $\alpha = \sqrt{M\varepsilon}$, ε — энергия связи дейтона. φ_p^S известна только вне области действия сил:

$$\varphi_p^S = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \left[e^{ipr} + e^{-ipr} + \frac{1 - e^{-2i\delta}}{ip} \cdot \frac{e^{-ipr}}{r} \right]. \quad (4.22)$$

Здесь δ — фаза S — рассеяния нейтрон — нейтрон.

При $r \rightarrow 0$ функция $\varphi_p^S \rightarrow \infty$ и область малых r требует особого рассмотрения.

I_a легко находим.

$$I_a = \sqrt{\frac{7\alpha}{9\pi}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{\alpha^2 + (p-q)^2} - \frac{1}{\alpha^2 + (p+q)^2} \right]. \quad (4.23)$$

Для нахождения I^S воспользуемся следующим приемом [13].

Истинное значение I^S можно представить в виде

$$I^S = \int \varphi_p^{S*}(r) e^{iqr} \varphi_d(r) dr + \int \psi_p^{S*} \psi_d - \varphi_p^{S*} \varphi_d e^{iqr} dr. \quad (4.24)$$

Здесь φ_p^S и φ_d даются формулами (4.21) и (4.22), а ψ_p^S и ψ_d — неизвестные истинные функции.

Второй интеграл фактически берется по области действия сил. Поскольку мы интересуемся околороговым фоторождением, то p и $q < 1$. Это позволяет выразить второй интеграл в виде:

$$4\pi \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sqrt{\frac{7\alpha}{9\pi}} \frac{e^{i\delta} \sin \delta}{pq} q \int_0^\infty (U_S U_d - V_S V_d) dr, \quad (4.25)$$

где U_S и U_r истинные радиальные части волновых функций, а V_S и V_d — модельные радиальные части волновых функций, даваемые формулами (4.21) и (4.22), но нормированные условием $V_S(0) = 1$; $V_d(0) = 1$. Интеграл в (4.25) совпадает с $-\frac{1}{2} \bar{\rho}$, где $\bar{\rho}$ — «смешанный эффективный радиус», определенный Швингером и Фешбахом [47]. Указанные авторы

на основании рассмотрения магнитного фоторасщепления дейтона нашли $\bar{p} = (2,18 \pm 0,3) \cdot 10^{-13}$ см.

Используя эти соображения, получаем для I^S выражение:

$$I^S = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{7\alpha}{9\pi}} \left\{ \frac{1}{\alpha^2 + (p-q)^2} + \frac{1}{\alpha^2 + (p+q)^2} + \right. \\ \left. + \frac{e^{i\delta} \sin \delta}{pq} \left[\arctg \frac{2q\alpha}{\alpha^2 + p^2 - q^2} + \frac{i}{2} \ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} - \bar{p} \cdot q - \frac{pq \operatorname{ctg} \delta}{2,1} \right] \right\}. \quad (4.26)$$

Дифференциальное сечение (4.19) зависит от пяти переменных, исследование таких зависимостей очень сложно. Особые трудности представит сравнение с экспериментом, так как детальное сравнение требует огромного количества информации. Поэтому необходимо исследовать сечения, проинтегрированные по некоторым из переменных. Эти интегральные сечения должны соответствовать нашим задачам, т. е. быть достаточно критичными к описанию движения нуклонов и в то же время интегрирование не должно затрагивать переменных, от которых зависят амплитуды K_0 и L_0 . Наиболее удобными для этих целей оказались переменные p и q . Закон сохранения энергии в этих переменных имеет вид

$$k = \varepsilon' + \sqrt{1 + (k-2q)^2} + \frac{p^2 + q^2}{M} \quad (4.27)$$

ε' — включает энергию связи дейтона и разность масс протона и нейтрона. Из (4.27) видно, что сечение можно проинтегрировать по $d\Omega_p$ и $d\Omega_q$, сведя число независимых переменных к двум p и q . Формула проинтегрированного сечения имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dpdq} = A(p, q) |K_0|^2 + B(p, q) |L_0|^2, \quad (4.28)$$

где

$$\left. \begin{aligned} A(p, q) = & \frac{3\alpha}{\pi^2} p \left(1 - \frac{p^2 + q^2}{Mk} \right) \left\{ \frac{4pq}{(\alpha^2 + p^2 + q^2)^2 - 4p^2q^2} - \right. \\ & - \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{\alpha^2 + p^2 + q^2} \ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} + \\ & + \frac{2}{3} \frac{\sin^2 \delta}{pq} \left[\left(\arctg \frac{2q\alpha}{\alpha^2 + p^2 - q^2} - \bar{p} \cdot q - \frac{pq \operatorname{ctg} \delta}{2,1} \right)^2 - \right. \\ & \left. - \frac{1}{4} \left(\ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} \right)^2 \right] + \\ & + \frac{1}{3} \frac{\sin 2\delta}{pq} \left(\arctg \frac{2q\alpha}{\alpha^2 + p^2 - q^2} - \bar{p} \cdot q - \frac{pq \operatorname{ctg} \delta}{2,1} \right) \ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} \left. \right\}; \\ B(p, q) = & \frac{3\alpha}{\pi^2} p \left(1 - \frac{p^2 + q^2}{Mk} \right) \left\{ \frac{4pq}{(\alpha^2 + p^2 + q^2)^2 - 4p^2q^2} - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\alpha^2 + p^2 + q^2} \ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (4.29)$$

Выражение для области изменения переменных p и q , следующее из законов сохранения, имеет вид

$$0 \leq p \leq \sqrt{M \left[q_0 - \frac{1}{2k} - \varepsilon' - \frac{1}{q_0} (q - q_0)^2 \right]}, \quad (4.30)$$

где $q_0 = \frac{k}{2 + \frac{k}{M}}$.

A и B имеют максимальное значение в окрестности линии $p = q$. Этот максимум обусловлен слабой связью нуклонов в дейтоне. Для свободных нуклонов зависимость амплитуды от p и q содержала бы $\delta(p \pm q)$. В области $p < 0,2 A(p, q) \gg B(p, q)$, так как $A(p, q) |K_0|^2$ — часть сечения, обусловленная сильным взаимодействием нуклонов в 1S_0 состоянии. Переход в это состояние связан с опрокидыванием спина нуклона.

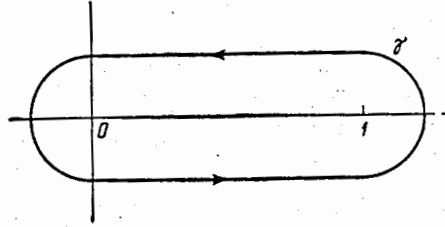


Рис. 8.

При обсуждении реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$ необходимо учесть кулоновские силы между тремя частицами конечного состояния. По порядку величины кулоновские поправки должны быть $\sim \pi \frac{e^2}{v}$ (v — относительная скорость взаимодействующих частиц). Протоны, как более тяжелые частицы, имеют скорости много меньшие скоростей мезона и на их движение кулоновские силы должны особенно сильно влиять. Однако нуклоны имеют короткие длины волн и оценка $\pi \frac{e^2}{v}$ может приводить к большим ошибкам даже в области малых v . В области малых v большую роль играют ядерные взаимодействия протонов. Из этих простых соображений ясно, что для оценки роли кулоновского отталкивания протонов нужны детальные расчеты.

Вместо функций (4.20) и (4.22) берем точные кулоновские волновые функции

$$\frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{ipr} \rightarrow \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{-\frac{\pi}{2} \kappa} \Gamma(1 + i\kappa) e^{ipr} F[i\kappa, 1, -i(pr + pr)], \quad (4.31)$$

где $\kappa = \frac{e^2}{v}$, F — гипергеометрическая функция.

$$\frac{1 - e^{-2i\delta}}{ip} \cdot \frac{e^{-ipr}}{r} \rightarrow 2e^{-i\delta_0} (1 - e^{-2i\delta_c}) e^{-\frac{\pi}{2} \kappa} e^{-ipr} W_1(-i\kappa + 1, 2, 2ipr),$$

где W — функция Уиттекера, $\delta_0 = \arg \Gamma(1 + i\kappa)$, $\delta_c = ^1S_0$ — фаза в $p-p$ -рассеянии.

Метод вычисления интегралов вида

$$I_0 = \int e^{i(qr)} \frac{e^{-\alpha r}}{r} F[-i\kappa, 1, i(pr + pr)] dr$$

изложен в книге [48]. Представляя F контурным интегралом

$$F(-i\kappa, 1, \beta) = \frac{1}{2\pi i} e^{i\beta} \oint_{\gamma} \left(1 - \frac{1}{y}\right)^{-i\kappa-1} \frac{dy}{y} e^{i\beta y}$$

(замкнутый контур γ изображен на рис. 8) и заменяя порядок обычного и контурного интегрирования, находим

$$I_0 = \frac{4\pi [\alpha^2 - p^2 + q^2 - 2i\alpha p]^{i\kappa}}{[\alpha^2 + p^2 + q^2 + 2pq]^{1+i\kappa}}. \quad (4.32)$$

Интеграл с функцией Уиттекера нельзя выразить в элементарных функциях. Представляя W_1 контурным интегралом

$$W_1(i\kappa + 1; 2, z) = \frac{1}{2\pi i} \oint_{\gamma} \left(1 - \frac{1}{y}\right)^{-i\kappa-1} \frac{e^{yz}}{z} \cdot \frac{dy}{y^2}.$$

(контур γ_1 , изображен на рис. 9), после простых преобразований получим

$$\begin{aligned} & \int e^{ipr} W_1(i\kappa + 1, 2, -2ipr) e^{iqr} dr = \\ & = \frac{\pi}{pq} \cdot \frac{1 - e^{2\pi\kappa}}{2\pi\kappa} \int_0^1 e^{i\kappa \ln t} \left\{ \frac{1}{p - q + i\alpha + t} - \frac{1}{p + q + i\alpha + t} \right\} dt = \frac{\pi}{qp} \cdot \frac{1}{C^2} (f_1 + if_2), \end{aligned} \quad (4.33)$$

$$C^2 = \frac{2\pi\kappa}{e^{2\pi\kappa} - 1}$$

где f_1 и f_2 — действительные функции, которые можно найти численно для малых κ , если воспользоваться разложениями

$$f_1 \approx f_1^{(0)} + \kappa f_1^{(1)}; \quad f_2 \approx f_2^{(0)} + \kappa f_2^{(1)}. \quad (4.34)$$

$f_1^{(1)}$ и $f_2^{(2)}$ — можно оценивать с высокой точностью. Интеграл по области действия ядерных сил оценивается аналогично изложенному выше.

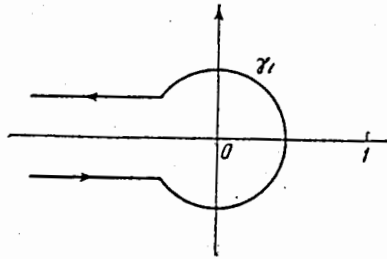


Рис. 9.

Подставляя найденные таким образом выражения для интегралов в формулу (4.19), найдем дифференциальное сечение. Интегрирование по $d\Omega_p$ и $d\Omega_q$ возможно, если провести разложение интеграла I_0 по κ . Результат вычисления так же, как и в случае реакции фоторождения, π^+ -мезонов, представляем в виде

$$\frac{d\sigma}{dpdq} = A^c(p, q) |K^{(-)}|^2 + B^c(p, q) |L^{(-)}|^2, \quad (4.35)$$

где *

$$\begin{aligned} A^c(p, q) = & \frac{3\alpha}{\pi^2} p \left(1 - \frac{p^2 + q^2}{Mk}\right) C^2 \left\{ \left(1 + 2\kappa \operatorname{arctg} \frac{2\alpha p}{\alpha^2 + q^2 - p^2}\right) \times \right. \\ & \times \left[\frac{4pq}{(\alpha^2 + p^2 + q^2)^2 - 4p^2q^2} - \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{\alpha^2 + p^2 + q^2} \ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} + \right. \\ & \left. \left. + \frac{2}{3} \cdot \frac{\sin^2 \delta_c}{C^4 pq} (f_1^2 + f_2^2) \right] - \frac{2}{3} \frac{\sin \delta_c}{pq} \left(1 + \kappa \operatorname{arctg} \frac{2p\alpha}{\alpha^2 + q^2 - p^2}\right) \times \right. \\ & \left. \times [f_2 \cos(\delta_c + \delta_0) + f_1 \sin(\delta_c + \delta_0)] \ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} \right\}; \end{aligned} \quad (4.36)$$

* Мы здесь не разлагаем C^2 , так как можно показать, что формулы (4.35) и (4.36) справедливы в области малых p .
При $p \leq 0,1$ $f_2 \approx -\pi$ и $f_1 \approx 0$.

$$B^c(p, q) = \left(1 - 2\kappa \operatorname{arctg} \frac{\alpha^2 + q^2 - p^2}{2pq}\right) B(p, q) \quad (4.37)$$

$$\text{и } f_2 = f_2 + q \left[\bar{p} + \frac{pc^2 \operatorname{ctg} \delta_c}{2,1} \right].$$

В области ($p \leq 0,4$) $A^c < 3A$ и кулоновские поправки очень существенны. Большое различие B^c и B несущественно, так как B^c и B очень малы в этой области. В области ($0,2 < p < 0,4$) A^c и B^c меньше величин A и B

Таблица 1

$A(p, q)$					
p	q				
	0,2	0,4	0,6	0,8	
0,2	0,18	0,25	0,2	0,14	
0,4	0,13	0,30	0,26	0,16	
0,6		0,20	0,38	0,27	
0,8		0,09	0,30	0,49	
1,0		0,08	0,20		

примерно на 10%. При $p > 0,4$ различие между A^c и A , B^c и B — за пределами точности наших расчетов. Функции A и A^c представлены в табл. 1, 2.

Таблица 2

$A^{c*}(p, q)$					
p	q				
	0,2	0,4	0,6	0,8	
0,2	0,16	0,22	0,17	0,12	
0,4	0,12	0,28	0,23	0,14	
0,6		0,20	0,38	0,27	
0,8		0,09	0,30	0,49	
1,0		0,05	0,15	0,37	

* A^c приведены без поправки (4,41). Эта поправка зависит, помимо p и q , от k , и ее удобно вводить отдельно.

3. Оценки роли взаимодействия мезона с нуклонами в конечном состоянии

Поправки на взаимодействие мезон — нуклон, даваемые формулой (4.3), состоят из двух частей. Первая часть — поправки на ядерное взаимодействие — очень малые для фоторождения мезонов в околопороговой области. Как видно из формулы (4.3), они составляют величину порядка α , где α — фаза рассеяния мезон — нуклон. В области $\eta < 1$, эта поправка будет $\leq 10\%$.

Оценим вторую часть поправок, учитывающих кулоновские взаимодействия мезона с нуклонами. Для получения этой поправки надо умножить амплитуду перехода на матрицу

$$\langle p, q, \eta, jm_j | (V_1^c + V_2^c) \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} | p', q', \eta', j'm_j' \rangle, \quad (4.38)$$

где $V_1^c = \frac{e^2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3|}$; $V_2^c = \frac{e^2}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|}$; $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3$ — радиусы-векторы соответственно протонов и мезона; j, m_j — спиновые переменные нуклонов. Прямое вычисление в (4.38) дает *

$$\delta_{jj'} \delta_{m_j m_{j'}} \delta(-2q + 2q' - \eta + \eta') \frac{4\pi e^2 \cdot 2}{(2\pi)^3 [|\eta - \eta'|^2 + \beta^2]} \times \int \Phi_{pj}^* \cos\left(\mathbf{r}, \frac{\eta - \eta'}{2}\right) \Phi_{p'j'} d\mathbf{r}.$$

Обозначая интеграл $I_{pp'}^j(\eta - \eta')$ и вводя новые переменные, найдем следующее выражение для поправки:

$$\frac{e^2}{\pi} \int I_{pp'}^j\left(\frac{\gamma - t}{2}\right) \frac{dp' dt}{\frac{p^2 - p'^2}{M} + \frac{\gamma^2 - t^2}{2} + i\varepsilon} \cdot \frac{1}{|\gamma - t|^2 + \beta^2} \times \langle \mathbf{p}', \mathbf{q} + \frac{\gamma - t}{2}, \eta - (\gamma - t) | T | i \rangle. \quad (4.39)$$

$$\gamma = \eta - \frac{1}{1 + 2M}(\eta - 2q).$$

Поправка (4.39) превышает 10% (точность всех наших расчетов) только для импульсов мезона, меньших чем 0,3. Малые импульсы мезона соответствуют большим p (согласно закону сохранения энергии) и как было показано выше, малому вкладу S -волны нуклона. Если пренебречь S -волновой частью Φ_{pj} и $\Phi_{p'j'}$, то $I_{pp'}$ сведется к комбинации δ -функций.

Выполняя интегрирование на основе предположения, что подынтегральное выражение не имеет других особенностей, кроме явно выписанных, найдем

$$-ie^2 \left\{ \frac{1}{\left| \eta - \frac{p+q}{M} \right|} \ln \left(1 + 2i \frac{\left| \eta - \frac{q+p}{M} \right|}{\beta} \right) + \frac{1}{\left| \eta + \frac{p-q}{M} \right|} \ln \left(1 + 2i \frac{\left| \eta - \frac{q-p}{M} \right|}{\beta} \right) \right\} \langle \mathbf{p}, \mathbf{q}, \eta | T | i \rangle.$$

Для $\eta \ll 0,3$ можно пренебречь взаимодействием нуклонов. Это означает, что $\langle \mathbf{p}, \mathbf{q}, \eta | T | i \rangle$ — действительная величина и мы можем учитывать только действительную часть поправки. При $\beta \rightarrow 0$ имеем

$$\frac{\pi e^2}{2} \left(\frac{1}{\left| \eta - \frac{p+q}{M} \right|} + \frac{1}{\left| \eta - \frac{p-q}{M} \right|} \right) \langle \mathbf{p}, \mathbf{q}, \eta | T | i \rangle.$$

Нетрудно показать, что

$$\left(\frac{p/M}{\left| \eta - q/M \right|} \right)^2 \ll 1 \quad (4.40)$$

почти во всей области переменных, представляющей интерес. Пренебрежение этой величиной дает окончательное выражение для множителя, на который надо помножить сечение (4.35), чтобы учесть поправку на

* Здесь β — реальное физическое обрезание, учитывающее «внутреннее» тормозное излучение мезона.

кулоновское взаимодействие мезон — нуклон:

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{2\pi e^2}{|\eta - q/M|}\right) &\approx \left(1 + \frac{2\pi e^2}{\left|q - \frac{k}{2M}\right|}\right) = \\ &= \left(1 + \frac{0,046}{\sqrt{k^2 - 1,09 - 0,32(k-1)q^2 - 0,32kp^2}}\right). \end{aligned} \quad (4.41)$$

Наш окончательный результат практически эквивалентен умножению сечения на $|\psi(0)|^2$, где ψ — волновая функция мезона в кулоновском поле протонов. Значение проведенного выше рассмотрения заключается в том, что оно позволяет указать область применимости этой поправки. В области, совсем близкой к порогу: $\eta^2 \leq 0,09$ и $p \leq 0,2$, — пренебрежение взаимодействием нуклонов при вычислении поправки может дать большие ошибки.

Ограничение (4.40) практически совпадает с критерием применимости теории возмущений, так как во всей интересующей нас области $p \leq 1$.

4. Обсуждение экспериментальных данных

Получение экспериментальных данных о реакциях фоторождения мезонов на дейтерии — очень сложная задача. Основные трудности состоят в том, что спектр падающих γ -квантов непрерывный, а в конечном состоянии приходится иметь дело с проблемой трех тел. Полная регистрация таких событий счетчиками является проблемой даже в настоящее время.

В связи с этим в 1951 г. В. В. Михайлов и автор обратили внимание на целесообразность исследования реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$ в камере Вильсона. Преимущество такого подхода заключается в том, что все частицы — продукты являются ионизирующими и регистрация таких событий может дать полную картину динамики процесса. Впоследствии В. И. Векслер, М. И. Адамович и другие показали, что наиболее целесообразной методикой для регистрации этих событий являются фотоэмульсии, наполненные тяжелой водой. Адамович М. И., Ларионова В. Г., Харламов С. П. и Кузьмичева Г. В. провели огромную работу [9, 30, 31] по накоплению и обработке данных по реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$. Это позволило провести сравнение нашей теории с их данными. Статистика реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$ и в настоящее время недостаточна для обсуждения дифференциальных сечений $\frac{d^2\sigma}{dpdq}$. В этой связи были рассмотрены интегральные характеристики, но такие, которые достаточно критичны к описанию движения нуклонов. Наша задача состоит в проверке теории и в извлечении на этой основе данных о сечении процесса $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$. Хорошей проверкой являлось доказательство большого вклада перехода E_{0+} в реакции $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$. Для этого воспользуемся малостью $B(p, q)$ в области $p < 0,3$ и образуем величину:

$$\frac{\int dq \int_0^{0,3} \frac{d\sigma}{dpdq} dp}{\int dq \int_0^{0,3} \frac{d\sigma}{dpdq} dp} \approx \frac{\int dq \int_0^{0,3} A(p, q) dp}{\iint A(p, q) dp dq + \frac{|L|^2}{|K|^2} \iint B(p, q) dp dq}. \quad (4.42)$$

Малость коэффициента $B(p, q)$ при малых p обусловлена сильным запретом переходов без учета спина (в конечном состоянии — две тождественные частицы). Этот результат, очевидно, практически не зависит от модели и, сравнивая (4.42) с экспериментом, мы лишь убеждаемся, что

в интересующей нас области энергий подавляющую роль играет образование мезонов в S-состоянии. Сравнение (4.42) с экспериментом дает $|\bar{L}|^2/|\bar{K}|^2 \leq 0,1$. Т. е. мы можем в пределах точности всех наших расчетов (10%) пренебречь $|L|^2$ и существенно упростить определение амплитуды процесса $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$. Для проверки теории были проанализированы следующие характеристики:

- 1) $\int \frac{d\sigma}{dT dq} dq = \varphi_1(T)$, где $T = \frac{p^2}{M}$;
- 2) $\int \frac{d\sigma}{dp d\varepsilon} dp = \varphi_2(\varepsilon)$, где $\varepsilon = (p - q)$.

Экспериментальные данные для этих характеристик приведены на рис. 10 и 11. Сплошные кривые — результат теоретического расчета. Для $|K_n|^2$ было взято значение, даваемое борновской частью дисперсионных соотношений при $f^2 = 0,08$. Слабая зависимость $|K_n|^2$ от энергии практически не сказывается на функциях $\varphi_1(T)$ и $\varphi_2(\varepsilon)$.

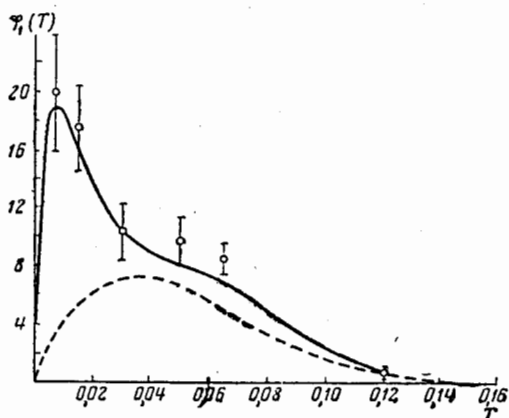


Рис. 10.

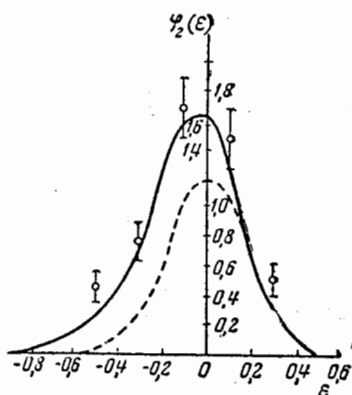


Рис. 11.

Вполне удовлетворительное согласие с экспериментом позволяет определить $|K_n|^2$. Деля наблюдаемую величину полного сечения реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$ на $\iint A^c(p, q) dp dq$ при заданной энергии фотона, находим $|K_n|^2$. Результаты такого расчета приведены на рис. 12. Сплошная

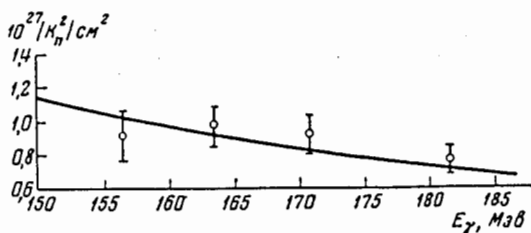


Рис. 12.

линия — квадрат борновской части амплитуды процесса $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$ (см. гл. III). Экспериментальные данные пока недостаточно точны, чтобы обнаружить рост $|K_n|^2$ при уменьшении энергии. В работе [29] $|K_n|^2$ было определено как среднее значение по области энергий от порога до 185 Мэв и отождествлено с пороговым значением $|K_n|^2_{\text{порог}}$.

Найденная величина $|K_n|^2_{\text{порог}}$ находилась в существенном противоречии с экспериментальными данными по S -фазам πN -рассеяния и по отношению Пановского. Это противоречие подробно обсуждалось на Ежегодных конференциях по физике высоких энергий в 1958 и 1959 гг. (см. доклады: Пуппи (Женева) [41], Бернардини (Киев) [32], Понтекорво (Киев) [16]).

Особое внимание к этому было привлечено в связи с нашей гипотезой о четвертом π -мезоне [29, 33] (π_0^0 -мезон). Появилось много экспериментальных работ как по уточнению отношения Пановского, фаз S -рассеяния, сечений фоторождения [34, 35], так и по прямой проверке гипотезы *. Эти исследования сделали гипотезу маловероятной ** [16, 32]. Гипотеза о π_0^0 фактически содержалась в ранних работах В. В. Михайлова и автора [14, 36] (1952—1953 гг.) В этих работах было сделано утверждение, что проверка гипотезы изотопической инвариантности должна была идти не столько по линии проверки многочисленных следствий изотопической инвариантности, сколько по линии исключения других возможных типов симметрии. Основное внимание было обращено на доказательство того, что волновая функция нейтрального мезона является не изоскалярном, а третьей компонентой изовектора, в то же время отмечалось, что не исключен также вариант, когда присутствуют обе компоненты (т. е. существенно гипотеза о π_0^0 -мезоне).

Основой доказательства служили:

- 1) утверждение, что в реакции



участвует только часть матрицы перехода, меняющая знак при повороте на 180° в изотопическом пространстве;

- 2) правило, согласно которому матричные элементы изоскалярной части S -матрицы, описывающей поглощение фотонов в фотоядерных взаимодействиях, много меньше (\sim в $1/M$ раз) матричных элементов ее изовекторной части.

В настоящее время существуют более веские аргументы, исключая отмеченные типы симметрии. Однако в 1953—1954 гг. эти выводы привели к постановке специальных опытов в ФИАНе и в Корнелле (США).

Свойства реакций ($d\pi^0$), изученные в работах [36], приобретают особенно большое значение в связи с обсуждением в литературе резонансного π - π -взаимодействия, которое дает вклад только *** в изоскалярную часть S -матрицы фоторождения π -мезонов (не меняющую знака при повороте на 180° в изотопическом пространстве).

Поскольку в реакции ($d\pi^0$), участвует только часть S -матрицы, меняющая знак при повороте на 180° в изотопическом пространстве, то, сравнивая данные по реакции ($d\pi^0$) с данными по реакции $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$, можно изучить роль π - π -взаимодействия в фоторождении мезонов на нуклонах.

* Теоретическое значение $|K_n|^2_{\text{порог}}$ на рис. 12, взято из работы [34], хорошо согласуется с уточненными экспериментальными данными по фазам S -рассеяния и отношению Пановского. Однако значения параметров π -мезонной физики малых энергий нуждаются в дальнейшем уточнении.

** Шансы на успех этой гипотезы в последнее время несколько повысились в связи с предложенной А. М. Балдиным и А. А. Комаром (ДАН СССР 146, 574 (1962)) гипернейтральной симметрией элементарных частиц.

*** В двухмезонном приближении.

Основные данные по реакциям $\gamma + d \rightarrow \begin{cases} d + \pi^0 \\ p + n + \pi^0 \end{cases}$ относятся к области энергий выше 200 Мэв, т. е. не к интересующей нас области $\eta < 1$. В области энергий выше 200 Мэв картина фоторождения мезонов на дейтерии сильно усложняется эффектами многократного рассеяния [37] и теория, основанная на импульсном приближении, не может дать количественного описания процесса. Качественные же результаты, обсуждавшиеся еще в ранних работах [36], нашли хорошее подтверждение в эксперименте. Мы имеем в виду эффект когерентного фоторождения и большую величину сечения упругого фоторождения, вытекающую из изотопической структуры S -матрицы.

Исследования реакции $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$ вблизи порога и особенно для угла $\theta = 0^\circ$ представляются нам крайне желательными. Это касается не только эксперимента, но и теории.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Балдин и В. Михайлов. УФН, 44, 200, 1951.
2. А. Балдин, В. Михайлов. ЖЭТФ, 20, 1057, 1950.
3. А. Балдин и В. Михайлов. ЖЭТФ, 21, 562, 1951.
4. Т. Хазанович. ЖЭТФ, 21, 581, 1951. М. Ф. Карлон. Phys. Rev., 83, 712, 1951.
5. N. M. Kroll and M. A. Ruderman. Phys. Rev., 93, 233, 1954.
6. G. F. Chew and F. Low. Phys. Rev., 101, 1579, 1956.
7. А. А. Логунов и Б. Степанов. ДАН СССР, 110, 368, 1956; А. А. Логунов, А. Н. Тавхелидзе и Л. Д. Соловьев. Nucl. Physics, 4, 427, 1957.
8. А. М. Балдин и Б. Б. Говорков. Nucl. Physics, 13, 193, 1959.
9. А. М. Балдин. ЖЭТФ, 38, 579, 1960.
10. А. М. Балдин. Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий. Рочестер, 1960.
11. E. A. Knapp, R. Kenney, V. Perez-Mendez. Phys. Rev., 114, 605, 1959.
12. G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. Low, Y. Nambu. Phys. Rev., 106, 1345, 1957.
13. М. Гелл-Манн и К. М. Ватсон. УФН, 59, 399, 1956.
14. А. Балдин и В. Михайлов. ДАН СССР, 84, 852, 1952.
15. W. S. McDonald, V. Z. Peterson. D. R. Corson. Phys. Rev., 107, 577, 1957.
16. Б. Понтекорво. Обзорный доклад на Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959.
17. А. М. Балдин, А. И. Лебедев. ЖЭТФ (в печати) и доклад на Ужгородской конференции, 1961. Proc. High Energy Physics Conference, Geneva (1962).
18. J. Ball. Phys. Rev. Letters, 5, 73, 1960.
19. Б. Б. Говорков и Р. Г. Васильков. ЖЭТФ, 37, 317, 1959.
20. Р. Г. Васильков, Б. Б. Говорков, В. И. Гольданский. ЖЭТФ, 37, 11, 1959.
21. Л. Д. Соловьев. Препринт ОИЯИ Д 600, 1960.
22. G. Gatti, P. Hillman, G. W. Hiddelkoop, T. Yamagata, E. Zavattini. Phys. Rev. Lett., 1961.
23. А. М. Балдин. Proc. CERN Sympos., 2, 272, 1956.
24. Chew G. F. Phys. Rev., 80, 196, 1950.
25. Chew G. F. and Wick. Phys. Rev., 85, 636, 1952. Chew G. F. and Goldberger M. L. Phys. Rev., 87, 778, 1952.
26. А. Балдин и В. Михайлов. ДАН СССР, 84, 47, 1952.
27. А. Балдин и В. Михайлов. ЖЭТФ, 23, 140, 1952.
28. M. Lax and H. Feshbach. Phys. Rev., 81, 189, 1951. G. F. Chew and Lewis H. W. Phys. Rev., 84, 779, 1952. S. Machida and T. Tamura. Progr. Theoret. Phys., 6, 572, 1951.
29. А. М. Балдин. Nuovo cimento, 8, 569, 1958.
30. М. И. Адамович, В. И. Векслер, В. Г. Ларионова, Г. В. Кузьмичева, С. П. Харламов. Proc. CERN Sympos., 2, 265, 1956.
31. М. И. Адамович, В. Г. Ларионова, С. П. Харламов. Труды ФИАИ, 19.

32. Г. Б е р н а р д и н и. Обзорный доклад на Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959.
33. А. Балдин и П. Кабир. ДАН, СССР, 122, 361, 1958.
34. W. P. Swanson, D. C. Gates, T. L. Jenkins, R. W. Kenney. Phys. Rev. Lett., 5, 336, 1960.
35. W. P. Swanson, D. C. Gates, T. L. Jenkins, R. W. Kenney. Phys. Rev. Lett., 5, 339, 1960.
36. А. Балдин. Suppl. Nuovo Cimento, 3, 4, 1956.
37. J. Charpeleat. Phys. Rev., 99, 254, 1955.
38. А. Балдин и В. Михайлов. ЖЭТФ, 23, 481, 1952.
39. М. И. Адамович, Г. В. Кузьмичева, В. Г. Ларимова, С. П. Харламов. ЖЭТФ, 35, 27, 1958.
40. M. Benvenuto, G. Bernardini, D. Carlson-Lee, G. Stoppini L. Tau. Nuovo cimento, 4, 323, 1956.
41. Г. Пупин. Обзорный доклад на Международной конференции по физике высоких энергий. Женева, 1958.
42. J. Ashkin. Обзорный доклад на ежегодной конференции по физике частиц высоких энергий. Рочестер, 1960.
43. Cini, Gatto, Goldwasser, Ruderman. Nuovo Cimento, 10, 243, 1958.
44. Л. Д. Соловьев. Кандид. дисс., ОИЯИ, 1959.
45. М. И. Адамович, Э. Г. Горжевская, В. Г. Ларимова, В. М. Попова, Н. М. Панова, С. П. Харламов, Ф. Р. Ягудина. ЖЭТФ, 41, 1811, 1961.
46. М. И. Адамович, Э. Г. Горжевская, В. Г. Ларимова, В. М. Попова, С. П. Харламов, Ф. Р. Ягудина. ЖЭТФ, 38, 1078, 1960.
47. H. Feshbach, J. Schwinger. Phys. Rev., 84, 194, 1951.
48. A. Sommerfeld. Atombau II. Braunschweig, 1956.

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

А. М. Балдин

Понятия молекулярной оптики обобщаются на фотоядерные реакции. Обсуждаются следствия существования еще не обнаруженной экспериментально тензорной поляризуемости атомных ядер. Рассматриваются различные модели тензорной поляризуемости и даются оценки величин эффектов, наблюдение которых возможно при существующем состоянии эксперимента.

1. Введение

В предыдущих работах [1,2] было указано, что сечение взаимодействия γ -квантов с ядрами может существенно зависеть от ориентации спина ядра по отношению к волновому вектору фотона и что обнаружение такой зависимости дало бы доказательство существования тензорной части электрической дипольной поляризуемости атомных ядер. Как уже отмечалось [2], возможная модель такой поляризуемости содержится в удачной интерпретации ширин гигантского резонанса, данной Окамото [3] и Даносом [4]; кроме того, возможны и другие модели тензорной поляризуемости.

Изучение этого нового свойства асимметрии электромагнитных взаимодействий атомного ядра представляет несомненный интерес. Целью настоящей работы является последовательная формулировка теории электрической дипольной поляризуемости атомных ядер, обсуждение экспериментов, с помощью которых можно было бы получить сведения о тензорной части электрической поляризуемости, и оценка величин эффектов с помощью двух различных моделей ядер — модели независимых частиц и коллективной модели [3,4].

Теорию электрической поляризуемости атомных ядер можно строить по аналогии с теорией поляризуемости молекул [5]. Следует, вообще, заметить, что многие из методов молекулярной оптики можно перенести на фотоядерные реакции. Так, например, несомненный интерес представляло бы изучение комбинационного рассеяния γ -квантов на ядрах или эффектов деполаризации рассеянного излучения с целью получения ряда важных параметров ядер. В задачу этой статьи не входит широкое обобщение теории взаимодействия света с молекулами на взаимодействия γ -квантов с ядрами. Мы рассмотрим только упругое рассеяние γ -квантов на ядрах и фотоядерные реакции (полное сечение поглощения дипольных γ -квантов с ядром).

2. Общее рассмотрение

Как известно, основную роль во взаимодействии γ -квантов с ядрами в области энергий до ~ 20 MeV играет электрическое дипольное поглощение. Поэтому мы ограничимся только этой частью взаимодействия.

Возможное существование у ядер тензорной поляризуемости означает, что амплитуда рассеяния может зависеть от спина системы, т. е. наведенный дипольный момент ядра может зависеть от ориентации ядра по отношению к электрическому полю. Наиболее общий вид амплитуды рассеяния, как функции оператора спина ядра \hat{J} и поляризаций падающего λ и рассея-

ного λ' фотонов, запишется в виде

$$\hat{R} = R^{(1)}(\hat{J}\lambda)(\hat{J}\lambda') + R^{(2)}(\hat{J}\lambda')(\hat{J}\lambda) + R^{(3)}(\lambda'\lambda) + T(\lambda'\lambda), \quad (1)$$

где $T = \omega Z^2 e^2 / 2\pi A M$ — амплитуда томсоновского рассеяния, которое может дать существенный вклад (полагаем везде $\hbar = c = 1$)¹. Амплитуды $R^{(1)}$, $R^{(2)}$, $R^{(3)}$, являющиеся функциями частоты фотона, пропорциональны поляризуемости системы. Так, в случае наличия только скалярной поляризуемости системы ($R^{(1)} = R^{(2)} = 0$) имеем $R^{(3)} = -(\omega^3 / 2\pi) \alpha(\omega)$, где α — электрическая дипольная поляризуемость, через которую выражается сечение релеевского рассеяния на малой частице (ядре) согласно²

$$d\sigma / d\Omega = \omega^4 |\alpha(\omega)|^2 (\lambda'\lambda).$$

Выражение (1) можно упростить. Обычно в молекулярной оптике рассматривают случай, когда тензор поляризуемости — эрмитов или $\hat{R}^+ = \hat{R}$. Для ядер этот случай мало интересен, так как из-за сильного взаимодействия между частицами ядра его уровни энергии обладают большими ширинами. Поэтому $R^{(1)}$, $R^{(2)}$, $R^{(3)}$ имеют действительную и мнимую части в широкой области частот.

Воспользуемся инвариантностью S -матрицы по отношению к обращению времени; это дает $R^{(1)} = R^{(3)}$. Таким образом, (1) можно переписать в виде

$$\hat{R} = R^T \frac{3}{J(2J-1)} \left\{ \frac{1}{2} [(\hat{J}\lambda')(\hat{J}\lambda) + (\hat{J}\lambda)(\hat{J}\lambda')] - \frac{1}{3} \hat{J}^2 (\lambda'\lambda) \right\} + (R^S + T)(\lambda'\lambda). \quad (2)$$

Целесообразность введения R^T и R^S будет ясна из дальнейшего. Согласно [1,2], назовем $\alpha^S = -(2\pi / \omega^3) R^S$ и $\alpha^T = -(2\pi / \omega^3) R^T$ скалярной и тензорной поляризуемостями. Они являются, очевидно, комплексными параметрами. Мнимые и действительные части этих параметров не независимы, а связаны дисперсионными соотношениями.

Чтобы выразить мнимую часть амплитуды, воспользуемся унитарностью S -матрицы:

$$i(\hat{R}^+ - \hat{R}) = \hat{R}\hat{R}^+. \quad (3)$$

Возьмем матричный элемент матричного равенства (3) по состоянию $(\alpha m j)$ $2\pi / \omega$, где m — проекция спина ядра на ось z , j — проекция вектора поляризации фотона, α характеризует все остальные квантовые числа основного состояния ядра; найдем:

$$\begin{aligned} i(2\pi / \omega)^2 [(m'j'\alpha | R^+ | \alpha m j) - (m'j'\alpha | R | \alpha m j)] = \\ = (2\pi / \omega)^2 \sum_N (m'j'\alpha | R | N) (N | R^+ | \alpha j m). \end{aligned} \quad (4)$$

Сумма берется по всем состояниям, допустимым с точки зрения закона сохранения энергии. Определим оператор поперечного сечения $\hat{\sigma}$ как оператор, среднее значение которого по состоянию поляризации ядер мишени и падающих фотонов дает поперечное сечение

$$\sigma = \text{Sp } \hat{\rho} \hat{\sigma}$$

¹ Мы, конечно, пренебрегаем дельбрюковским рассеянием и рассеянием на магнитном моменте.

² Подчеркнем, что мы всюду имеем в виду не локальную поляризуемость, а поляризуемость всей частицы.

(здесь ρ — матрица плотности). Подставляя (2) в (4), найдем:

$$2 \frac{4\pi^2}{\omega^2} \left\{ \frac{3}{J(2J-1)} (m') \frac{1}{2} (\hat{J}_J \hat{J}_J + \hat{J}_J \hat{J}_J) - \frac{1}{3} \hat{J}^2 \delta_{jj'} | m \rangle \text{Im } R^T + \right. \\ \left. + \delta_{jj'} \text{Im } R^S \right\} = (m' j' | \hat{\sigma} | m j). \quad (5)$$

Таким образом, мнимые части R^T и R^S просто связаны с сечением поглощения. Вместе с тем из формулы (5) следует наиболее общая зависимость поперечного сечения поглощения от спина ядра. Пусть, например, поляризация фотона задана строго, т. е. матрица плотности, задающая состояние поляризации фотона, имеет вид $\rho = \delta_{jz} \delta_{j'z}$ (ось z направлена вдоль поляризации фотона). Тогда сечение поглощения фотонов запишется в виде

$$\sigma = \text{Sp } \hat{\rho} \hat{\sigma} = \frac{4\pi^2}{\omega^2} 2 \left\{ \frac{3(J+1)}{(J-1)} \left[\frac{\bar{J}_z^2}{J(J+1)} - \frac{1}{3} \right] \text{Im } R^T + \text{Im } R^S \right\}; \quad (6)$$

для неполяризованного пучка фотонов найдем

$$\bar{\sigma} = \frac{8\pi^2}{\omega^2} \left\{ \frac{3(J+1)}{(2J-1)} \left[\frac{1}{6} - \frac{\bar{J}_x^2}{2J(J+1)} \right] \text{Im } R^T + \text{Im } R^S \right\}. \quad (7)$$

Здесь \bar{J}_x^2 — средний квадрат проекции спина на волновой вектор фотона.

Для неориентированных ядер ($\rho_{m'm} = \delta_{m'm}/(2J+1)$) члены с R^T в формулах (6) и (7) обращаются в нуль. Таким образом, как видно из (6) и (7), для доказательства существования тензорной части поляризуемости атомных ядер следует доказать зависимость сечения поглощения фотонов от ориентации ядра.

Из формулы (7) нетрудно получить, что

$$\text{Im } R^T = \frac{2}{3} (\omega/2\pi)^2 (\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}),$$

где σ_{\parallel} и σ_{\perp} — полные сечения поглощения γ -квантов, когда ядра полностью ориентированы соответственно по направлению волнового вектора фотонов и перпендикулярно этому вектору. Определив мнимую часть R^T , можно найти ее действительную часть, пользуясь дисперсионными соотношениями.

Как отмечалось ранее [1], эффект R^T должен особенно сильно сказаться на сечении рассеяния как на абсолютной величине сечения на неориентированных ядрах, так и на азимутальной асимметрии рассеяния на ориентированных ядрах. Здесь мы приведем более подробные расчеты.

Найдем зависимость сечения упругого рассеяния γ -квантов на ядрах от введенного нами параметра R^T или пропорциональной ему тензорной поляризуемости. Обозначим

$$\hat{\epsilon}_{ik} = \frac{3}{J(2J-1)} \left[\frac{1}{2} (\hat{J}_i \hat{J}_k + \hat{J}_k \hat{J}_i) - \frac{1}{3} \hat{J}^2 \delta_{ik} \right].$$

Тогда оператор сечения рассеяния запишется как

$$\hat{\sigma}_{ikjq} = (2\pi/\omega)^2 [R^T \hat{\epsilon}_{ik} + R'^* \delta_{ik}] [R^T \hat{\epsilon}_{jq} + R' \delta_{jq}]. \quad (8)$$

Здесь $R' = R^S + T$.

Найдем сечения рассеяния на неориентированных ядрах. Для этого усредним (8) по состоянию $\rho_{m'm} = \delta_{m'm}/(2J+1)$. Среднее значение произведения $\hat{\epsilon}_{ik} \hat{\epsilon}_{jq}$ должно иметь вид

$$\overline{\hat{\epsilon}_{ik} \hat{\epsilon}_{jq}} = A_1 \delta_{ik} \delta_{jq} + A_2 [\delta_{iq} \delta_{kj} + \delta_{kq} \delta_{ij}].$$

Находя свертки тензоров в левой и правой частях один раз по индексам $i = k$ и $j = q$, другой раз по $i = j$ и $k = q$ и используя соотношения коммутации для компонент оператора спина, нетрудно найти

$$A_1 = -2A_2/3, \quad A_2 = 3(J+1)(2J+3)/20J(2J-1).$$

Среднее значение $\hat{\epsilon}_{ik}$ равно нулю. Окончательный результат для поперечного сечения, усредненного по ориентации ядер, но для определенной ориентации поляризации фотона в начальном и конечном состоянии, имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi^2}{\omega^2} \left\{ |R^T|^2 \frac{3(J+1)(2J+3)}{20(2J-1)J} \left[1 + \frac{1}{3}(\lambda'\lambda)^2 \right] + |R'|^2 (\lambda'\lambda)^2 \right\}. \quad (9)$$

Усредняя по поляризациям фотонов в начальном состоянии и суммируя по конечным состояниям, найдем угловое распределение рассеянных фотонов

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\pi^2}{\omega^2} \left\{ |R^T|^2 \frac{(2J+3)(J+1)}{20J(2J-1)} (13 + \cos^2\theta) + |R'|^2 (1 + \cos^2\theta) \right\}. \quad (10)$$

Таким образом, как уже отмечалось [1], наличие тензорной поляризуемости можно обнаружить по величине полного сечения упругого рассеяния и по угловому распределению рассеяния (наличие большой изотропной части в угловом распределении).

Упругое рассеяние γ -квантов на ориентированных ядрах обсуждалось ранее [1]. Как было показано, наличие тензорной поляризуемости приводит к азимутальной асимметрии рассеяния. Наибольшая асимметрия получается, когда ядра ориентированы перпендикулярно волновому вектору падающего фотона. Угловое распределение в плоскости, перпендикулярной падающему пучку, имеет вид (в обозначениях настоящей статьи):

$$d\sigma/d\Omega = (2\pi^2/\omega^2) \left\{ \left[\frac{3}{4}|R^T|^2 + \frac{3}{2}(R^{T*}R' + R'^*R^T) \right] \sin^2\varphi + \left[\frac{1}{4}|R^T|^2 - \frac{1}{2}(R^{T*}R' + R'^*R^T) + R'^2 \right] \right\}. \quad (11)$$

Формула (11) получена в результате классического рассмотрения и справедлива только при $J \rightarrow \infty$. Квантовые поправки к ней очень существенны. При $J = 0$ или $J = 1/2$ азимутальная асимметрия вообще исчезает.

Кроме отмеченных эффектов, наличие тензорной поляризуемости можно обнаружить по измерениям статической поляризуемости и квадратичной флуктуации дипольного момента в основном состоянии для ориентированных ядер на основе применения правил сумм. Эти эффекты обсуждались уже ранее [2].

Таким образом, существует большое количество эффектов, на которые тензорная поляризуемость могла бы оказать влияние и которые вполне можно наблюдать существующими экспериментальными средствами. Для оценок измеримости обсуждаемых эффектов необходимо вычислить R^T и R^S на основе моделей.

3. Модели тензорной поляризуемости

Частично модели тензорной поляризуемости обсуждались ранее [2]. По аналогии с молекулярной оптикой введем понятие «внутренней» тензорной поляризуемости, т. е. поляризуемости в системе координат, вращающейся вместе с ядром. Пусть в системе координат, связанной с ядром, тензорная часть поляризуемости имеет вид

$$\alpha_{ik}^{0T} = \frac{3}{2} \alpha_0^T (n_i n_k - \frac{1}{3} \delta_{ik}). \quad (12)$$

Мы предположили аксиальную симметрию этого тензора; n_i — компонента единичного вектора вдоль оси симметрии. Обобщение на случай аксиально несимметричного случая не представляет особых затруднений. Кроме того, будем считать, что n совпадает с направлением оси симметрии формы поверхности ядра, вдоль которой направлен спин в основном состоянии ядра. При этих предположениях имеется прямая аналогия между α_0^T и α^T , с одной стороны, и «внутренним» и спектроскопическим квадрупольными моментами — с другой. Отсюда имеем

$$\alpha^T = \alpha_0^T J(2J-1)/(J+1)(2J+3). \quad (13)$$

Таким образом, амплитуда R^T рассеяния фотонов на ядре в лабораторной системе координат выражается через «внутреннюю» поляризуемость с помощью следующей формулы:

$$R^T = -\frac{\omega^3}{2\pi} \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)} \alpha_0^T = R_0^T \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)}, \quad (14)$$

т. е. тензорная поляризуемость для ядер со спином 0 и $1/2$ обращается в нуль.

Модель тензорной поляризуемости содержится в обобщении гидродинамической модели дипольных колебаний в ядрах на несферические ядра (Окамото [3] и Данос [4]). Эти авторы обратили внимание на то, что в деформированном ядре колебания плотности нейтронной и протонной жидкостей должны совершаться с двумя близкими характерными частотами. Причем величина отношения этих частот по порядку величины следует из размерных соображений $\omega_1/\omega_2 \sim R_2/R_1$, где R_1 и R_2 — наибольший и наименьший радиусы поверхности ядра. Детальное гидродинамическое рассмотрение дает для этого отношения величину $\omega_1/\omega_2 = 0,91 R_2/R_1$ в случае, когда поверхность описывается уравнением эллипсоида с малым эксцентриситетом. Эта идея позволила указанным авторам сделать заключение, что за наблюдаемый на опыте гигантский резонанс в фотоядерных реакциях ответственна не одна характерная частота, а две. Отсюда последовало удачное объяснение «уширения линии» гигантского резонанса для деформированных ядер. Из этой модели также следует, что волна колебаний разности плотностей нейтронной и протонной жидкостей распространяется по направлению электрического поля фотона. Последнее означает, что частота ω_1 возбуждается в том случае, когда электрический вектор фотона направлен вдоль радиуса R_1 , а ω_2 , когда электрический вектор фотона направлен вдоль радиуса R_2 . Мы не будем себя связывать с гидродинамической моделью, а воспользуемся результатами молекулярной оптики и будем рассматривать ядро как совокупность трех линейных осцилляторов, расположенных перпендикулярно друг другу; частоты этих осцилляторов ω_1 и $\omega_2 = \omega_3$, и декременты затухания γ_1 и $\gamma_2 = \gamma_3$ различны. В этом случае амплитуда рассеяния в системе координат, связанной с ядром, имеет вид

$$\begin{aligned} R_0^T &= \frac{\omega^3}{2\pi} \frac{2}{3} \left\{ f_1 \frac{\omega_1^2 - \omega^2 + i\gamma_1\omega}{(\omega_1^2 - \omega^2)^2 + \gamma_1^2\omega^2} - f_2 \frac{\omega_2^2 - \omega^2 + i\gamma_2\omega}{(\omega_2^2 - \omega^2)^2 + \gamma_2^2\omega^2} \right\}, \\ R_0^S &= \frac{\omega^3}{2\pi} \left\{ \frac{1}{3} f_1 \frac{\omega_1^2 - \omega^2 + i\gamma_1\omega}{(\omega_1^2 - \omega^2)^2 + \gamma_1^2\omega^2} + \frac{2}{3} f_2 \frac{\omega_2^2 - \omega^2 + i\gamma_2\omega}{(\omega_2^2 - \omega^2)^2 + \gamma_2^2\omega^2} \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Вид амплитуды в лабораторной системе координат следует из формул (15), (14) и (2). Мнимая часть амплитуды согласно (6) и (7) определяет сечение поглощения γ -квантов ядром. Из формул (15) видно, что при $\omega_1 - \omega_2 \gg \gamma_{1,2}$ тензорная поляризуемость для частот в области гигантского резонанса может вдвое превышать скалярную поляризуемость, откуда следует, что отмечавшиеся выше эффекты вполне возможно наблюдать.

В относительно простых опытах по упругому рассеянию на неориентированных ядрах R_0^T , как видно из формул (10) и (14), тензорная поляризуемость проявится только для ядер с достаточно высокими спинами. Так, например, для ядра In^{115} , спин которого равен $9/2$, можно ожидать, что отношение вкладов первого и второго слагаемого достигает 0,5. При этом, как видно из формулы (10), следует ожидать углового распределения в упругом рассеянии типа $a + \cos^2 \theta$, где $a = 1,5$, а не 1 (последнее соответствует $R^T = 0$)³.

Для всех оценок весьма существенны значения величин $\gamma_1, \omega_1, \gamma_2, \omega_2$ и сил осцилляторов f_1 и f_2 .

Пожалуй, наиболее основательной гидродинамической оценкой ω_1, ω_2 является оценка Левинджера [6], использовавшего правило сумм типа известной формулы Крамерса—Гайзенберга,

$$\alpha = \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{\sigma}{\omega^2} d\omega$$

и оценившего статическую поляризуемость ядра в системе координат, связанной с ядром. Результат совпал с расчетами Окамото—Даноса: $\omega_1 \sim 1/R_1$ и $\omega_2 \sim 1/R_2$. Относительно γ_1 и γ_2 в настоящее время ничего определенного сказать нельзя. Опыт как будто указывает, что γ_1 и γ_2 существенно различны. Это обстоятельство невозможно объяснить в рамках простой гидродинамической модели. В связи с этим имеет смысл рассмотреть другие модели.

В работе Сога и Фужита [7] рассчитывались однонуклонные электрические дипольные переходы по модели оболочек для деформированных ядер и было показано, что переходы группируются вокруг двух частот $\omega_1 \sim 1/R_1$ и $\omega_2 \sim 1/R_2$. При таком подходе, естественно, используется ряд детальных предположений о виде волновых функций основных и возбужденных состояний ядер. Покажем, что вывод о том, что в модели независимых частиц $\omega_1 \sim 1/R_1$ и $\omega_2 \sim 1/R_2$ следует из весьма общих представлений о ядре без использования указанных предположений.

Рассмотрим правило сумм

$$\sigma_{-1} = \int \frac{\sigma}{\omega} d\omega = 4\pi^2 \langle 0 | d_z^2 | 0 \rangle \quad (16)$$

в системе координат, связанной с ядром; $d = \sum_i e_i r_i$ — оператор дипольного момента ядра; $|0\rangle$ — основное состояние ядра. Правую часть можно записать в виде

$$\langle 0 | d_z^2 | 0 \rangle = e^2 \langle 0 | \sum_i (z_i^2 - \frac{1}{3} r_i^2) | 0 \rangle + \frac{1}{3} \langle 0 | d^2 | 0 \rangle - \langle 0 | \sum_{i \neq j} z_i z_j - \frac{1}{3} r_i r_j | 0 \rangle. \quad (17)$$

В этом выражении, как нетрудно видеть, первый член пропорционален квадрупольному моменту ядра, второй — первому моменту сечения σ_{-1} для неориентированных ядер, а последний член связан с корреляциями в положении протонов в ядре. Как известно, основными источниками кор-

³ Недавно Е. Фуллер и Е. Хэвард (препринт и частное сообщение Д. Левинджера) сделали попытку интерпретировать свои данные по упругому рассеянию γ -квантов на Та с точки зрения наличия тензорной поляризуемости у этого ядра (на основе гидродинамической модели Окамото — Даноса). Однако они использовали классическое усреднение по ориентации ядер. Наши формулы (10) и (14) отличаются от формул их работы множителем $J(2J-1)/(2J+3)(J+1)$. Учет этого множителя существенно изменит результат их анализа. Автор пользуется случаем выразить благодарность Д. Левинджеру и Е. Фуллеру за интересную информацию.

реляций типа интересующих нас являются соотношения $\sum \mathbf{r}_k = 0$ (где \mathbf{r}_k — координаты как протонов, так и нейтронов) и принцип Паули. Учтем эти эффекты и оценим последний член. Чтобы учесть соотношение $\sum \mathbf{r}_k = 0$, введем, как обычно, эффективные заряды протона $e_p = eN/A$ и нейтрона $e_n = -eZ/A$, и так как принцип Паули накладывает ограничения только на одноименные частицы, то отбросим члены, связанные с корреляциями протон—нейтрон:

$$e^{-2} \langle 0 | d_z^2 | 0 \rangle = (N/A)^2 \langle 0 | \sum_i (z_i^2 - \frac{1}{3} r_i^2) | 0 \rangle + (Z/A)^2 \langle 0 | \sum_i (z_i^2 - \frac{1}{3} r_i^2) | 0 \rangle + \langle 0 | \sum_{i \neq j} [z_i z_j - \frac{1}{3} r_i r_j] | 0 \rangle + \langle 0 | \sum_{i=j} [z_i z_j - \frac{1}{3} r_i r_j] | 0 \rangle + \frac{1}{3} \langle 0 | d^2 | 0 \rangle, \quad (18)$$

$\sum_{p(n)}$ — суммирование по всем протонам (нейтронам) ядра.

Для оценки величины корреляций, связанных с принципом Паули, воспользуемся методом, впервые примененным к аналогичной задаче Хохловым⁴ [8]. Введем функцию, описывающую распределение координат двух протонов

$$n(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \frac{1}{Z(Z-1)} \sum_{p_1 + p_2} \langle 0 | \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{p_1}) \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_{p_2}) | 0 \rangle$$

(суммирование распространяется по всем протонам ядра).

Определим:

$$\overline{r_\mu r'_\nu} = \int r_\mu r'_\nu n(\mathbf{r}', \mathbf{r}) d\mathbf{r} d\mathbf{r}',$$

$$\overline{r_\mu^2} = \int r_\mu^2 n(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad n(\mathbf{r}) = \int n(\mathbf{r}', \mathbf{r}) d\mathbf{r}', \quad (19)$$

$\overline{r_\mu}$, очевидно, равно нулю. Поскольку размер a области, на которой сказываются корреляции, обусловленные принципом Паули, много меньше размеров ядра, то для $n(\mathbf{r}'\mathbf{r})$ можно принять выражение

$$n(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = n(\mathbf{r}) n(\mathbf{r}') - \Omega [\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) n(\frac{\mathbf{r}' + \mathbf{r}}{2}) - n(\mathbf{r}) n(\mathbf{r}')] \quad (20)$$

и считать, что эта функция одинакова для протонов и нейтронов. Величину $\Omega \sim (a/R)^3$ можно найти, используя конкретный вид волновых функций ядра. Однако, как будет показано ниже, для наших целей значение этой величины вообще несущественно. Если использовать выражение (20) и наши определения (19), то, как легко получить, формула (18) запишется в виде

$$e^{-2} \langle 0 | d_z^2 | 0 \rangle = [(N/A)^2 Z + (Z/A)^2 N] (\overline{z^2 - 1/3 r^2}) - \Omega [(N/A)^2 Z(Z-1) + (Z/A)^2 N(N-1)] (\overline{z^2 - 1/3 r^2}) + 1/3 \overline{r^2} [(N/A)^2 Z + (Z/A)^2 N] - \Omega [(N/A)^2 Z(Z-1) + (Z/A)^2 N(N-1)] \overline{r^2} / 3. \quad (21)$$

Отсюда найдем зависимость σ_{-1} от угла между электрическим вектором фотона и осью симметрии ядра:

$$\frac{1}{4\pi^2} \sigma_{-1} = F(Z, A, \Omega) \left[\frac{1}{2Z} Q^0 (\cos^2 \beta - \frac{1}{3}) + \frac{1}{3} \overline{r^2} \right], \quad (22)$$

где $F(Z, A, \Omega)$ — общий множитель, вид которого следует из (21); Q^0 — «внутренний» квадрупольный момент ядра.

⁴ Автор благодарен Ю. К. Хохлову за указание, что эффект корреляций, связанных с принципом Паули, можно легко оценить этим методом.

Для ориентированных ядер из (22) легко получается

$$\frac{1}{4\pi^2} \hat{\sigma}_{-1} = F(Z, A, \Omega) \left[\frac{1}{2Z} Q \frac{2(J+1)}{(2J-1)} \left(\frac{\hat{J}_z^2}{J(J+1)} - \frac{1}{3} \right) + \frac{1}{3} \overline{r^2} \right], \quad (23)$$

где Q — спектроскопический квадрупольный момент ядра. Как нами уже отмечалось [2], для дейтерия формула (23) является точной, причем $F = 1^5$.

Из формулы (22) получим

$$(\sigma_{-1}^{(1)} - \sigma_{-1}^{(2)}) / \sigma_{-1}^0 = 3Q^0 / 2Z\overline{r^2} \approx 5Q^0 / 2ZR^2. \quad (24)$$

Здесь $\sigma_{-1}^{(1)}$ — наибольшее (при $\beta = 0$), а $\sigma_{-1}^{(2)}$ — наименьшее (при $\beta = \pi/2$) значение σ_{-1} ; σ_{-1}^0 — момент сечения для неориентированных ядер, R — радиус ядра.

Если, как обычно, определить «положение максимума» гигантского резонанса с помощью формулы

$$\bar{\omega} = \int \sigma d\omega / \int \frac{\sigma}{\omega} d\omega,$$

то из формулы (24) следует величина уширения максимума гигантского резонанса:

$$(\overline{\omega}^{(1)} - \overline{\omega}^{(2)}) / \bar{\omega}_0 \approx 5Q^0 / 2ZR^2.$$

Сравнивая эту формулу с результатами Окамото и Даноса, находим, что результаты вычисления на основе модели независимых частиц совпадают с точностью до числового множителя с результатами, полученными на основе коллективной гидродинамической модели.

Аналогичные вычисления с помощью формулы (23) дают выражение для «сдвига максимума» [2] полностью ориентированных ядер:

$$(\omega_{\parallel} - \omega_{\perp}) / \omega_0 \approx 5Q / 4ZR^2.$$

Здесь Q — спектроскопический квадрупольный момент. Необходимо подчеркнуть, что здесь мы существенно использовали предположение об отсутствии в ядре других корреляций, кроме корреляций с радиусом, много меньшим размеров ядра⁶.

Таким образом, из весьма общих предположений при использовании различных моделей получается один и тот же результат $\omega_1 \sim 1/R_1$ и $\omega_2 \sim 1/R_2$. Вычисление ширин γ_1 и γ_2 на основе модели независимых частиц требует специального исследования.

4. Обсуждение

Как показывает рассмотрение различных моделей ядер, вряд ли можно сомневаться в существовании тензорной поляризуемости у атомных ядер. Во всяком случае можно утверждать, что у ядра дейтерия тензорная поляризуемость существует.

Теория поляризуемости атомных ядер вытекает как обобщение теории поляризуемости молекул [5]. Существенной особенностью тензора поляризуемости атомных ядер по сравнению с тензором поляризуемости молекул

⁵ Вычисления величины статической тензорной поляризуемости дейтрона были проведены Ю. И. Брегадзе. Отношение тензорной части поляризуемости к скалярной получилось равным $\sim 1,5\%$.

⁶ Заметим, что наши результаты не изменяются, если предположить наличие сильных корреляций нейтрон — протон с малым радиусом.

является неэрмитовость первого. Другая особенность теории поляризуемости ядер заключается в том, что рассматриваются эффекты, соответствующие экспериментальным методам ядерной физики. Например, один из основных методов исследования поляризуемости молекул — изучение деполяризации рассеянного излучения — вряд ли будет применен для исследования поляризуемости ядер в ближайшем будущем.

Нам представляется, что основным источником сведений о тензорной поляризуемости атомных ядер следует считать опыты с ориентированными ядрами, хотя опыты по упругому рассеянию γ -квантов на ядрах могли бы конкурировать с этим методом.

В то же время необходимо рассмотреть возможности экспериментального изучения комбинационного рассеяния γ -квантов на ядрах. Этот метод мог бы дать очень много ценных сведений о параметрах ядер. Начатое недавно [9] изучение реакций (γ , γ') (представляющее собой в терминах молекулярной оптики «ядерную люминесценцию») также может дать ряд очень ценных сведений о тензорной поляризуемости атомных ядер. Однако интерпретация этих опытов довольно неоднозначна (не ясно, какое количество и каких переходов произошло, прежде чем ядро достигло метастабильного уровня).

Количественные оценки порядков величин эффектов следуют из формул (2), (7), (10), (14), (15). Как видно из формулы (15), в области частот $\omega \sim \omega_1$ при $\gamma_{1,2} \ll \Delta\omega$ R_0^T вдвое превышает R^S , в области же частот $\omega \sim \omega_2$ при $\gamma_{1,2} \ll \Delta\omega$ величина R_0^T равна R^S , но противоположна по знаку. Отсюда следует весьма своеобразная зависимость разности сечений поглощения γ -квантов полностью ориентированными ядрами $\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}$ (см. формулы (7) и (8)). Для ядер со спинами $> 5/2$ эта разность одного порядка величины с самими сечениями. Этот эффект заведомо измерим даже при невысокой и ненадежно установленной степени ориентировки ядер, ибо основной интерес представляет энергетический ход величины R^T .

В опытах по упругому рассеянию эффекты тоже очень большие (оценки см. в тексте). Эти выводы почти не зависят от модельных представлений. Одни и те же значения двух частот Окамото — Даноса $\omega_1 \sim 1/R_1$ и $\omega_2 \sim 1/R_2$ следуют из весьма различных моделей. Обсуждение остальных параметров формулы (15) на основе моделей сейчас затруднительно из-за отсутствия экспериментальных данных.

Исследование тензорной поляризуемости, во всяком случае, даст более точные и полные сведения о форме ядер, чем существующие другие методы. Кроме того, экспериментальные данные о величинах γ_1 и γ_2 могут существенно помочь в понимании механизма поглощения γ -квантов ядрами.

Следует подчеркнуть, что обсуждавшиеся эффекты возможно наблюдать только на ядрах с высокими спинами. В связи с этим нам еще раз хотелось бы отметить необходимость изыскания экспериментальных возможностей для изучения комбинационного рассеяния, для которого это ограничение снимается.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 февраля 1959 г.

Литература

- [1] А. М. Балдин. Материалы конференции по ядерным реакциям в области малых и средних энергий, М., 1957.
- [2] А. М. Балдин. Nucl. Phys., 9, 237, 1958.
- [3] К. Окамото. Progr. Theor. Phys., 15, 75, 1956; Phys. Rev., 110, 143, 1958.
- [4] М. Данос. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 1, 35, 1956.
- [5] G. Placzek, E. Teller. ZS. Phys., 81, 209, 1933.
- [6] J. S. Levinger. Nucl. Phys., 1958 [препринт].

- [7] M. Soga, J. Fujita. *Nuovo Cim.*, 7, 1494, 1957.
[8] Ю. К. Хохлов. *ЖЭТФ*, 32, 124, 1957.
[9] J. Goldemberg, L. Katz. *Phys. Rev.*, 90, 308, 1953. О. В. Богданкевич, Л. Е. Лазарева, Ф. А. Николаев. *ЖЭТФ*, 31, 405, 1956.

OPTICAL ANISOTROPY OF ATOMIC NUCLEI

A. M. Baldin

Concepts of molecular optics are extended to photonuclear reactions. The consequences of the existence (of a hitherto experimentally unknown) tensor polarizability of atomic nuclei are discussed. Various tensor polarizability models are considered and estimates are made of the magnitude of the effects which one might hope to observe with account of the status of present day experimental techniques.

POLARIZABILITY OF NUCLEONS

A. M. BALDIN

P. N. Lebedev Physical Institute, Academy of Sciences, Moscow, USSR

Received 18 December 1959

Abstract: Estimates of dipole polarizabilities of nucleons and the values they involve are given on the basis of data on photo-production of π -mesons and the Compton effect on nucleons. It is indicated that no upper estimate of neutron polarizability exists at present. The preliminary experimental data now available may be interpreted as indicating that a neutron has an abnormally large polarizability. The effects leading to the inapplicability of the impulse approximation for describing the reaction $\gamma + d \rightarrow p + n + \gamma'$ are estimated. It is pointed out that the measurement of the cross section of the reaction $\gamma + d \rightarrow d + \gamma'$ would yield an answer for the value of neutron dipole polarizability †.

1. Introduction

As is well known from classical electrodynamics, the interactions of photons with a system of charges may be described by a fairly small number of real parameters provided the wavelength of the photon considerably exceeds the dimensions of the system and the photon's frequency is essentially less than the resonance frequencies of the system. These constants fully determine the behaviour of the system in static or slowly changing fields and are expressed through the charge, the magnetic moment and electric and magnetic polarizability tensors.

These characteristics may in particular be considered for the nucleon¹⁾. Of especial interest are the electric and magnetic polarizabilities of the nucleon since these are its "structural" characteristics. The aims of the present paper are: a) determination of the frequency region of photons for which the interaction of a nucleon and electromagnetic field may be described by four constants (charge, magnetic moment, electric and magnetic polarizability) with satisfactory accuracy (say, 5 %); b) discussion of possible estimates of the magnitude of the polarizability on the basis of the available experimental data and discussion of the experiments which might be worthwhile for specifying polarizability quantities.

† The main part of this paper was reported at the Padua-Venice Conference, September 1957. It was not included into the Conference Proceedings because of technical difficulties. In view of the recent interest in these estimates (see refs. 5-8)) we decided to publish them together with certain additional considerations about the Compton effect on deuterium and neutron polarizability.

2. Definition of Polarizability

In ref. ¹) it was shown that if the scattering matrix is written as

$$\hat{S} = -e'_n \hat{g}_{nj} e_j (4\omega\omega')^{\frac{1}{2}}$$

(here and in the following summation over dummy indices $n, j = 1, 2, 3$ is understood; e_n and e'_j are the components of the polarization vectors of the incident and scattered photons, while ω and ω' are their frequencies), the following theorem holds in virtue of gauge invariance:

$$k'_n g_{nj} k_j = \omega' \omega \int dx dy \exp[-ik'x] \exp[iky] P[\hat{\rho}(x), \hat{\rho}(y)].$$

Here $k'x$ and ky are scalar products of 4-vectors, k and k' being the 4-vectors of the photon momentum, $\hat{\rho}(x)$ is the charge density operator, and P Dyson's time ordering operator. For purposes of orientation we may note that for Thomson scattering g_{nj} has the form:

$$\hat{g}_{nj}^T = \delta_{nj} (2\pi)^4 i \delta(\Delta k + \Delta p) \frac{e^2}{M},$$

where the δ -function expresses the law of 4-momentum conservation.

We may now expand the mean value $\langle f | k_n g_{nj} k_j | 0 \rangle$ into a sum over states, where $|0\rangle$ and $|f\rangle$ are the unexcited states of the nucleon:

$$\begin{aligned} \langle f | k'_n \hat{g}_{nj} k_j | 0 \rangle &= \omega' \omega \frac{(2\pi)^4}{i} \delta(\Delta k + \Delta p) \\ &\times \sum_N \left\{ \frac{\langle f | \int \hat{\rho}(x) \exp[-ik' \cdot x] dx | N \rangle \langle N | \int \hat{\rho}(y) \exp[ik \cdot y] dy | 0 \rangle}{E_N - E_0 - \omega} \right. \\ &\left. + \frac{\langle f | \int \hat{\rho}(y) \exp[ik \cdot y] dy | N \rangle \langle N | \int \hat{\rho}(x) \exp[-ik' \cdot x] dx | 0 \rangle}{E_N - E_0 + \omega'} \right\}. \end{aligned}$$

Hence it is easy to obtain the terms of zero and first orders in the expansion of the scattering amplitude with respect to the photon frequency (see ref. ¹).

The next term of the expansion $\langle f | k'_n g_{nj} k_j | 0 \rangle$ involving excited intermediate states has the form

$$k'_n k_j \omega' \omega \frac{(2\pi)^4}{i} \delta(\Delta k + \Delta p) \sum_N \left\{ \frac{\langle f | \hat{d}_n | N \rangle \langle N | \hat{d}_j | 0 \rangle + \langle f | \hat{d}_j | N \rangle \langle N | \hat{d}_n | 0 \rangle}{E_N - E_0} \right\}$$

where the \hat{d}_n are the operators of the components of the dipole moment $\int \hat{\rho}(x) x_n dx$.

In this eq. the states $|0\rangle$ and $|f\rangle$ may differ only by the quantum number m of spin orientation. The quantity $\sum \{ \dots \}$ may be written as $\langle jm' | \hat{\alpha}_{nj} | jm \rangle$, where

$\hat{\alpha}_{nj} = \hat{\alpha}_{jn}$ corresponds to the usual definition of the tensor of electric dipole polarizability of the system † (nucleon in our case). For spin $\frac{1}{2}$,

$$\langle \frac{1}{2} m' | \hat{\alpha}_{nj} | \frac{1}{2} m \rangle = \langle \frac{1}{2} | \alpha | \frac{1}{2} \rangle \delta_{m'm} \delta_{nj}.$$

Now, we have the following expression for the average value of the electric polarizability of the nucleon:

$$\bar{\alpha} = \langle \frac{1}{2} | \alpha | \frac{1}{2} \rangle = 2 \sum_N \frac{|\langle N | \hat{d}_n | 0 \rangle|^2}{E_N - E_0}. \quad (1)$$

From eq. (1) it follows that all excited states of the system yield a positive contribution to the polarizability of the nucleon. The first state for which $\langle N | \hat{d}_n | 0 \rangle \neq 0$ is a meson + nucleon state. The square of this matrix element may be expressed through the cross section for the electric dipole photoproduction of mesons σ_{E1} . Hence a lower estimate of $\bar{\alpha}$ may be found as

$$\bar{\alpha} > \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{E1}}{\omega^2} d\omega. \quad (2)$$

Apart from that, eq. (1) may yield an estimate of the mean square fluctuation of the dipole moment in the ground state. Using the completeness of the system of functions we find

$$\bar{\alpha} = \frac{2}{3} \frac{1}{(E_N - E_0)} \langle 0 | \hat{d}^2 | 0 \rangle < \frac{2}{3} \frac{1}{\mu} \langle 0 | d^2 | 0 \rangle, \quad (3)$$

where μ is the mass of the meson; in the following we put $\mu = \hbar = c = 1$. If it turns out that the main contribution to nucleon polarizability comes from one-meson states the mean square fluctuation of the meson-nucleon distance may be estimated on the basis of eq. (3):

$$\frac{1}{e} \langle 0 | \int \hat{\rho}(\mathbf{x}) \mathbf{x}_i d\mathbf{x} \cdot \int \hat{\rho}(\mathbf{y}) \mathbf{y}_i d\mathbf{y} | 0 \rangle^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\bar{r}^2} > \sqrt{\frac{3\bar{\alpha}}{2e^2}}, \quad (4)$$

where e is the charge. It should be mentioned that this quantity differs from $\langle 0 | \int \hat{\rho}(\mathbf{x}) \mathbf{x}^2 d\mathbf{x} | 0 \rangle$, which is measured in electron-nucleon scattering experiments.

The exact value of $\bar{\alpha}$ may in principle be obtained from the data concerning the Compton effect on nucleon in the region of low frequencies. For this purpose the cross section, obtained by adding

$$-\bar{\alpha}\omega^2 \mathbf{e}' \cdot \mathbf{e} - \bar{\beta} (\mathbf{k}' \times \mathbf{e}') \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{e})$$

† If we define $\hat{g}_{nj} = \hat{g}_{nj}^{(e)} + \hat{g}_{nj}^{(M)}$, where $\hat{g}_{nj}^{(e)}$ describes the scattering of "electrical" photons only (E \rightarrow E transitions) and $\hat{g}_{nj}^{(M)}$ all other types of scattering (M \rightarrow M, E \rightarrow M; and M \rightarrow E transitions) then $k'_n \hat{g}_{nj} k_j = k_n \hat{g}_{nj}^{(e)} k$. The amplitude $\hat{\alpha}_{nj}$ is responsible for the Rayleigh scattering part of the $\hat{g}_{nj}^{(e)}$.

($\bar{\alpha}$ being the electric and $\bar{\beta}$ the magnetic polarizability of the nucleon) to the amplitude of ref. ¹), should be compared with experiment.

It is not difficult to show, for example, that the cross section for scattering at an angle of 90° (in the centre of mass system) may serve as a measure of the electric dipole polarizability:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{90^\circ} = \left(\frac{e^2}{M}\right)^2 \left[\frac{1}{2} \left(1 - 2\frac{\omega}{M}\right) + \omega^2 \left(\mathcal{M} - \frac{\bar{\alpha}}{\left(\frac{e^2}{M}\right)} \right) \right]. \quad (5)$$

Here \mathcal{M} is the part of the cross section determined by the static magnetic moment. Even the experimental data available at present enable us to make an upper estimate of the values of the quantities (3) and (4) on the basis of eq. (5). The region of applicability of such description calls for an additional study; this is due to the fact that the experiments on Compton effect are conducted only in the region of relatively high frequencies (in the range of 50 to 100 MeV). The upper limit of frequencies ω for which this description is correct within a given guaranteed accuracy (for example $\approx 5\%$) may be obtained through dispersion relations for the forward amplitude ²)

$$\begin{aligned} \text{Re } f &= -\frac{e^2}{M} + \frac{\omega^2}{2\pi^2} \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma(\omega') d\omega'}{\omega'^2 - \omega^2} \\ &\approx -\frac{e^2}{M} + \frac{\omega^2}{2\pi^2} \left\{ \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma(\omega') d\omega'}{\omega'^2} + \omega^2 \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma(\omega') d\omega'}{\omega'^4} + \dots \right\} \\ &= -\frac{e^2}{M} + \omega^2(\alpha + \beta) + \omega^2(\alpha + \beta) \left(\frac{\omega}{M}\right)^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Here $\sigma(\omega')$ is the total cross section for meson photoproduction. If it turns out that the region of large ω' contributes to the dispersion integrals the convergence of the series will be all the better. Even a rough estimate shows that the third term accounts for less than 2% of the first one, up to photon energies in the range of 100 MeV. A number of estimates of the type of eq. (6) may be made using other dispersion relations obtained on the basis of ref. ³) and under the assumption that $\sigma(\omega')$ is determined only by low multipoles (but without using the experimental values of these). All estimates show that the contribution to the amplitude of the terms with powers of ω higher than the second does not exceed 0.03 for photon energies up to 100 MeV [†]. At the same time this result shows that the interaction of a nucleon and electromagnetic field can be described by four constants in a wide frequency range.

[†] The contribution from the difference $\alpha - \bar{\alpha} = \frac{1}{3} \frac{e}{M} \langle 0 | \int \rho(\mathbf{x}) \mathbf{x}^2 d\mathbf{x} | 0 \rangle$ between α (eq. (6)) and $\bar{\alpha}$ (eq. (1)) has the same small value.

It should be emphasized, however, that for the time being we have no test of this important proposition. The best test would be the measurement of the energy dependence of the cross section for Compton effect below the meson photoproduction threshold; i.e. it should be investigated, whether the energy dependence is of the kind

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a + b\omega + c\omega^2.$$

3. Electric Polarizability of Protons

Substituting experimental values of the meson photoproduction cross-section into eqs. (2) and (6) we find

$$\bar{\alpha}_p > 0.4 \times 10^{-42} \text{ cm}^3, \quad \alpha_p + \beta_p \approx 1.07 \times 10^{-42} \text{ cm}^3$$

(neglecting the region of ω' higher than 1000 MeV in the dispersion integral).

Experimental data on the Compton effect ⁴⁾ show that the cross section $(d\sigma/d\Omega)_{90^\circ}$ is close to the Thomson cross section, whence the upper estimate for α_p follows:

$$\alpha_p \lesssim 1.5 \times 10^{-42} \text{ cm}^3.$$

Thus for the proton we have

$$0.4 \times 10^{-42} \lesssim \bar{\alpha}_p \lesssim 1.5 \times 10^{-42} \text{ cm}^3. \quad (7)$$

In connection with this value it should be mentioned that an estimate of $\bar{\alpha}$ was recently made by V. S. Barashenkov and B. M. Barbashov ⁵⁾ on the basis of field theory with extended source; their result is $\bar{\alpha} = 1.8 \times 10^{-42} \text{ cm}^3$. In refs. ^{6, 7)} estimates of $\bar{\alpha}$, obtained only on the basis of photoproduction data, are seen to coincide with our eq. (7). Recently, V. I. Goldansky *et al.* ⁸⁾ made an analysis of their new data on the Compton effect on protons at energies from 40 to 70 MeV. These authors have reduced our upper estimate to $0.9 \times 10^{-42} \text{ cm}^3$.

The mean square fluctuations $\sqrt{\bar{r}^2}$ corresponding to the values of inequality (7) are $0.26 \times 10^{-13} \text{ cm}$ and $0.52 \times 10^{-13} \text{ cm}$ according to eq. (4). It is noteworthy that if we put $(E_N - E_0) \approx 2\mu$ we obtain $0.7 \times 10^{-13} \text{ cm}$ on the basis of the upper estimate of α ; this value is close to the "electric radius of a proton".

4. Polarizability of Neutrons

Only the lower limit for $\bar{\alpha}_n$ can be estimated on the basis of photoproduction data. These estimates differ little from those for $\bar{\alpha}_p$ according to eqs. (2) and (6). The quantity α_n should exceed α_p by something like 20 %, for the cross sections for photoproduction of neutron and proton are close to each other.

In ref. ⁹⁾ the problem was raised of a possible influence of the electric dipole

polarizability of a neutron on the scattering of neutrons on heavy nuclei at small angles. The measurements of this effect yielded an estimate $\alpha_n \approx 8 \times 10^{-41}$ cm³ which strongly contradicts eq. (7). Recently this question was again raised in ref. 6). This paper discussed anisotropy in the scattering of slow neutrons (energy of the order of a few 100 keV) by nuclei. For a quantitative explanation of the anisotropy under study in this scattering it is necessary to assume $\alpha_n \approx 2 \times 10^{-41}$ cm³, i.e. still one order of magnitude higher than our upper limit of eq. (7).

We might confine ourselves to mentioning this contradiction, regarding the interpretation of nuclear data as ambiguous. Yet we have no strict upper estimate of α_n at present since there are no data on the Compton effect on neutrons. If, on the other hand, we turn to the Compton effect on deuterium the new data of ref. 10) indicate an abnormally large cross section for this process, namely $\sigma_d^{\gamma\gamma'} \approx 1.6 \sigma_H^{\gamma\gamma'}$. The authors of ref. 10) were unable to account for this value on the basis of the impulse approximation. In general the large value of the cross section σ_d thus observed might be accounted for by an abnormally large polarizability of the neutron, which follows from the data on the scattering of neutrons on nuclei. This conclusion seems to us premature, however, for both experiment and theory of the two effects need essentially greater accuracy.

Let us consider the Compton effect on deuterium in impulse approximation; in contrast to ref. 11) we shall consistently take into account the effects of the interaction of the nucleons. In the transition amplitude we shall consider the contribution of intermediate states corresponding to the photodisintegration of the deuteron (a correction to the impulse approximation)

$$\hat{T} = \hat{i}^p + \hat{i}^n - i\pi \sum_N |\hat{V}_e|N\rangle \langle N|\hat{V}_e|. \quad (8)$$

Here, \hat{i}^p and \hat{i}^n are the scattering amplitudes of free nucleons having, as is well known, the shape

$$(\sigma \cdot \mathbf{K} + L)e^{i(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}};$$

\hat{V}_e is the operator of interaction of electromagnetic field and a system of two nucleons. An accurate estimate of the third term in the amplitude is at present greatly dependent on model conceptions. Therefore, we shall merely make a rough estimate of this contribution for the simplest case. Let the interaction of the electromagnetic field with a deuteron reduce to the interaction with a proton charge and let the photodisintegration of the deuteron be of the electric dipole type. Let us also take into account that the state $|N\rangle$ describes the relative motion of two nucleons with small wavelengths. Under these assumptions we have

$$\hat{T} = \mathbf{e} \cdot \mathbf{e}' \frac{e^2}{M} \frac{2\pi}{\omega} e^{i(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_p} - i\pi \frac{\sigma_d}{2\pi} \delta(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_n) \frac{\mathbf{e}' \cdot \mathbf{e}}{[\varphi_d(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_n)]^2} e^{i(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \cdot (\mathbf{r}_p + \mathbf{r}_n)}, \quad (9)$$

where σ_d is the cross section for the photodisintegration of the deuteron, φ_d is its wave function and \mathbf{r}_p and \mathbf{r}_n are the radii-vectors of the proton and the neutron. Calculating the cross section with \hat{T} from eq. (9) and taking account of the neutron-proton interaction in the final state we find that the contribution of the interference term of the first and second parts of \hat{T} are of the same order of magnitude (up to 70 %) as the cross section obtained after neglecting the second term. If no account is taken of the interaction in the final state, the interference term is equal to zero. This result shows that the interpretation of data on Compton effect on deuterium on the basis of the impulse approximation is not tenable. It should be mentioned, however, that the attempt at explaining the large value of the cross section $\sigma_d^{\gamma\gamma'}$ by the contribution of these interference terms is not successful. In integrating over the momentum (\mathbf{p} of the relative motion of two nucleons the second term in eq. (9) yields a very low contribution. Yet this result does not show that the contribution of the interference terms to the cross section integrated over \mathbf{p} will always be small.

In view of such uncertainty in the theory of the impulse approximation we think it rather desirable to measure the cross section of the reactions $\gamma+d \rightarrow d+\gamma'$ or $\gamma+H_e^4 \rightarrow H_e^4+\gamma'$ for which no such uncertainty with respect to interference terms exists and the contribution of the second part of amplitude (9) lies beyond the accuracy of all our calculations. It should also be noted that the contribution of the Low amplitude determined by the interaction of the pair of γ -quanta with a nucleon through the virtual π^0 -meson equals zero for these reactions. This fact also eliminates a number of uncertainties in the interpretation of the data.

Let us represent the cross section of the reaction $\gamma+d \rightarrow d+\gamma'$ in a form which does not depend on the behaviour of the wave function in the region of nuclear forces:

$$\frac{d\sigma_d^{\gamma\gamma'}}{d\Omega} = \frac{k'^3}{(2\pi)^2 \left[k' + \frac{k'^2 - (\mathbf{k}' \cdot \mathbf{k})}{2M} \right]} \cdot \left(\frac{2}{3} |\mathbf{K}_p + \mathbf{K}_n|^2 + |L_p + L_n|^2 \right) \left(\frac{\gamma}{1 - \gamma\rho_t} \left[\frac{2}{q} \arctg \frac{q}{2\gamma} - \rho_t \right] \right)^2 \quad (10)$$

Here $\gamma = \sqrt{M\varepsilon}$ where ε is the binding energy of the deuteron and ρ_t is the triplet effective radius, $q = \sqrt{k'^2 + k^2 - 2(\mathbf{k}' \cdot \mathbf{k})}$. Eq. (10) is very critical with respect to the polarizability of the neutron, for the first term within brackets is small ($\mathbf{K}_p, \mathbf{K}_n$ have opposite signs), while the signs of the amplitudes with polarizabilities in L_p and L_n are opposite to the sign of the Thomson scattering amplitude.

A large value of α_n seems improbable because of the smallness of the interval between the upper and lower estimates of eq. (7). Yet this probability should be

borne in mind, especially in connection with the data on electron-neutron scattering which have revealed an essential difference in the electromagnetic characteristics of the neutron and the proton.

References

- 1) F. Low, Phys. Rev. **96** (1954) 1428;
M. Gell-Mann and H. Z. Goldberger, Phys. Rev. **96** (1954) 1433;
A. Klein, Phys. Rev. **99** (1955) 998
- 2) M. Gell-Mann, M. L. Goldberg and W. E. Thirring, Phys. Rev. **95** (1954) 1612
- 3) N. N. Bogolyubov and V. D. Shirkov, DAN SSSR **113** (1957) 529
- 4) B. B. Govorkov, V. I. Goldansky, O. A. Karpukhin, A. V. Kutsenko and V. V. Pavlovskaya, DAN SSSR **111** (1956) 988;
G. E. Pugh, R. Gomez, D. H. Frisch and G. S. Janes, Phys. Rev. **105** (1957) 982
- 5) V. S. Barashenkov and B. M. Barbashov (preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna); see also L. Schiff (report at the Kiev Conference, July 1959)
- 6) R. M. Thaler, Phys. Rev. **114** (1959) 827
- 7) G. Breit and M. Z. Rustgi, Phys. Rev. **114** (1959) 830
- 8) V. I. Goldansky, O. A. Karpukhin, A. V. Kutsenko and V. V. Pavlovskaya (see report G. Bernardini at the Kiev Conference July, 1959)
- 9) Yu. A. Alexandrov and I. I. Bondarenko, JETP **31** (1956) 726;
B. S. Barashenkov, I. P. Stakhanov and Yu. A. Alexandrov, JETP **32** (1957) 154
- 10) L. G. Hyman, R. Ely, D. H. Frisch and M. A. Wahlig, Phys. Rev. Letters **3** (1959) 93
- 11) R. H. Capps, Phys. Rev. **106** (1956) 1031

12) C. Oxley, V. Telogodi, P. Rev. 100 (1955)

*13) G. Pugh, R. Gomez, D. Frisch, & Jones
Phys. Rev. 100 1245 (1955)*

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ИЗОМЕРОВ В ОБЛАСТИ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А. М. БАЛДИН, С. Ф. СЕМЕНКО, Б. А. ТУЛУПОВ

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П. Н. ЛЕБЕДЕВА АКАДЕМИИ НАУК СССР

(Поступила в редакцию 19 февраля 1968 г.)

Свойства спонтанно делящихся изомеров интерпретируются на основе понятий молекулярной оптики. Предлагается эксперимент по прямой проверке гипотезы об изомерии формы.

Открытие и исследование [1] изомеров ряда трансураниевых элементов (Am^{240} , Am^{242} и др.) поставило вопрос о существовании нового типа ядерной изомерии. Эти состояния оказываются удивительно устойчивыми по отношению к электромагнитным переходам. Как показывает опыт [1], спин этих состояний не особенно велик (несколько единиц). В то же время эти изомеры обладают очень большой вероятностью спонтанного деления (в 10^{23} раз превышающей вероятность деления в основном состоянии). Для объяснения нового явления Флёрвым и Друиным [2] (см. также [3]) была предложена интересная гипотеза: рассматриваемые изомеры деформированы значительно сильнее основных состояний (изомерия формы). Запрет электромагнитных переходов интерпретируется с помощью естественного обобщения на ядро принципа Франка — Кондона [4]. Согласно этому принципу при изменении внутренней структуры, происходящем быстро по сравнению с движением поверхности, деформация ядра не меняется (не успевает измениться). Поэтому переходы между состояниями с различной равновесной деформацией существенно ослаблены. В обсуждаемом случае запрет можно охарактеризовать квадратом интеграла перекрытия β -вибрационных функций основного и изомерного состояний. Записывая эти функции в виде

$$\varphi(\beta') = \bar{\beta}'^{-1/2} \pi^{-1/4} \exp\left[-\frac{1}{2}(\beta'/\bar{\beta}')^2\right],$$

где $\bar{\beta}'$ — амплитуда среднеквадратичного отклонения от равновесной деформации, и полагая для простоты $\bar{\beta}'_{m_f} = \bar{\beta}'_0 = \bar{\beta}'$, получаем

$$F = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{m_f}(\beta') \varphi_0(\beta') d\beta' = \exp\{-[(\beta_{m_f} - \beta_0)/2\bar{\beta}']^2\},$$

где β_0 и β_{m_f} — равновесные значения деформации соответственно основного и изомерного состояний. Согласно работе Струтинского [5] для деформации изомерных состояний можно ожидать $\beta_{m_f} \approx 0,5-0,6$. Используя экспериментальное значение $\beta_0 = 0,3$ и $\bar{\beta}' = 0,1$, получаем

$$F^2 = \begin{cases} e^{-4} \approx 10^{-2} & \text{для } \beta_{m_f} = 0,5 \\ e^{-9} \approx 10^{-4} & \text{для } \beta_{m_f} = 0,6 \end{cases}$$

г. е. фактор запрета составляет 10^{-2} — 10^{-4} . Тот же фактор «запрета по форме» фигурирует в отношении сечений реакций радиационного захвата нейтрона с образованием изомера и ядра в основном состоянии, например в реакциях $Am^{241}(n, \gamma)Am^{242m}$ и $Am^{241}(n, \gamma)Am^{242}$. В этом случае естественно считать, что исходное состояние обладает той же равновесной деформацией, что Am^{242} и Am^{241} , т. е. 0,3. Величина приведенного выше фактора запрета при учете грубости оценки согласуется с наблюдаемым отношением

$$\frac{\sigma(Am^{241}(n, \gamma)Am^{242m})}{\sigma(Am^{241}(n, \gamma)Am^{242})} \sim 10^{-4}$$

для тепловых нейтронов.

Несмотря на все правдоподобие гипотезы об аномально большой деформации изомеров, сколько-нибудь прямых доказательств ее не существует.

Ниже мы обсудим экспериментально наблюдаемые эффекты оптической анизотропии изомерных состояний. Изучение эффектов оптической анизотропии служит надежным источником информации о форме ядерной поверхности. Если изомеры являются состояниями ядер с деформацией $\beta_{mf} \approx 0,6$, то эффекты оптической анизотропии на них должны быть очень большими по сравнению с тем, что наблюдалось до сих пор. Их обнаружение и исследование не только не доказывает справедливости гипотезы об изомерии формы, но представляет значительный интерес с точки зрения физики фотоядерных реакций.

Под оптической анизотропией ядер, как известно, понимают существование тензорного характера поляризуемости атомных ядер [6]. Наиболее ярким проявлением оптической анизотропии является расщепление гигантского дипольного резонанса сильно деформированных ядер на два максимума, соответствующих двум типам дипольных колебаний: вдоль и поперек оси симметрии ядра. Частоты продольного и поперечного возбуждения обратно пропорциональны длинам продольной и поперечной полуосей ядерного эллипсоида:

$$\omega_a = \omega_0 \left(1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta\right), \quad \omega_b = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta\right), \quad (1)$$

где β описывает форму ядра в системе главных осей

$$R(\theta) = R_0[1 + \beta Y_{20}(\theta)],$$

а $\hbar\omega_0$ — средняя энергия дипольного резонанса: $\hbar\omega_0 = 80 A^{-1/2} [Мэв]$.

Сечение фотопоглощения (т. е. сумма сечений всех фотореакций) на деформированном ядре хорошо описывается суммой двух лоренцевых кривых (из которых одна соответствует продольному, другая — поперечному дипольному возбуждению):

$$\sigma_A = \frac{\sigma_a}{[(\omega^2 - \omega_a^2)/(\omega\Gamma_a)]^2 + 1} + \frac{\sigma_b}{[(\omega^2 - \omega_b^2)/(\omega\Gamma_b)]^2 + 1} \quad (2)$$

Соотношение (1) носит очень общий характер. Оно следует из всех существующих моделей гигантского резонанса (см., например, [7]), а также

Ядро	$\hbar\omega_a, Мэв$	$\hbar\Gamma_a, Мэв$	$\hbar\omega_b, Мэв$	$\hbar\Gamma_b, Мэв$	ω_b/ω_a	a/b	Γ_b/Γ_a	Данные работ
$^{65}Tb^{159}$	$12,2 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,2$	$15,6 \pm 0,2$	$4,3 \pm 0,4$	1,28	1,30	1,61	[12]
$^{67}Ho^{165}$	12,10	2,65	15,75	4,4	1,30	1,30	1,66	[13]
^{68}Er	$12,2 \pm 0,2$	2,33	$16,0 \pm 0,5$	4,5	1,31	1,31	1,94	[14]
$^{73}Ta^{181}$	12,75	3,00	15,5	5,0	1,22	1,22	1,67	[13]
$^{92}U^{235}$	10,85	2,45	14,10	4,00	1,30	1,25	1,63	[15]

из правил сумм для различных усредненных энергетических характеристик продольного и поперечного дипольного возбуждения. Таблица иллюстрирует надежность определения деформации ядра на основе обработки экспериментальных данных сечений фотопоглощения в области гигантского резонанса с помощью формулы (2). В шестом и седьмом столбцах таблицы приведены соответственно отношение частот, найденное с помощью формулы (2), и отношение полуосей ядерного эллипсоида, определенное из кулоновского возбуждения. Как видно из таблицы, обратная пропорциональность резонансных частот характеристическим размерам ядра выполняется с удивительной точностью. Общей закономерностью, кроме того, является уширение поперечного максимума по сравнению с продольным: $\Gamma_b / \Gamma_a \approx 1,5 \div 2$. Эта закономерность, а также влияние различных эффектов на параметры оптической анизотропии рассмотрены в работе [8].

Применение рассматриваемого метода к изомерам наталкивается на большие экспериментальные трудности, связанные с измерениями сечений поглощения фотонов редкими и короткоживущими изотопами. Можно, однако, надеяться, что реакции радиационного захвата нейтронов с образованием изомеров (т. е. реакций, обратных прямым фотоядерным реакциям на изомерах) могут воспроизвести в области гигантского резонанса форму кривой фотопоглощения на изомерах.

Рассмотрим, например, реакцию $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242m}$. Ее амплитуда может быть представлена в виде [9]

$$S_{n, \gamma^*} = (\psi_M | H_\gamma | m_f) + \sum_r (\psi_M | v | r) \frac{1}{E - E_r - i\hbar\Gamma_r/2} (r | H_\gamma | m_f), \quad (3)$$

где $|\psi_M\rangle$ — модельная волновая функция системы n и Am^{241} с энергией E ; $|m_f\rangle$ — волновая функция изомера; v — разность между точным и модельным гамильтонианами; $|r\rangle$ — стационарные и квазистационарные состояния системы [9]; $E_r, \hbar\Gamma_r$ — их энергии и ширины; H_γ — потенциал электромагнитного взаимодействия.

Естественно предположить, что основной вклад в сумму (3) дают промежуточные состояния, описывающие гигантский резонанс на изомере. Роль промежуточных состояний $|r\rangle$, соответствующих гигантскому резонансу, «построенному» на основном или ротационных состояниях ядра, можно считать несущественной, если сделать, в согласии с экспериментальными и теоретическими оценками, предположение о достаточно высоком значении K_{m_f} (проекция полного момента на ось симметрии) изомера. В основном состоянии $K_0 = 0$. Поэтому, если $K_{m_f} \geq 3$, вклад состояний дипольного возбуждения Am^{242} обусловлен взаимодействиями высшей мультипольности, совершенно несущественными в рассматриваемой области энергий.

Итак, будем учитывать в (2) только состояния, описывающие дипольный резонанс на изомере. Далее, заменяя совокупность энергий этих уровней усредненными характеристиками, соответствующими возбуждению продольных и поперечных дипольных колебаний изомера, перепишем (3) в виде следующей приближенной формулы:

$$S_{n, \gamma^*} \approx (\psi_M | H_\gamma | m_f) \left[1 + \frac{\Delta E_a / \sqrt{3}}{E - \hbar\omega_a - i\hbar\Gamma_a/2} + \frac{\Delta E_b \sqrt{2/3}}{E - \hbar\omega_b - i\hbar\Gamma_b/2} \right], \quad (4)$$

где ΔE — смещение энергии гигантского резонанса по сравнению со значением, даваемым простой одночастичной моделью: $\Delta E_{a, b} \approx \hbar\omega_{a, b} / 2$.

Произведенная процедура усреднения вполне аналогична той, которая сделана в работе [10] для сферического ядра. Специфика нашего случая состоит в различии средних частот дипольных колебаний в разных направлениях (т. е. в наличии оптической анизотропии).

Из (3) видно, что сечение реакции $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242m}$, если считать множитель $(\psi_M | H_\gamma | m_f)$ достаточно плавной функцией в области энергий гигантского резонанса, должно приближенно воспроизводить по форме кривую фотопоглощения на Am^{242m} .

Представляется заманчивым считать обнаруженный в лаборатории Флёрова [11] максимум сечения реакции $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242m}$ обусловленным резонансными уровнями, соответствующими продольным дипольным колебаниям ядра Am^{242m} .

Можно ожидать (для предполагаемой деформации изомера $\beta_{m_f} = 0,6$) наличия в сечении второго пика для энергий нейтронов $\sim 10 \text{ Мэв}$.

На рисунке приведена, в сравнении с экспериментальными данными, умноженная на постоянный множитель кривая энергетической зависимости сечения фотопоглощения, вычисленная для следующих параметров гигантского резонанса: $\hbar\omega_a = 7,6 \text{ Мэв}$, $\hbar\omega_b = 14,8 \text{ Мэв}$, $\hbar\Gamma_a = 2 \text{ Мэв}$, $\hbar\Gamma_b = 4,3 \text{ Мэв}$. Эти параметры выбраны на

основе приведенных выше оценок β и большого экспериментального материала о средних значениях параметров гигантского резонанса. Как видно из рисунка, в области своего первого максимума кривая имеет большое сходство с экспериментальными данными для сечения реакции $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242m}$ [11].

Таким образом, согласно сказанному выше, обнаружение второго максимума в сечении реакции $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242m}$ может служить прямым доказательством гипотезы об изомерии формы. В связи с этим измерение энергетической зависимости этой реакции в области энергий нейтронов $9-15 \text{ Мэв}$ представляется чрезвычайно актуальным. Измеренное положение второго максимума позволило бы с помощью формул (1) определить параметр деформации изомера β_{m_f} и на основе приведенных выше формул оценить «фактор запрета»²⁾. Значительный интерес представляет также исследование реакции радиационного захвата на Am^{241} с образованием Am^{242} в основном состоянии. Энергетическая зависимость такой реакции должна обладать двумя максимумами, разделенными интервалом $3-4 \text{ Мэв}$, в отличие от расщепления $6-8 \text{ Мэв}$ в случае реакции с образованием изомера. Сопоставление этих двух энергетических зависимостей было бы особенно наглядным доказательством справедливости гипотезы об изомерии формы.

Мы глубоко благодарны С. М. Поликанову и его сотрудникам, ознакомившим нас с результатами работы по радиационному захвату нейтронов на Am^{241} до ее публикации.

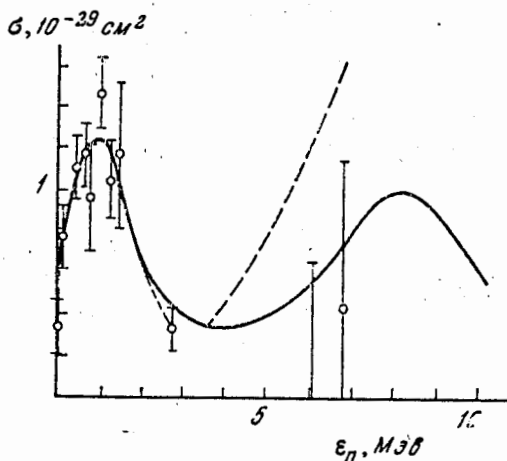
¹⁾ Существуют основания [16, 17] считать эту реакцию одноступенчатой.

²⁾ Можно было бы ожидать, что при деформациях порядка $\beta \approx 0,6$ линейные зависимости (1) окажутся слишком грубыми. Расчет в рамках гидродинамической модели, однако, дает

$$\omega_a = \omega_0(1 - 0,5803\beta + 0,033\beta^2 + \dots),$$

$$\omega_b = \omega_0(1 + 0,2902\beta + 0,00\dots\beta^2 + \dots),$$

т. е. роль квадратичных по β членов даже при больших деформациях ничтожно мала. Гидродинамическая модель, конечно, дает очень грубое приближение, и мы привели эти результаты лишь для оценки ожидаемой области применимости линейных формул (1).



Литература

- [1] С. М. Поликанов, В. А. Друин, В. А. Карнауков и др. ЖЭТФ, 42, 1464, 1962. С. М. Поликанов, Ван Тун-сен, Х. Кекк и др. ЖЭТФ, 44, 804, 1963. Г. Н. Флеров, С. М. Поликанов, К. А. Гаврилов и др. ЖЭТФ, 45, 1396, 1963. Ю. В. Лобанов, В. И. Кузнецов, В. П. Перельгин и др. ЯФ, 1, 67, 1965.
- [2] Г. Н. Флеров, В. А. Друин. Препринт Р-2539, ОИЯИ, 1966.
- [3] А. Л. Малов, С. М. Поликанов, В. Г. Соловьев. ЯФ, 4, 528, 1966.
- [4] Д. Хилл, Дж. Уиллер. УФН, 52, 83, 239, 1954.
- [5] V. M. Strutinsky. Nucl. Phys., A95, 420, 1967.
- [6] А. М. Балдин. ЖЭТФ, 37, 202, 1959.
- [7] Дж. Левинджер. Фотоядерные реакции, ИИЛ, 1962.
- [8] С. Ф. Семенко. Тр. Междунар. конф. по электромагнитн. взаимодейств. при низк. и средн. энерг., Дубна, 7—15 февраля, 1967, ИИОНТИ, 3, 1967, стр. 398.
- [9] В. В. Балашов. Тр. Междунар. конф. по электромагнитн. взаимодейств. при низк. и средн. энерг., Дубна, 7—15 февраля, 1967, ИИОНТИ, 3, 1967, стр. 307.
- [10] G. E. Brown. Nucl. Phys., 57, 339, 1964.
- [11] I. Voka, N. Martalogu, M. Sezon et al., Preprint E15-3573, JINR, 1967.
- [12] R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, S. C. Fultz. Phys. Rev., 133, B869, 1964.
- [13] R. L. Bramblett, G. F. Auchampaugh, S. C. Fultz. Phys. Rev., 129, 2723, 1963.
- [14] Э. Фуллер. В сб. Ядерные реакции при малых и средних энергиях, Изд. АН СССР, 1962.
- [15] C. D. Bawman, G. F. Auchampaugh, S. C. Fultz. Phys. Rev., 133, B876, 1964.
- [16] N. Starfelt. Nuclear Structure Study with Neutrons, North — Holland, 1966, p. 317.
- [17] В. П. Зоммер. ЯФ, 6, 488, 1967.

OPTICAL ANISOTROPY OF ISOMERS IN THE REGION OF TRANSURANIC ELEMENTS

A. M. BALDIN, S. F. SEMENKO, B. A. TULUPOV

Properties of spontaneously fissile isomers are interpreted in terms of conceptions of the molecular optics. An experiment on direct check of the hypothesis of the form isomerism is proposed.

МЕЖДУНАРОДНАЯ ШКОЛА ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ФИЗИКЕ / ЯТА 1966 /

МЕЗОННОЕ ПОЛЕ КВАРКОВ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А. М. БАЛДИН

Введение

В лекциях А. Н. Тавхелидзе дан обзор развития модели кварков, в которой эти частицы претендуют на исключительную роль и рассматриваются как точечные. Цель настоящей лекции — рассказать о попытках рассмотрения кварков как реальных сильновзаимодействующих частиц, обладающих собственным мезонным полем и соответственно формфакторами. Если рассматривать кварки на основе тех понятий о сильно-взаимодействующих частицах, которые сейчас существуют, то введение их собственного мезонного поля и соответственно размеров естественно. При таком подходе, однако, неизбежно возникает вопрос о том, что если уж мы ввели кварки как праматерию, из которой состоят все частицы, в том числе и мезоны, то логично ли говорить о мезонном поле кварков? Ответ на этот вопрос зависит от цели, которую мы поставим. Поскольку высокая цель — проведение на основе модели кварков программы типа программы Гейзенберга для нелинейной теории поля представляется сейчас трудно осуществимой, то естественно поставить более скромную цель — описать некоторый круг экспериментально наблюдаемых явлений на основе существующих методов теории поля. При такой постановке, как нас учит опыт физики твердого тела и ядерной физики, главная проблема заключается в выборе адекватных задач квазичастиц (введение коллективных переменных в ядерной физике, преобразование Боголюбова в случае теории сверхпроводимости и т. п.). Ввиду некоторых успехов модели кварков, естественно попытаться рассматривать мезоны, барионы и кварки как квазичастицы единого поля. Эта точка зрения может объяснить успех понятия «кварк», если окажется, что кварки не существуют в свободном состоянии (например, они могут оказаться аналогом колебаний поверхности ядра). В то же время она не противоречит и рассмотрению кварков как праматерии, ибо, например, в физике твердого тела наряду с квазичастицами — фононами — в теории фигурируют «настоящие» частицы — электроны (или в теории Бора—Моттельсона наряду с колебаниями поверхности ядра — отдельные нуклоны).

В первой части лекции мы рассмотрим электромагнитную структуру нуклона и покажем, что простейшая модель точечных кварков приводит к противоречиям с экспериментом. Введение собственной структуры кварков устраняет эти трудности.

Во второй части рассматривается модель, позволяющая делать оценки сечений некоторых процессов и вероятностей распадов резонансов. Результаты расчетов сравниваются с экспериментом.

В третьей части обсуждается ряд трудных вопросов, связанных со сформулированной моделью.

1. Электромагнитная структура нуклона

Как известно, удивительные закономерности в поведении формфакторов нуклонов, обнаруженные экспериментально, нашли хорошее объяснение как в теории высших симметрий, так и в модели кварков. Причем оба подхода дают одинаковые результаты. В связи с этим представляет значительный интерес рассмотрение других характеристик электромагнитной структуры частиц. Особое значение приобретают результаты, которые могут быть получены только на основе модели кварков, но не полученные из симметрий. В теории взаимодействия электромагнитного излучения с атомами, молекулами и ядрами широко используются правила сумм. Правила сумм замечательны тем, что связывают интегралы от полных сечений поглощения электромагнитного излучения определенной мультипольности со средними квадратичными флуктуациями соответствующих мультипольных моментов в основном состоянии системы. Таким образом, измеряя сечения поглощения фотонов квантовыми системами, мы можем делать заключения об электромагнитной структуре основного состояния системы (распределение зарядов, магнитных моментов, поляризуемостей и т. п.). Естественно попытаться применить правила сумм для исследования электромагнитной структуры элементарных частиц.

Подробное исследование области применимости классических правил сумм (типа правил сумм Томаса—Райхе—Куна или правила сумм Крамерса—Гейзенберга, или Левинджера—Бете) на основе последних достижений квантовой теории поля и их релятивистское обобщение были проведены С. Б. Герасимовым [2]. Он же применил их к элементарным частицам и в особенности к кварковым моделям. Эта часть настоящей лекции основана на результатах работ С. Б. Герасимова [2, 3].

Амплитуда реакции поглощения фотона протоном имеет вид

$$T_{if} = \sqrt{\frac{M}{2\omega E_1}} \int d^3x e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}} \langle f | \vec{\epsilon} \cdot \hat{j}(x) | p, \lambda \rangle, \quad (1.1)$$

где f — произвольное конечное состояние (в основном речь будет идти о фоторождении мезонов), p, k — 4-векторы протона и фотона, $\vec{\epsilon}$ и λ — вектор поляризации фотона и спиновый индекс протона в основном состоянии.

Смысл использованных ниже предположений удобно пояснить, воспользовавшись тождеством

$$(\hat{j} \vec{A}) = (\hat{j}, \vec{\nabla}) \left\{ (\vec{\epsilon} \cdot \vec{x}) \int_0^1 ds e^{i\vec{k}\cdot\vec{x} + s} + i [(\hat{j} \cdot \vec{x}) \cdot [\vec{k} \vec{\epsilon}]] \int_0^1 ds e^{i\vec{k}\cdot\vec{x} + s} \right\};$$

учитывая закон сохранения тока

$$\vec{\nabla} \hat{j} = -\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = i[H, \hat{\rho}],$$

первый член можно выразить через оператор плотности заряда $\hat{\rho}(\vec{x})$. Если далее разложить экспоненту в ряд и оставить в первом слагаемом

два члена разложения, а во втором один, то мы получим амплитуды $E1$ и $E2$ переходов и амплитуду $M1$ перехода в длинноволновом приближении:

$$\begin{aligned} T_{E1}(\omega) &= i\omega \sqrt{\frac{M}{2\omega E_1}} \langle f | \vec{\epsilon} \hat{D} | p, \lambda \rangle, \\ T_{M1}(\omega) &= i\omega \sqrt{\frac{M}{2\omega E_1}} \langle f | \vec{v} \hat{M} | p, \lambda \rangle, \\ T_{E2}(\omega) &= i\omega^2 \sqrt{\frac{M}{2\omega E_1}} \langle f | \epsilon_\alpha n_\beta \hat{Q}_{\alpha\beta} | p, \lambda \rangle, \end{aligned}$$

где

$$\vec{\lambda} = [\vec{n} \cdot \vec{\epsilon}], \quad \vec{n} = \frac{\vec{k}}{\omega},$$

а операторы имеют вид:

$$\hat{D}_\alpha = \int x_\alpha \hat{\rho}(\vec{x}) d^3x, \quad (1.2)$$

$$M_\alpha = \frac{1}{2} \int [x \vec{j}(\vec{x})]_\alpha d^3x, \quad (1.3)$$

$$Q_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \int x_\alpha x_\beta \hat{\rho}(\vec{x}) d^3x. \quad (1.4)$$

Аналогично можно рассмотреть и высшие мультипольные моменты.

Для целей настоящей лекции достаточно ограничиться выписанными переходами.

Полное сечение дипольного поглощения в системе центра масс имеет вид

$$\sigma_{E1}(\omega) = (2\pi)^4 \sum_f \frac{\omega M}{E_1 + \omega} |\langle f | \vec{\epsilon} \hat{D} | p, \lambda \rangle|^2 \delta^4(k + p - \sum_f p_f) \prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3}, \quad (1.5)$$

где S_f означает суммирование и интегрирование по всем переменным конечных состояний.

Проинтегрируем правую часть (1.5) и перейдем от хевисайдовой к гауссовой системе единиц:

$$\sigma_{E1}(\omega) = 4\pi^2 \sum_f \frac{\omega M}{\omega + \sqrt{\omega^2 + M^2}} |\langle f | \vec{\epsilon} \hat{D} | p, \lambda \rangle|^2 \delta(\omega + \sqrt{\omega^2 + M^2} - E_f) \prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3}. \quad (1.6)$$

Усредним по поляризациям фотонов и проинтегрируем правую и левую часть равенства (1.6) по энергии фотона, умножив предварительно обе части на множитель, позволяющий в правой части провести суммирование по полной системе функций $|f\rangle$. В результате простых преобразований найдем

$$\sigma_{-1}(E1) \equiv \int_{\omega_{\text{порог}}}^{\infty} \frac{(\omega + \sqrt{\omega^2 + M^2})^2}{\omega M \sqrt{\omega^2 + M^2}} \sigma_{E1}(\omega) d\omega = \frac{4\pi^2}{3} \langle \hat{D}^2 \rangle_0. \quad (1.7)$$

Левую часть этого равенства удобнее вычислять в лабораторной системе координат:

$$\sigma_{-1}(E1) = \int_{\omega_{\text{порог}}}^{\infty} \frac{\sqrt{1 + 2 \frac{\omega}{M}}}{\omega} \sigma_{E1}(\omega) d\omega = \frac{4\pi^2}{3} \langle \hat{D}^2 \rangle_0, \quad (1.8)$$

где ω — энергия фотона в лабораторной системе координат; аналогично получаются правила сумм:

$$\sigma_{-1}(M1) = \int_{\omega_{\text{порог}}}^{\infty} \frac{\sqrt{1 + 2 \frac{\omega}{M}}}{\omega} \sigma_{M1}(\omega) d\omega = \frac{4\pi^2}{3} \langle \hat{M}^2 \rangle_0, \quad (1.9)$$

$$\sigma_{-3}(E2) = \int_{\omega_{\text{порог}}}^{\infty} \frac{\left(1 + 2 \frac{\omega}{M}\right)^{3/2}}{\omega^3} \sigma_{E2}(\omega) d\omega = 4\pi^2 \langle \hat{Q}_{\alpha\beta}^2 \rangle_0. \quad (1.10)$$

Мы сохранили за полученными правилами сумм их обычные для ядерной физики обозначения [4], хотя весовые функции в интегралах отличаются от ω^{-1} и ω^{-3} из-за использования релятивистской кинематики.

Как видно из изложенного, основными гипотезами при выводе правил сумм являются длинноволновое приближение и достаточно быстрая сходимость интегралов. Длинноволновое приближение состоит в том, что при вычислении сечения предполагается справедливым равенство

$$\frac{(2l+1)!! J_l(\omega r)}{(\omega r)^l} \approx 1,$$

где $J_l(\omega r)$ — сферическая функция Бесселя.

Это означает, что ошибки из-за использования длинноволнового приближения определяются размерами эффективной области взаимодействия и относительным вкладом в интегралы (1.8)–(1.10) области высоких энергий. Очевидно, что наиболее благоприятны условия для сравнения с экспериментом правила сумм $\sigma_{-3}(E2)$, в котором весовая функция подавляет вклад высоких энергий.

Для характеристики применимости правил сумм укажем, что на основе применения правила сумм $\sigma_{-1}(E1)$ к реакции фоторасщепления ядра He^3 , изученной в ФИАНе, был определен с точностью приблизительно 10% среднеквадратичный электрический радиус этого ядра $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$, который был впоследствии непосредственно измерен в опытах по рассеянию электронов на протонах. В качестве примера применения правила сумм $\sigma_{-1}(M1)$ укажем на вычисление С. Б. Герасимовым [2] магнитного момента перехода $N^* \rightarrow N + \gamma$. При этом получено

$$\frac{(\mu_{NN^*})_{\text{экср}}}{(\mu_{NN^*})_{\text{пор}}} \approx 1,1$$

и устранено противоречие (см. например [8]) между предсказанным на основе модели кварков (или $SU(6)$ -симметрии) и экспериментально наблюдаемым μ_{NN} . Цель настоящего параграфа лекции — применение правил сумм для вывода следствий относительно распределения заряда $\hat{\rho}(\vec{x})$ нуклона в модели кварков. В связи с этим в дальнейшем мы будем интересоваться только правилами сумм $\sigma_{-1}(E1)$ и $\sigma_{-3}(E2)$. Левая часть этих правил сумм находится численным интегрированием экспериментально измеренных полных сечений фоторождения мезонов на нуклонах, а правая часть находится исходя из модельных предположений об операторе $\hat{\rho}(\vec{x})$ и волновой функции нуклона в основном состоянии.

Относительно волновой функции нуклона в конфигурационном пространстве трех кварков принимаем, что она является полностью антисимметричной (что соответствует принадлежности нуклона к 56-плету).

Относительно оператора $\hat{\rho}(\vec{x})$ для начала примем

$$\hat{\rho}(\vec{x}) = \sum_{i=1}^3 e_i \delta(\vec{x} - \vec{x}_i), \quad (1.11)$$

т. е. считаем кварки точечными частицами, лишенными собственной электромагнитной структуры.

При таких предположениях можно получить [2, 3]

$$\langle \vec{D} \rangle_0^2 = e^2 \langle r^2 \rangle_B,$$

где

$$\langle r^2 \rangle_B = \frac{1}{e} \sum_{i=1}^3 e_i \langle (\vec{x}_i - \vec{x})^2 \rangle_0, \quad \vec{x} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \vec{x}_i,$$

т. е. $\langle r^2 \rangle_B$ является среднеквадратичным радиусом распределения заряда относительно центра масс. Эту величину можно взять из опытов по рассеянию электронов на нуклонах, что избавит нас от неопределенностей, связанных с незнанием радиальной части волновой функции кварков. Таким образом, для правой части $\sigma_{-1}(E1)$ получается величина $\frac{4\pi^2 e^2}{3} \langle r^2 \rangle_{ch}^p = 635 \mu b$. Оценка левой части дает величину $460 \mu b$. Это расхождение в принципе можно отнести за счет существенной роли области высоких энергий. Уменьшить влияние ошибок вследствие нарушения длинноволнового приближения можно с помощью подходящей весовой функции. В связи с этим обратимся к правилу сумм $\sigma_{-3}(E2)$. При тех же предположениях нетрудно получить для правой части

$$\sigma_{-3}(E2) = \frac{\pi^2 e^3}{15} \langle r^4 \rangle_{ch}^p.$$

Если использовать для нахождения $\langle r^4 \rangle_{ch}^p$ данные по рассеянию электронов на протонах, то вклад $E-2$ -перехода в фоторождение мезонов оказывается по меньшей мере в три раза завышенным по сравнению с экспе-

риментом. Столь большое расхождение, особенно в случае быстроспадающей весовой функции, нельзя отнести за счет плохой применимости длинноволнового приближения.

Поскольку от волновой функции нам требуются только те свойства симметрии, которые хорошо проверены, то естественно предположить, что выражение для плотности заряда (1.11) не соответствует реальной картине. Иначе говоря, кварки нельзя рассматривать как точечные частицы. Попробуем ввести собственные размеры кварков аналогично тому, как учитываются собственные размеры нуклонов в ядерной физике. Примем для оператора плотности заряда выражение

$$\hat{\rho}(\vec{x}, \vec{x}_i) = \sum_{i=1}^3 \{P^{\pi} f^{\pi}(|\vec{x} - \vec{x}_i|) + P^{\nu} f^{\nu}(|\vec{x} - \vec{x}_i|)\}. \quad (1.12)$$

Здесь $P^{\pi(\nu)}$ — проекционные операторы для π и ν кварков, а функции $f^{\pi(\nu)}$ — формфакторы, нормированные условием

$$\int f^{\pi}(x) d^3x = 2/3, \\ \int f^{\nu}(x) d^3x = -1/3.$$

Теперь связь между квадратичной флуктуацией дипольного и квадрупольного моментов, с одной стороны, и характеристиками распределения заряда, с другой стороны, усложняется и принимает вид

$$\langle \bar{D}^2 \rangle_0 = e^2 \langle r^2 \rangle_B$$

(как и раньше), но

$$\langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^p = \langle r^2 \rangle_B + \frac{4}{3} \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{\bar{\pi}} - \frac{1}{3} \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{\nu}$$

или, полагая

$$\langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{\bar{\pi}} = \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{\nu} = \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^q,$$

имеем

$$\langle D^2 \rangle_0 = e^2 [\langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^p - \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^q]. \quad (1.13)$$

Аналогично для флуктуации квадрупольного момента имеем

$$\frac{e^2}{60} \langle r^4 \rangle_B = \frac{e^2}{60} \left\{ \langle r^4 \rangle_{\text{ch}}^p - \langle r^4 \rangle_{\text{ch}}^q - \frac{10}{3} \langle r^2 \rangle_B \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^q \right\}. \quad (1.14)$$

Как видно из этих формул, введение эффективных размеров кварков сильно уменьшает величину правой части правил сумм, что и необходимо для ликвидации отмеченного расхождения, причем средние расстояния между кварками должны быть значительно меньше размеров мезонного облака кварков.

Для того чтобы более точно оценить соотношение роли относительного движения кварков и собственного поля кварков в формировании структуры нуклона, проведем следующее рассуждение. Как известно [9],

все изученные до сих пор барионные резонансы можно истолковать как трехкварковые состояния, причем для возбуждения орбитального движения кварков (т. е. их относительного движения, описанного выше координатой x) требуется энергия порядка 1 Гэв. (Возбуждение резонансов отрицательной четности.) С другой стороны, известно, что реакции образования мезонов идут очень интенсивно при существенно меньших энергиях. Поскольку мезоны также являются связанными состояниями кварк — антикварк, то мы стоим перед проблемой формулировки многокварковой модели. В связи с этим не случайно мы получали плохо согласующиеся с экспериментом результаты: в правую часть правил сумм мы подставляли трехкварковые волновые функции и операторы, а в левую часть — сечения образования мезонов. Таким образом, в левой части были учтены возбуждения не только трехкварковых степеней свободы, но и многокварковых. Учитывая последние, феноменологическим введением размеров кварков мы добились согласия с экспериментом. Попробуем теперь учесть как в левой, так и в правой частях правил сумм только трехкварковые степени свободы; тогда под интегралы в левых частях равенств (1.8) и (1.10) следует подставить сечения образования резонансов с возбуждением орбитального движения кварков. Для $E1$ — поглощения резонансы $1/2^-$, $3/2^-$ и т. д., а в сечение $E2$ — поглощения резонансы $3/2^+$, $5/2^+$ и т. д. Тогда правила сумм позволят оценить порядок величины радиуса «кваркового ядра» нуклона.

При вычислении интегралов использовалась теорема о среднем, а резонансы описывались формулой Брайта—Вигнера.

В результате было найдено из правила сумм $\sigma_{-1}(E1)$

$$\langle r^2 \rangle_B \approx 3,2 \cdot 10^{-2} \text{ fm},$$

из правила сумм $\sigma_{-3}(E2)$

$$\langle r^4 \rangle_B \approx 3,9 \cdot 10^{-4} \text{ fm}.$$

Более надежно определение «радиуса ядра» на основе $\sigma_{-3}(E2)$. Таким образом, имеем для «радиуса ядра» верхнюю оценку:

$$R \leq \sqrt[4]{\langle r^4 \rangle_B} \approx 0,14 \text{ fm},$$

т. е. относительное движение кварков связано с областью масштаба или меньше нуклонной комптоновской длины волны. Малость R — гарантирует применимость длинноволнового приближения. Аналогичная изложенной модели электромагнитная структура нуклона предлагалась также в виде гипотезы японскими физиками [12].

2. Модель мезонных взаимодействий кварков

Как отмечалось выше, даже если рассматривать проблему образования мезонов исходя из гипотезы о том, что кварки являются проматерией, то все равно мы имеем дело с двумя различными типами движений:

относительным движением кварков, которое характеризуется энергиями возбуждения масштаба, и более легко возбудимым типом движения — испусканием или поглощением связанного состояния кварк—антикварк (испускание и поглощение мезона). Причем характерно, что испускание и поглощение π -мезонов, например в реакциях $N^* \rightarrow N + \pi$ или $\rho \rightarrow \pi + \pi$, идет с нарушением $SU(6)$ -симметрии, так как в этих реакциях возникает движение кварков с орбитальным моментом, отличным от нуля ($l = 1$). Кроме того, если бы взаимодействие, ответственное за испускание и поглощение мезонов, играло бы существенную роль в формировании масс, то массовые формулы выполнялись бы очень плохо. Все это наводит на мысль, что мы можем описать мезоны феноменологически как самостоятельное поле, существующее наряду с полем кварков [1]. Причем можно надеяться, что взаимодействие мезонов с кварками можно описать по теории возмущений, ибо только в этом случае введение квазичастиц оказывается эффективным.

Поскольку масса кварка должна быть очень большой, то модель взаимодействия псевдоскалярный мезон — кварк задается статическим пределом псевдовекторного варианта взаимодействия

$$\frac{g}{\mu} q^a \vec{\sigma}_3 \vec{\nabla} p_a^3. \quad (2.1)$$

Константу связи g можно найти, усредняя гамильтониан (2.1) по волновым функциям барионов и приравнивая результаты константе мезон-барионного взаимодействия. В частности, рассмотрим вершинную часть π мезон—нуклон; тогда константу g можно будет выразить через константу πNN -взаимодействия.

Гамильтониан взаимодействия мезон—нуклон запишется

$$H = \sum_{i=1}^3 \frac{g}{\mu} (\vec{\sigma}_i \vec{\nabla}_i) \tau_i \Phi(x_i). \quad (2.2)$$

Усредним этот гамильтониан по волновым функциям протона и найдем

$$\frac{g^2}{4\pi} = \frac{9}{25} \frac{f^2}{4\pi} = 0,03, \quad (2.3)$$

где $\frac{f^2}{4\pi} = 0,08$ — константа πNN -взаимодействия. Таким образом, константа связи оказалась действительно малой.

При этом вычислении мы, в согласии с результатами предыдущего раздела, пренебрегли различием между положением центра масс бариона X и положением i -го кварка x_i .

Кроме того, мы пренебрегли радиационными поправками и обменом мезонами между кварками в соответствии с основной гипотезой о возможности пользования теорией возмущения.

Аналогично предыдущему можно найти ширину распада

$$N_{33}^* \rightarrow N + \pi,$$

взяв матричный элемент оператора H между состояниями $|N^*\rangle$ и $|N\rangle^*$.

В результате для ширины $(3/2 \ 3/2)$ -резонанса получается

$$\Gamma_{33} = \frac{16}{3} \frac{g^2}{4\pi} \left(\frac{p}{\mu}\right)^2 \rho \frac{M_p}{M^*}. \quad (2.3)$$

Численное значение Γ_{33} примерно на 20% меньше экспериментально наблюдаемого. Это следует рассматривать как хорошее согласие, ибо понятие ширины резонанса не является хорошо определенным в случае таких широких резонансов, да и теория не может претендовать на лучшее совпадение.

Очень важен факт, что малая константа может дать (за счет связи с производной) большую ширину. Это означает, что энергию взаимодействия можно считать малой лишь в области малых передач энергии. Значительно большей определенности можно достигнуть, если рассмотреть «катастрофическое» или прямое мезон-фотонное взаимодействие кварков [1], являющееся прямым следствием (2.1) и градиентной инвариантности. Заменяя в (2.1) $\nabla \rightarrow \nabla - i\hat{e}A$, где \hat{e} — оператор электрического заряда мезона, найдем гамильтониан взаимодействия в виде

$$H_{eg} = i \frac{g}{\mu} (\vec{\sigma} \vec{A}) \left(F_A^B - \frac{1}{3} \delta_A^B F_C^C \right) \hat{e} P_B^A. \quad (2.4)$$

Как и в случае теоремы Кроля—Рудермана, это взаимодействие должно играть основную роль в процессах с медленными мезонами, т. е. процессах радиационных распадов, фоторождения мезонов в околороговой области. Причем с помощью (2.4) можно получить не только соотношения между вероятностями процессов, но и абсолютные величины сечений и ширин.

Сечение фоторождения мезонов в системе центра масс (в нашей модели) имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} \frac{E_1 E_2}{W^2} \langle N | \sum_{i=1}^3 H_{eg}^i | N \rangle_{A_v}^2 = \alpha \frac{q}{k}, \quad (2.5)$$

($\alpha \approx \text{const}$)

где q и k — трехмерные импульсы мезона и фотона соответственно; E_1 и E_2 — полные энергии бариона до и после столкновения; $W = k + E_1$ — полная энергия; $\langle N | \sum_i H_{eg}^i | N \rangle$ находится с помощью известных полностью симметричных функций (56)-плета.

Результаты расчетов α вместе с экспериментальными данными сведены в таблицу [1].

При расчете α для k -мезонов в формуле (2.4) μ было положено равным массе k -мезона, а для π -мезонов было взято равным массе π -мезона.

* Мы здесь всюду не останавливаемся на волновых функциях барионов и мезонов в модели кварков, так как они подробно описываются в лекциях Тавхелидзе и цитированной в этих лекциях литературе.

Пороговые сечения фоторождения π^0 и k^0 -мезонов в нашей модели равны нулю. Единственное измеренное из этих сечений $\sigma(\gamma + p \rightarrow n + \pi^0)$ примерно в 50 раз меньше $\sigma(\gamma + p \rightarrow n + \pi^+)$.

Реакции	Конечное состояние	$\alpha_{\text{теор}} \cdot 10^{30} \text{ см}^2$	$\alpha_{\text{эксп}} \cdot 10^{30} \text{ см}^2$
$\gamma + p$			
1	$\pi^+ n$	17	$15,0 \pm 0,5$
2	$N_{++}^* \pi^+$	14	16 ± 1
3	$N_{+0}^* \pi^+$ $\pi^- + p$	$\frac{1}{9} 14$	≤ 2
4	$N_{+}^* \pi^0$	0	—
5	ΔK^+	0,5	$0,5 \pm 0,05$
6	$\sum^0 K^+$	$\frac{1}{27} 0,5$	$\leq 0,1$
7	$\sum_{+0}^* K^+$	0	—
$\gamma + k$			
8	$\pi^- p$	17	20 ± 1
9	$\sum^- K^+$	0,3	—
10	$\sum_{-}^* K^+$	0,26	—

Как видно из таблицы, согласие с экспериментом значительно лучше, чем можно было бы ожидать. В частности, модель объясняет наблюдавшиеся в эксперименте [6] резкие различия угловых распределений в реакциях $\gamma + p \rightarrow \sum^0 + k^+$ и $\gamma + p \rightarrow \Lambda + k^+$ (большая S -волна в $k\Lambda$ -состоянии) и в величинах сечений $\gamma + p \rightarrow N_{++}^* + \pi^-$ и $\gamma + p \rightarrow N_{+0}^* + \pi^+$. Значительный интерес представляет подробная экспериментальная проверка соотношения между квадратами матричных элементов реакций фоторождения k -мезонов.

$$|\langle H_{eg} \rangle_5|^2 : |\langle H_{eg} \rangle_6|^2 : |\langle H_{eg} \rangle_9|^2 : |\langle H_{eg} \rangle_{10}|^2 = \frac{3}{2} : \frac{1}{18} : \frac{1}{9} : \frac{8}{9}.$$

Это отношение не зависит от свободных параметров теории g и μ . Полученные выше соотношения не вытекают из $SU(6)$ -симметрии, более того, сечения фоторождения k и π -мезонов не укладываются даже в $SU(3)$ -схему (сечения фоторождения k -мезонов значительно меньше). Однако дополняя $SU(6)$ -симметрию некоторыми другими модельными предположениями, некоторые из наших соотношений получить можно. В этой связи подчеркнем, что в нашей модели связывается значительно более широкий круг явлений, чем в подходе, основанном на высших симметриях.

В частности, через один параметр $\left(\frac{g}{\mu}\right)$ выражаются не только сечения фоторождения, но и мезонные распады барионных и мезонных резонансов, а также распады типа $B^* \rightarrow B + M + \gamma$ или $M^* \rightarrow M + M' + \gamma$, где B, B^* — барионы, а M^*, M, M' — мезоны.

Интересно отметить, что (2.5) дает как раз тот большой вклад в электрическое дипольное поглощение нуклона $E1$, который не может быть учтен правой частью правила сумм $\sigma_{-1}(E1)$, если ее рассчитывать по модели трех точечных кварков.

3. Обсуждение модели

Выше было показано, что модель точечных кварков приводит к противоречию с правилами сумм. Это противоречие довольно естественно разрешается введением собственного мезонного поля кварков. При этом кварковая модель претерпевает существенные изменения. Электромагнитные размеры нуклона в новой модели обусловлены, главным образом, мезонным полем кварков, а не относительным движением кварков. Относительное движение кварков связано с масштабами порядка или меньше нуклонной комптоновской длины волны. Взаимодействие мезонов с кварками можно рассматривать по теории возмущений. В связи с этим возникает вопрос, не изменятся ли те основные предсказания модели точечных кварков, из-за которых понятие «кварк» получило некоторое признание (в частности, предсказание для отношения магнитных моментов протона и нейтрона $\frac{\mu_p}{\mu_n} = -3/2$).

Наиболее убедительные аргументы в пользу точечной кварковой модели связаны с электромагнитными характеристиками частиц (магнитные моменты, распадные ширины и т. п.), а в основе этих аргументов лежит предположение, что магнитный момент кварка пропорционален его заряду. В нашей модели магнитный момент кварка обусловлен собственным мезонным полем кварка, т. е. является почти целиком аномальным. Однако если мы примем обычное предположение, что оператор электрического тока обладает $SU(3)$ -трансформационными свойствами T_1^1 -компоненты бесшпурового тензора, то пропорциональность аномального магнитного момента кварка его заряду легко доказать. В самом деле, диагональный магнитный момент любого мультиплетта $SU(3)$ дается выражением (см., например, [8])

$$\mu = bQ + C \left[U(U+1) - \frac{1}{4}Q^2 + \frac{1}{6}C_2^{(3)} \right], \quad (3.1)$$

где U — обычный U -спин, Q — заряд, а $C_2^{(3)}$ — квадратичный казимировский оператор.

Подставляя справедливые для кварков соотношения $U = \frac{1}{3} - \frac{Q}{2}$, $\frac{1}{6}C_2^{(3)} = 4/9$, получаем искомую пропорциональность магнитного момента заряду. Тем самым предсказания электромагнитных характеристик частиц, полученные в модели точечных кварков, сохраняют свою силу и в новой модели. Более того, в модели физических кварков нет противоречия, связанного с необходимостью иметь кварк с большим нормальным магнитным моментом при огромной массе. Далее трудность, отмеченная Бегом, Ли и Пайсом [8], о противоречии результата $\mu_p/\mu_n = -3/2$ локальной теории поля с минимальным электромагнитным взаимодействием тоже снимается, поскольку нуклон теперь рассматривается как составная частица, а каждая

из составляющих частиц (кварков) имеет аномальный момент, зависящий от константы связи. Независимость отношения μ_p/μ_n от константы связи обусловлена отмеченной выше пропорциональностью аномального магнитного момента кварка его заряду. Как отмечалось выше, модель предсказывает и объясняет довольно широкий круг явлений. Вместе с тем модель, конечно, не является разработанной в том смысле, что возникает много вопросов, на которые у нас пока нет ответа. Прежде всего не ясно, почему кварки сохраняют свою индивидуальность в нуклоне, когда их мезонные «шубы» так сильно перекрываются. Возможно, что ответ на этот вопрос надо искать в малости константы связи g , т. е. мезонное поле определяет только периферию нуклона, но почти не влияет на его фундаментальную структуру, иначе говоря, оно играет роль, аналогичную роли кулонова поля в легких ядрах. Хотелось бы иметь количественное оформление этих соображений. Далее, в модели возникают значительные неопределенности, когда частица, испускающая мезон, движется релятивистски*. При этом возникает проблема преобразования нашего статического гамильтониана (2.1) в движущуюся систему координат, не говоря уже о более фундаментальной проблеме описания связанного состояния.

Эти трудности особенно наглядно проявляются, если рассмотрим распад $\rho \rightarrow \pi + \pi$. Расчет ширины этого распада на основе модели (2.1) дает разумный порядок величины. Однако матричный элемент зависит от массы ρ -мезона, и возникает вопрос, должны ли мы подставлять истинную массу ρ -мезона или удвоенную массу π -мезона. Кроме того, в таком расчете мы неравноправно рассматриваем оба π -мезона: один рассматривается как внешнее поле, а другой — как составная частица. Такое рассмотрение допустимо, если имеется условие совместности (результат рассмотрения не должен зависеть от способа рассмотрения). К сожалению, такого условия в нашем распоряжении нет.

Таким образом, несмотря на определенный успех модель нуждается в серьезной дальнейшей разработке.

Автор благодарен С. Б. Герасимову за помощь при написании первого раздела и многочисленные обсуждения затронутых в лекции вопросов.

* Релятивистские модели кварков получили развитие в работах Н. Н. Боголюбова, А. Н. Тавхелидзе и их сотрудников [5].

Литература

1. Балдин А. М. — ЖЭТФ (письма), 1966, 3, 7, 265.
2. Герасимов С. Б. Диссертация ОИЯИ. Дубна, 1966.
3. Герасимов С. Б. Препринт ОИЯИ P-2439, 1965; препринт P-2619, 1966.
4. Левинджер Д. Фотоядерные реакции. ИЛ, М., 1964.
5. Тавхелидзе А. — In: High-Energy Physics and Elementary Particles, 1965, 753, 763; см. статью в настоящем сборнике.
6. Allaby J. V., Lynch H. L., Ritsen D. M. Preprint, Standord Univ., HEPL, 408, 1965.
7. Anderson R. L., Gabathuler E. et al. — Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 131.
8. Beg M. A. B., Lee B. W., Pais A. — Phys. Rev. Lett., 1964, 13, 119.
9. Dalitz R. H. Proc. Oxford Int. Congr. on Elementary Particles, Sept. 1965, 157.
10. Ishida S. et al. — Progr. Theor. Phys., 1965, 34, 1000.
11. Kinoshita Y. et al. Preprint RUP 65-14, Tokyo, 1965.
12. Maahide S., Maniki M. — Progr. Theor. Phys., 1965, 33, 125.

О проблеме значимости в физике

А. М. БАЛДИН

Проблемы значимости в естествознании, проблемы сравнительного ценностного анализа важности тех или иных научных исследований и направлений занимают в философской литературе в последнее время одно из центральных мест. По этому поводу высказывается довольно много дискуссионных, противоречивых, а часто и довольно неопределенных, расплывчатых суждений. Все это объясняется новизной и актуальностью указанных проблем. Актуальность исследования ценностных аспектов естествознания в большой степени обусловлена потребностями практики планирования, организации и прогнозирования науки, потребностями, связанными с экологическим кризисом и бурным ростом объема научной информации. Сравнительно-ценностный анализ различных научных направлений и разделов исследовательских программ в настоящее время является неотъемлемым элементом научной деятельности. Практическое решение этих проблем получило настолько сильное развитие, что более подробное его изучение, как нам представляется, может снять значительное количество недоразумений, встречающихся в философских анализах ценностных аспектов естествознания. К числу таких недоразумений мы относим, например, так называемую проблему «лидера науки», «физикализации» и «биологизации» естествознания, высказываемые утверждения типа «Более общая категория цели, содержащая трактовку ценности, отвергнута физикализмом и остается вне рамок математики»¹, «Для подлинно единой науки нет нужды при оценке любых своих коллизий прибегать к арбитражу какой-либо инстанции, лежащей за ее пределами»², «Знание, не находящее применения, не обладает актуальной ценностью»³, выдвигаемый некоторыми авторами принцип «самоценности мышления», заключения «о недопустимости оценки с политической или моральной точек зрения научных теорий как именно научных»⁴ и т. д.

Определение значимости научных направлений, например, при разработке программ исследований в крупнейших центрах по исследованию в области физики высоких энергий и физики атомного ядра, представляет, с нашей точки зрения, исключительно большой интерес. Чрезвычайная актуальность сравнительно-ценностного анализа научных направлений обусловлена резко изменившимся за последнее десятилетие характером научной деятельности, в том числе и в физике. Получение и обобщение экспериментальных фактов, которые существенно выводят за рамки установленных законов природы,— основной путь развития фундаментальных наук. Однако с развитием науки получение таких

¹ Ценностные аспекты современного естествознания (тезисы докладов к теоретической конференции). Обнинск, 1973, стр. 103.

² Там же, стр. 29.

³ Там же, стр. 30.

⁴ Там же, стр. 68.

фактов становится все более и более трудной научно-технической задачей. Даже гениальной интуиции, необыкновенной изобретательности и бесконечного трудолюбия недостаточно для постановки современного эксперимента в области фундаментальной физики. Необходимы значительные материальные средства, большая помощь целых коллективов инженеров, техников, рабочих высшей квалификации. Необходимы новейшие средства переработки информации — ЭВМ и просмотрно-измерительные автоматические устройства. Необходимо участие промышленных предприятий. Создание крупных исследовательских центров оказалось непосильным для ряда государств, и поэтому возникла необходимость в организации международных исследовательских центров. Это требует участия в создании установок для физиков-экспериментаторов не только инженеров, рабочих и экономистов, но и специалистов в области международных отношений. Не случайно современные исследовательские центры физиков — ускорители — называют пирамидами нашего времени. Они так же, как и египетские пирамиды, отражают уровень развития не только науки и техники, но и экономики, политики, культуры эпохи.

Тенденция к индустриализации науки, к консолидации усилий представителей разных стран, народов и специальностей не является особенностью только физики элементарных частиц. Эта тенденция прослеживается и в развитии других наук. Объединение усилий одновременно означает объединение интересов. При этом стоимость исследований становится доступной и для ученых малых стран. Так, страны Западной Европы объединили свои усилия для создания самого современного ускорительного центра (ЦЕРН), причем на этот центр базируется более 150 университетов и научно-исследовательских институтов, в которых трудится более половины всех физиков Западной Европы. Аналогичную роль для социалистических стран выполняет Объединенный институт ядерных исследований (г. Дубна).

Современный исследовательский центр все больше становится похожим на завод по производству «полуфабрикатов информации». На крупных установках получают миллионы фотографий, на которых зафиксированы следы взаимодействий частиц высоких энергий, либо записи результатов на магнитную ленту. Эти полуфабрикаты информации рассылаются в университеты и НИИ многих стран для последующей обработки и извлечения физических результатов. Возник даже специальный термин «физика на расстоянии» для обозначения исследований, ведущихся на основе «полуфабриката информации».

В последние годы происходит объединение усилий ученых и инженеров капиталистических и социалистических стран. Сейчас имеется опыт совместного создания крупных исследовательских установок физиками и инженерами СССР и Соединенных Штатов Америки, СССР и Франции, СССР и ЦЕРН. Создаваемые установки должны обеспечивать массовое производство высококачественного «полуфабриката информации», который мог бы полностью удовлетворить интересы всех участников объединенного научного исследования. Поскольку заключение соответствующих соглашений требует соблюдения интересов целых стран, то организация современных экспериментов является компетенцией учреждений, отвечающих за государственную политику.

Из изложенного ясно, насколько многомерным становится критерий выбора наиболее важного научного направления, создания новой установки для проведения чисто фундаментальных исследований. Прежде чем создавать прибор, стоимость которого сравнима с бюджетом небольшого государства, физики должны договориться между собой о том, в каком направлении исследований наиболее вероятно появление экспериментальных фактов, существенно меняющих представления о картине мира, наиболее значительных с точки зрения внутренней логи-

ки развития науки. Затем они должны доказать обществу необходимость получения такого сорта информации. После получения необходимой поддержки встает масса организационных вопросов, и затем — проблемы распределения «полуфабриката информации», вопросы авторства, приоритета и т. д. На всех уровнях этой деятельности существуют все типы и уровни ценностных аспектов, включая социальный, нравственный, психологический. Наиболее важной является проблема критериев значимости и методики выбора между возможными вариантами, для решения которой используются многочисленные теоретико-игровые и информационные концепции ценности, теория принятия решений и т. д.

В ЦЕРН в качестве важнейшего критерия значимости (после критерия фундаментальности результата) принимают число физиков, которые будут ориентироваться на тот или иной прибор, на то или иное научное направление. Обусловлено это основной целью, стоящей перед ЦЕРН, — развитием науки и культуры стран-участниц исследований, число же физиков имеет прямое отношение к уровню преподавания и является очень стабильным параметром для данного университета или данной страны.

Недостаточность этого критерия очевидна, поскольку он не дает возможности учитывать инерцию мышления научных работников и, кроме того, позволяет придавать одинаковый вес суждениям всех участников сотрудничества, тогда как дар предвидения и интуиция — это свойства, которые присущи людям далеко не в равной степени.

Любой из возможных и обсужденных критериев является неполным и недостаточным, и неизбежно встает проблема обоснования классификации научных направлений по системе критериев. Многомерные же классификации не дают ясной ориентировки, ясного представления, необходимого для принятия решений, для выбора. Наибольшую практическую пользу, на наш взгляд, имело бы такое определение значимости научных направлений, которое позволило бы расположить их в виде последовательности в порядке убывающей значимости. В конечном же счете огромное значение имело бы введение числовой меры. Как отмечал в 1932 году С. Г. Струмилин, «наука, начинающаяся там, где мы имеем дело с мерой, весом и счетом, не удосужилась еще разрешить задачу измерения объективной ценности даже своих собственных достижений»⁵. Необходимость определения количественной меры значимости давно назрела, и сейчас научные работники все реже и реже проявляют склонность вежливо поддерживать положение, согласно которому все научные направления равны. Ошибки, допущенные при разработке научных программ, могут стоить (и такое уже случается) колоссальных потерь материальных и людских ресурсов.

Мы говорим здесь для определенности о чисто фундаментальных исследованиях, для которых цель и система ценностей определены классиками естествознания — создание теоретической основы, минимальной системы понятий и утверждений, из которых логическим путем можно получить все понятия и утверждения экспериментальных наук (картину мира). Отсюда следует иерархия значимости полученных фундаментальных результатов — какого уровня знания касается новый результат: общих принципов физики (симметрии, принципы инвариантности), законов природы, моделей — или же связан с составлением таблицы экспериментальных данных. Вместе с тем, ввиду большой сложности, комплексности современных исследований при оценке значимости отдельных научных направлений необходимо применять комплекс критериев, а критерий научной значимости, фундаментальности следует рассматривать наряду со всеми остальными. В противном случае «выяснение истины» (философский тезис «всякая истина есть благо») может нанести непоправимый ущерб окружающей среде, экономике, человеческой

⁵ С. Г. Струмилин. К методологии учета научного труда. М., АН СССР, 1932.

личности, международным отношениям, затормозить развитие других направлений большой научной значимости.

Интересен опыт американских ученых по введению меры значимости. Он отражает идею, использованную в военном программировании⁶. В американской литературе в качестве универсального средства планирования всей научной деятельности США рекомендуется методика ПАТТЕРН. Методика ПАТТЕРН основана на принципе деления сложной проблемы на более мелкие подпроблемы до тех пор, пока каждая подпроблема не сможет быть всесторонне (разные критерии) и надежно количественно оценена экспертами (метод экспертных оценок). Характерным числом является коэффициент относительной важности. Сумма коэффициентов относительной важности для каждого уровня иерархии принимается равной единице. Методика возникла в результате анализа наиболее трудного места в планировании — разрыва между стратегическими планами и механизмом их материально-технического обеспечения, или, иначе говоря, противоречия между ростом новых потребностей и потенциальных технических возможностей их удовлетворения и более медленным увеличением экономических возможностей. Проблема организации сотни тысяч ученых и исследователей, постановка для них задачи на 15—20 лет вперед для обеспечения поставленных целей с распределением нескольких миллиардов долларов потребовали очень тщательной разработки критериев значимости.

Близкая по идее методика была применена американскими физиками при разработке национальной программы по физике. Основное внимание уделялось разработке системы критериев значимости. Затем национальная программа по физике была разбита на элементы, которые можно сравнивать в рамках этой системы критериев. Система критериев состояла из трех групп: внутренняя значимость, внешняя значимость и структурная значимость. Внутренняя значимость определяется вероятностью обнаружения принципиально новых закономерностей (критерий фундаментальности), потенциальной возможностью для широких обобщений, готовностью научного направления к его детальной разработке, а также содержит учет смещения интересов ведущих ученых в сторону того или иного элемента программы.

Внешняя значимость определяется по таким критериям, как влияние на развитие других наук (включая не только влияние самих результатов, но экспериментальной техники, методики), влияние на технику, технологию, инженерное дело, медицину, преподавание, а также по таким, как возможности решения социальных проблем, возможности немедленных (экономически оцениваемых) приложений, рост национального престижа, развитие международного сотрудничества.

Структурная значимость определяется по таким критериям, как эффективность использования имеющихся в данной области ресурсов (материальных и людских), в какой степени для разработки данного элемента программы необходимы принципиально новые методы, приборы и специальности, в какой степени развитие данного элемента программы необходимо для поддержания тонуса определенной области науки.

При применении критериев особое значение приобретает вес каждого из них. Первой и второй группе был присвоен одинаковый вес, а третьей (структурная значимость) — одна треть от первых. Третья группа оценивает наиболее быстро меняющуюся во времени часть относительной значимости. Процедура подсчета значимости стояла в балльной оценке (от 0 до 10 баллов) каждого элемента программы по каждому из уравновешенных критериев. Наиболее важным результатом, демонстрирующим приемлемость подхода, является исключительно

⁶ См., например, Ю. В. Катасонов. США: военное программирование. М., «Наука», 1972; М. М. Лопухин. «ПАТТЕРН» — метод планирования и прогнозирования научных работ. М., изд-во «Советское радио», 1972.

небольшой разброс в оценках, несмотря на то, что в голосовании участвовало около двухсот специалистов самых различных областей физики. В результате удалось прийти к соглашению о расположении всех основных элементов (69 пунктов) национальной программы США по физике в порядке убывающей значимости.

Расположение критериев значимости отдельно по первой и второй группе довольно резко делит элементы программы на имеющие большее и меньшее практическое и соответственно чисто научное значение. В то же время разделение на фундаментальную и прикладную физику является неправомерным, ибо каждый раздел имеет и ту и другую значимости. По второй группе критериев на первые места выходят такие элементы, как лазеры и мазеры, квантовая оптика, ядерная спектроскопия, термоядерные исследования, а разделы, относящиеся к физике элементарных частиц, занимают сороковые места. Тогда как по первой группе критериев первые пять мест занимают разделы программы, относящиеся к физике элементарных частиц, а последующие четыре раздела занимает астрофизика и, только начиная с десятого места, появляются разделы, связанные с лазерами и мазерами.

Наибольший интерес представляет расположение по объединенному критерию значимости. В этом списке первое и третье места принадлежат лазерам и мазерам и пять из восьми первых мест — физике элементарных частиц. Характерно, что некоторые разделы физики элементарных частиц в этом списке оказались в середине и даже в конце, то же касается и лазерной проблематики, физики конденсированных сред, ядерной физики. Это является яркой иллюстрацией того, что принадлежность научного направления к той или иной области науки не определяет его значимости. Иначе говоря, при подходе к оценке различных научных направлений с точки зрения расширенного понятия значимости (а как мы видели, этот подход уже входит в практику фундаментальных исследований) не возникает привилегированных областей науки (сами собой исчезают проблемы «физикализации» и «биологизации», проблема лидера вообще). Расширенное понятие значимости в науке является неизбежным и очень важным инструментом при выработке оптимальной стратегии, без которой немыслимы современные фундаментальные исследования, требующие участия больших коллективов людей, международной кооперации, привлечения индустриальных методов. Даже чисто теоретические исследования в последнее время все больше и больше оцениваются с точки зрения их предсказательной силы и возможностей интерпретации этих сложных экспериментов, служащих основным (а в последнее время даже единственным) источником фактов, которые выводят за рамки установленных законов природы.

Таким образом, наука стала настолько сложным организмом и настолько тесно связана с практической деятельностью людей, что основной ее критерий значимости — критерий, связанный с внутренней логикой развития науки, — становится частью многомерного критерия. Необходим разумный баланс требований как со стороны внутренней логики науки, так и со стороны ее практической значимости. Нарушение этого баланса может привести либо к безразличию общества к науке, либо к потере перспектив в фундаментальных исследованиях. Разработка методики сведения многомерного критерия к единой количественной мере значимости отдельных научных направлений — насущная потребность практики планирования науки и оценки ее достижений. Поставленная задача должна включать не только установление системы коэффициентов относительной значимости, но и определение ее динамики. Учет динамики означает, что система целей и значимостей может резко меняться как в связи с развитием техники и самой науки, так и под воздействием внешних обстоятельств (экологическая проблема, энергетический кризис и т. п.) и нуждается в постоянном пересмотре.

БИБЛИОГРАФИЯ ТРУДОВ

1949

Исследование движения частиц в синхрофазотроне с прямолинейными промежутками. - М., ФИАН, 1949. - 115 с. - (Совместно с М.С.Рабиновичем, В.В.Михайловым).

Синхрофазотрон с кратным резонансом и прямолинейными промежутками. - М.: ФИАН, 1949.-37 с.

1950

Образование единичных мезонов γ -квантами. - ЖЭТФ, 1950, т.20, вып.12, с.1057-1063. - Библиогр.:9. - (Совместно с В.В.Михайловым).

1951

К теории свободных колебаний в ускорителе с прямолинейными промежутками. - М.: ФИАН, 1951. - 20 с. - (Совместно с М.С.Рабиновичем, В.В.Михайловым).

Образование мезонов u -квантами. - УФН, 1951, т.44, вып.2, с.200-237. - Библиогр.: 27. - (Совместно с В.В.Михайловым).

Образование нейтральных мезонов u -квантами. - ЖЭТФ, 1951, т.21, вып.4, с.562-563. - Библиогр.:5. - (Совместно с В.В.Михайловым).

Физическое обоснование синхрофазотрона на 10 ГэВ. - М.: ФИАН, 1951. - (Совместно с В.И.Векслером, М.С.Рабиновичем, В.В.Михайловым и др.).

1952

Об угловым распределении фотомезонов, рождающихся на ядрах. - ЖЭТФ, 1952, т.23, вып.4, с.481-482. - Библиогр.: 2. - (Совместно с В.В.Михайловым).

Почти периодическое движение заряженных частиц в произвольном постоянном во времени магнитном поле. - М.: ФИАН, 1952. - 20 с.- (Совместно с В.В.Михайловым).

Фоторождение π^0 -мезонов на дейтронах.- ДАН СССР, 1952, т.84, N 1, с. 47-49. - Библиогр.: 7. - (Совместно с В.В.Михайловым). -

То же: ЖЭТФ, 1952, т.23, вып.2, с. 140-146.

1953

О двух типах зарядовой симметрии. - ДАН СССР, 1953, т.91, N 3, с. 479-482. - Библиогр.: 3. - (Совместно с В.В.Михайловым).

Фоторождение мезонов в теории радиационного затухания. - ЖЭТФ, 1953, т.24, вып. 5, с. 613-615. - Библиогр.: 4. - (Совместно с В.В.Михайловым).

1954

Изотопическая инвариантность π -мезонного поля. - ДАН СССР, 1954, т. 96, N 5, с. 949-952. - Библиогр.: 11.

Фоторождение мезонов на свободных нуклонах (Обзор). - Проблемы современной физики, 1954, вып. 8, с. 8-19. - Библиогр.: 15.

1955

Изотопическая инвариантность π -мезонного поля. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1955, т.19, N 5, с. 604-605. - Библиогр.: 5.

1956

К теории реакций с поляризованными частицами. - В кн.: Всесоюз.конф. по физике частиц высоких энергий. Москва, 1956.: Тезисы докл. - М.: Изд-во АН СССР, 1956, с. 72-73. - (Совместно с М.И.Широковым). -

То же: ЖЭТФ, 1956, т. 30, вып. с. 784-785.

Метод огибающих для исследования свободных колебаний в ускорителях. - ЖЭТФ, 1956, т.31, вып. 6, с. 993-1001. - Библиогр.: 6. - (Совместно с В.В.Михайловым, М.С.Рабиновичем).

Фоторождение π -мезонов на протонах и дейтронах. (Обзор). - В кн.: Всесоюз.конф. по физике частиц высоких энергий. Москва, 1956: Тезисы докл. - М.: Изд-во АН СССР, 1956, с. 86-87.

Фоторождение π -мезонов на связанных нуклонах. - Там же, с. 88-89.

On a Rule for the Interaction of the Electromagnetic Field with Nucleonic and Mezononic Fields. - Suppl.Nuo- vo Cim., 1956, v.36 No.1, p. 4-14. - Bibliogr.: 16.

On the Theory of Photoproduction of Mesons on Bound Nucleons. - In: CERN Symposium on High Energy Accelerators and Pion Physics. Geneva, 1956: Proceedings. - Geneva: CERN, 1956, Vol.2, p.272-280. - Bibliogr.: 17.

1957

Взаимодействие медленных π -мезонов с ядрами. - ЖЭТФ, 1957, т.33, вып. 5, с. 1221-1226. - Библиогр.: 13. - (Совместно с А.И.Лебедевым).

О рассеянии фотонов на протонах. ЖЭТФ, 1957, т.32, вып. 6, с. 1570-1572. - Библиогр.: 5. - (Совместно с В.А.Петрунькиным).

Реакции с поляризованными частицами. - Дубна, 1957. - с. 33. - Библиогр.: 15. - (ОИЯИ. Б1-3230). - (Совместно с М.И.Широковым).

1958

Взаимодействие γ -квантов с ориентированными ядрами. - в кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях: Труды Всесоюз.конф. Москва, 1957. - М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 479-481. - Библиогр.: 2.

О возможном существовании второго нейтрального π -мезона. - ДАН СССР, 1958, т.122, п. 3, с.361-364. - Библиогр.: 8. - (Совместно с П.Кабиром).

Electric Polarizability of Atomic Nuclei. - Nucl. Phys., 1958, v.9, No.2, p.237-241. - Bibliogr.: 4.

Photoproduction of π -Mesons Near Threshold and the Value of the Panofsky Ratio. - Nuovo Cim., 1958, v.8, No.4, p.569-583.- Bibliogr.: 10.

1959

Кинематика ядерных реакций. - М.: Физматгиз, 1959. - 296 с. с черт. - (Совместно с В.И.Гольданским, И.Л.Розенталем). - Библиогр.: с. 295-296. - (То же изд. на английском, немецком, польском, японском яз.)

Оптическая анизотропия атомных ядер. - ЖЭТФ, 1959, т. 37, вып. 1, с. 202-211. - Библиогр.: 9.

Проверка дисперсионных соотношений для фоторождения π -мезонов. - ДАН СССР, 1959, т.127, N 5, с.993-996. - (Совместно с Б.Б.Говорковым).

A Check of Dispersion Relations for Photoproduction of π -Mesons. - Nucl.Phys., 1959, v.13, No.1, p.193-203. - Bibliogr.: 9. - (In Collaboration with V.V.Govorkov).

1960

Анализ данных по фоторождению π -мезонов в околороговой области на основе дисперсионных соотношений. - ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 2, с. 579-587. - Библиогр.: 14.

К теории оптической анизотропии атомных ядер. - ЖЭТФ, 1960, т.39, вып.2, с.434-437. - Библиогр.: 4. - (Совместно с С.Ф.Семенко).

О роли нефизической области в дисперсионных соотношениях для фоторождения π -мезонов. - ЖЭТФ, 1960, т.39, вып.4, с. 1151-1153. - Библиогр.: 12.

Фоторождение π -мезонов в околороговой области. (Доклад о работах, представленных в качестве диссертации на соискание учен.степени доктора физ.-мат. наук). - Дубна, 1960. - 18с. - Библиогр.: с.17- 18. (Физ.ин-т им. П.Н.Лебедева. Акад.наук СССР).

Analysis of Photopion Production near Threshold. - In: Intern.Conf. on High Energy Physics: Proceedings. Rochester, 1960. - Rochester, 1960, p.26.

Polarizability of Nucleons. - Nucl.Phys., 1960, v.18, No.2,p.310-317. - Bibliogr.: 11.

1961

Об одной возможности определения магнитных моментов векторных нестабильных частиц. - Дубна, 1961. - 6 с. - Библиогр.: 4. - (ОИЯИ. Р-840). - Совместно с Нгуен Ван Хъеу).

Об одной особенности фотообразования π -мезонов у порога. - ЖЭТФ, 1961, т.41, вып.5, с.1688-1689. - Библиогр.: 5. - (Совместно с А.И.Лебедевым).

Kinematics of Nuclear Reactions. - Oxford: Oxford University Press, 1961, - 290 p. - (In Collaboration with V.I.Goldanskij, I.L.Rozental).

Same: Oxford - London - New York - Paris: Pergamon Press, 1961. - 303 p.

1962

Вырождение по изотопическому спину и гиперзаряд. - Дубна, 1962 - 3 с. - (ОИЯИ Д-976). Библиогр.: с.5. - (Совместно с А.А.Комаром).

То же: ДАН СССР, 1962, т.146, N 3, с. 574-576.

Кинематика ядерных реакций (Kinematyka Reakcji Jadrowych. Tlum. z ros. Warszawa, Panstw.Wydawn.Nauk., 1962. - 359 s. (польск.). - (Совместно с В.И.Гольданским, И.Л.Розенталем).

Клебша - Гордана коэффициенты. - В кн.: Физический энциклопедический словарь. - М.: Сов.энциклопедия, 1962, т.2, с. 388-389. - Библиогр.: 5.

Об одной возможности определения магнитных моментов векторных нестабильных частиц. - ЖЭТФ, 1962, т.42, вып.3, с. 905-906. - Библиогр.: 4. - (Совместно с Нгуен Ван Хью).

Обзор работ по теории фотоядерных реакций. - В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Труды 2-й Всесоюзн.конф., Москва, 1960, - М., Изд-во АН СССР, 1962, с. 408-418. - Библиогр.: 27.

Симметрия сильно взаимодействующих систем с гиперзарядом $Y=0$. Дубна, 1962. - 7 с. - (ОИЯИ Д-1004). - Библиогр.: с.6,7. То же на англ. яз. То же: Phys.Lett., 1962, v.2, No.1, p.47-49.

Discussion. - In: Intern.Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Proceedings. - Geneva, 1962, p.774.

On a Possibility of Determination of the Magnetic Momenta of the Unstable Vector Particles. In: Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Abstr. No.65. - (In Collaboration with Nguen Van Hieu).

Photoproduction of π -Mesons near Threshold. - In: Intern.Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Proceedings. - Geneva, 1962, p.214-216. - Bibliogr.: 3. - (In Collaboration with A.I.Lebedev).

π -Meson Photoproduction near Threshold. - In: Intern.Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Abstr. No.63.

Symmetry of Strongly Interacting Systems with Zero Hypercharge. - In: Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Proceedings. - Geneva, 1962, p.657-660. - Bibliogr.: 14. - (In Collaboration with A.A.Komar) То же: Phys.Lett., 1962, vol.2, No.1, p.47-49.

Discussion. - In: Intern.Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Proceedings. - Geneva, 1962, p.774.

On a Possibility of Determination of the Magnetic Momenta of the Unstable Vector Particles. - In: Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Abstr. No.65. - (In Collaboration with Nguen Van Hieu).

Photoproduction of π -Mesons near Threshold. - In: Intern.Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Proceedings. - Geneva, 1962. p.214-216. - Bibliogr.: 3. - (In Collaboration with A.I.Lebedev).

π -Meson Photoproduction near Threshold. - In: Intern.Conf. on High Energy at CERN. Geneva. 1962: Abstr. No.63.

Symmetry of Strongly Interacting Systems with Zero Hypercharge. - In: Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Proceedings. - Geneva. 1962, p. 657-660. - Bibliogr.: 14. - (In Collaboration with A.A.Komar). То же: Phys.Lett., 1962, vol.2, No.1, p.47-49.

1963

π -мезоны. - В кн.: Физический энциклопедический словарь. - М.; Сов.энциклоп., 1963, т.3, с. 616-624. - Библиогр.: 19. - (Совместно с А.И.Лебедевым).

Фоторождение π -мезонов вблизи порога. - В кн.: Физический ин-т им. П.Н.Лебедева. - Труды, т. 19: Ускорители и фотоядерные реакции. - М.: Изд. АН СССР, 1963, т.3-36. - Библиогр.: 48.

Kinematik der Kernreactionen. Übers. aus dem Russ. - Berlin, Akademie-Verlag, 1963.: 260 S. (нем.). (Zusammen: W.I.Goldanskij, I.L.Rosental). (Загл.оригинала: Кинематика ядерных реакций).

Study of the Photoproduction Process on the Basis of Dispersion Relations. - Nucl. Phys., 1963, vol.40, No.1, p.44-53. - Bibliogr.: 17. - (In Collaboration with A.I.Lebedev).

1964

Фоторождение пионов. - В кн.: Вопросы физики элементарных частиц. Четвертая сессия Весенней школы теорет. и эксперимент. физики. Нор-Амберд. 1964. - Ереван, 1964, с.423-450. - Изд-во АН АрмССР. - Библиогр.: 15.

Электромагнитные взаимодействия. (Теория). Доклад на XII Межд.конф. по физике высоких энергий Дубна. 5-15 августа 1964 г. - Дубна, 1964. 34 с. - Библиогр.: 46. - (ОИЯИ Р-1781). То же на англ.яз.: изд.ЦЕРН.

1965

Основные направления исследований в физике элементарных частиц. (По материалам XII Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна. Август 1964 г.). - УФН, 1965, т.85, вып.3, с. 543- 564. - (Совместно с А.А.Комаром).

Проект эксперимента по исследованию радиационных распадов резонансов. - Дубна, 1965. - 27 л. с рис. - Библиогр.: 11. - (Совместно с М.А.Азимовым, В.С.Пантуевым, Л.В.Сильвестровым, М.Н.Хачатуряном, И.В.Чувило).

Фоторождение нейтральных пионов в окрестности порога. - ЯФ, 1965, т.1, вып.1, с.92-95. - Библиогр.: 8. - (Совместно с Б.Б.Говорковым, С.П.Денисовым, А.И.Лебедевым).

Excited O^+ Level of ^4He . "Mirages". - Phys.Lett., 1965, vol.17, No.1, p.47-48. - Bibliogr.: 7. То же: ЯФ, 1965, т.2, вып.2, с.211-214.

1966

Об электромагнитных взаимодействиях в модели кварков. Дубна, 1966, 6 с. - Библиогр.: 5. - ОИЯИ Р-2556). То же: ЖЭТФ, Письма в ред., 1966, т.3, вып.7, с. 265-268.

Унитарная симметрия. - В кн.: Физический энциклопедический словарь. - М.: Сов.энциклопедия, 1966. т.5, с.251-252. - Библиогр.: 8. - (Совместно с А.А.Комаром).

Физика электромагнитных взаимодействий при высоких энергиях. (К итогам симпозиума в Гамбурге). - Вестник АН СССР, 1966, N 1, с.87-92.

Электромагнитные взаимодействия. - В кн.: Межд. конф. по физике высоких энергий, 12-я. Дубна. 1966. - М.: Атомиздат, 1966, т.1, с.994-1005. - Библиогр.: 46.

1967

Мезонное поле кварков и электромагнитные взаимодействия. - В кн.: Физика высоких энергий и теория элементарных частиц. (Ялта. Апрель-май 1966). - Киев; Наукова думка, 1967, с. 469-480. - Библиогр.: 12.

Проблематика физики электромагнитных взаимодействий при низких и средних энергиях. - В кн.: Международн. конф. по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях. Дубна. 1967. Труды. - М.: АН СССР, 1967, т.1, с. 14-28.

Физика высоких энергий. - В кн.: Советская атомная наука и техника. - М.: Атомиздат, 1967, с.151 - 181. - (Совместно с В.П.Джелеповым, В.П.Зреловым, Л.И.Лапидусом, Л.Б.Окунем, М.К.Поливановым, Е.Л.Фейнбергом, И.В.Чувило, В.М.Шехтером). То же: в кн.- Развитие физики в СССР. - М.: Наука, 1967, кн.2, с. 171-218. - Библиогр.: 154.

Forschungsrichtungen in der Physik der hohen Energien. - Umschau in Wissenschaft und Technik, 1967, Hf.9, S.281-285.

Observation of the (e^+e^-) - Decay Modes of Neutral Vector Mesons. - Phys.Lett., 1967, v.24B, No.7, p.349- 352. - Bibliogr.:18. - (In Collaboration with M.N.Khachatryan, M.A.Azimov, A.S.Belousov, I.V.Chuvilo, R.Firkowski et al.).

1968

Кинематика ядерных реакций. Изд. 2-е, переработ. и доп. - М.: Атомиздат, 1968. - 455 с. с илл. - (Совместно с В.И.Гольданским, В.М.Максименко, И.Л.Розенталем). - Библиогр.: с. 448-452.

Оптическая анизотропия изомеров в области трансурановых элементов. - Дубна, 1968. - 10 с. с илл. - Библиогр.: 15. - (ОИЯИ Р2-3738). - (Совместно с С.Ф.Семенко, Б.А.Тулуповым). То же: ЯФ, 1968, т. 8, вып.2, с. 326-330.

Проект эксперимента по исследованию распадов $\phi \rightarrow \eta^0\gamma$ и $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ с помощью истрочных камер, черенковских гамма-спектрометров и спектрометров нейтронов по времени пролета. - Дубна, 1968. - 44 л. - (ОИЯИ Б2-1-4329). - (Совместно с Р.Г.Аствацатуровым, В.А.Крамаренко, В.Т.Матюшиным, Г.Л.Мелкумовым, М.Н.Хачатуряном, М.С.Хвастуновым).

Observation of the $\phi \rightarrow e^+e^-$ Decay. - Phys.Lett., 1968, v.27B, No.1, p.45-48. - Bibliogr.: 14. - (In Collaboration with R.G.Astvacaturov, M.A.Azimov, I.V.Chuvilo, J.Hladky, V.I.Ivanov et al.).

1969

Квантовая электродинамика и электромагнитная структура элементарных частиц. - В кн.: Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц: Сб.статей. Перевод с англ. под ред. А.М.Балдина. -М.: Мир, 1969, с. 5-41. - Библиогр.: 47.

Установка с большой стримерной камерой в магнитном поле - СКМ-200. - В кн.: Совещание по бесфильмовым искровым и стримерным камерам. Дубна. Апрель 1969: Доклады. - Дубна, 1969, с.11-16. - Библиогр.: 3. (ОИЯИ 13-4527). - (Совместно с М.Х.Аникиной, Г.Л.Варденгой, В.Ф.Вишневым, В.Д.Володиным, Н.С.Глаголевой и др.).

Ред.: Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц: сб.статей. Пер. с англ. - М.: Мир, 1969. - 327 с. с илл. - Библиогр. в конце глав.

The $\pi^-p \rightarrow \eta n$ Cross Section in a Small Transfer Range at 4 GeV/c. - Dubna, 1969. - 8p. - Bibliogr.: 8. - (JINR E1-4841). - (In Collaboration with J.Hladky, M.N.Khachatryan, M.S.Khvastunov, L.N.Shtarkov).

1970

Международный семинар по векторным мезонам и электромагнитным взаимодействиям. (Дубна, 23-26 сент., 1967 г.). УФН, 1970, т.101, вып.3, с.557-560. - (Совместно с С.Б.Герасимовым, А.Б.Говорковым, В.М.Дубовиком).

Ускорение и вывод дейтронов из синхрофазотрона ОИЯИ. - Дубна, 1970. 8с. - Библиогр.: 5. - (ОИЯИ P9-5442). - (Совместно с Ю.Д.Безногих, Л.П.Зиновьевым, И.Б.Иссинским, Г.С.Казанским, А.И.Михайловыми др.).

The $\pi^-p \rightarrow \eta n$ Cross Section in a Small Transfer Range at 4 GeV/c. - Phys.Lett., 1970, v.31B, No.7, p.475-477. - Bibliogr.: 8. - (In Collaboration with J.Hladky, M.N. Khachatryan, M.S.Khvastunov, L.N.Shtarkov).

1971

Масштабная инвариантность адронных столкновений и возможность получения пучков частиц высоких энергий при релятивистском ускорении многозарядных ионов. - Кратк.сообщ. по физике, 1971, N 1, с.35-39. - Библиогр.: 6.

Международный семинар по бинарным реакциям адронов при высоких энергиях. (Июнь 1971 г., Дубна). - Ат.энергия, 1971, т.31, вып.5, с.553-554. - (Совместно с А.Л.Любимовым, В.А.Мещеряковым).

Наблюдение пионов высокой энергии при столкновении релятивистских дейтронов с ядрами. - Дубна, 1971, 16 с. - Библиогр.: 6. - (ОИЯИ P1-5819). - (Совместно с Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, А.Д.Кирилловым, В.А.Кузнецовым, Н.С.Мороз и др.). То же - In: Particles and Fields, 1971. (Proc. Rochester Meeting of APS/DPF, 30 Aug. - 2 Sept.,1971). - New York: Amer.Inst.Phys.1971, p.131-139.

Ускорение и вывод пучка дейтронов из синхрофазотрона ОИЯИ. - ПТЭ, 1971, N 3, с. 29-31. - Библиогр.:4. - (Совместно с Ю.Д.Безногих, Л.П.Зиновьевым, И.Б.Иссинским, Г.С.Казанским, А.И.Михайловым и др.).

Установка для исследования радиационных распадов резонансов. - Дубна, 1971. - 16 с. - Библиогр.: 12.- (ОИЯИ P13-6184). - (Совместно с Р.Г.Аствацатуровым, С.Г.Басиладзе, В.Д.Володиным, В.И.Ивановым, В.А.Крамаренко и др.).

Физика многозарядных ионов высоких энергий. - Дубна, 1971, 16 с. - Библиогр.: 8 - (ОИЯИ P7-5808). То же - В кн.: Междунар.конф. по физике тяжелых ионов. Дубна. 1971.: Сборник материалов. - Дубна, 1971, с. 607-620. - (ОИЯИ Д-5769).

Acceleration and Ejection of Deuterons of the Dubna Synchrophasotron. - IEEE Trans Nucl.Sci., 1971, v.NS- 18, No.3, p.1024-1026. - Bibliogr.: 7. - (In Collaboration with Yu.D.Beznogikh, I.B.Issinsky, G.S.Kasansky, A.I.Mikhajlov, V.I.Moroz et al.).

A Possible Method of Testing the Universality of Strong Interactions. - Phys.Lett., 1971, v.37B, No.3, p.305-307.- Bibliogr.: 8. - (In Collaboration with V.A.Suleymanov).

1972

Кумулятивное мезообразование. - В кн.: Школа молодых ученых по физике высоких энергий. Сухуми, 1972. - Дубна, 1972, с.374-388. - Библиогр.: 12. - (Совместно с С.Б.Герасимовым, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, Л.К.Ивановой, А.Д.Кирилловым и др.).

Международный семинар по бинарным реакциям адронов при высоких энергиях. (Дубна, 3-8 июня, 1971 г.). - УФН, 1972, т.106, вып.3, с.563-556. - (Совместно с А.Л.Любимовым, В.А.Мещеряковым).

Образование η -мезонов в pr -столкновениях при $P_\pi = 3,36$ ГэВ/с с малыми передачами импульса. - Краткие сообщения по физике, 1972, N 1, с. 48-53. - Библиогр.: 1. - (Совместно

с М.И.Адамовичем, Р.Г.Аствацатуровым, Г.Л.Мелкумовым, С.П.Харламовым, М.Н.Хачатуряном и др.).

Образование η -мезонов в pp -столкновениях при $P_{\pi} = 7,2$ ГэВ/с с малыми передачами импульса. - Краткие сообщения по физике, 1972, N 5, с. 9-13. - Библиогр.: 4. - (Совместно с М.И.Адамовичем, Р.Г.Аствацатуровым, Я.Н.Гладким, Г.Л.Мелкумовым, С.П.Харламовым и др.).

Перспективы исследования в связи с релятивистским ускорением ядер на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований. - В кн.: Международ.конф. по физике высоких энергий и структуре ядра, 4-я. Дубна, 1971: Труды. - Дубна, 1972, с.632-640. - Библиогр.: 10. - (ОИЯИ Д1-6349).

Установка для исследования радиационных распадов резонансов. - ПТЭ, 1972, N 5, с.21-25. - Библиогр.: 12. - (Совместно с Р.Г.Аствацатуровым, С.Г.Басиладзе, В.Д.Володиным, В.И.Ивановым, В.А.Крамаренко и др.).

Эксперименты по физике электромагнитных взаимодействий на жидководородной камере "Людмила". - Дубна. 1972. - 40 с. - Библиогр.: 19. - (ОИЯИ Р1-6212). - (Совместно с Н.М.Вирлсовым, Б.Б.Говорковым, И.М.Граменицким, А.И.Лебедевым, А.В.Самойловым, Ю.М.Сапуновым, А.М.Фроловым, В.А.Царевым, М.Д.Шафрановым).

Cumulative Meson Production in Interactions of Relativistic Deutrons with Nuclei. - In: Intern.Conf. on High Energy Physics, 16-th, Batavia, 1972: Proceed., - Batavia, 1972, vol.1, p.277-278.

1973

Кумулятивное мезообразование. - В кн.: Школа молодых ученых по физике высоких энергий. Сухуми. 1972: Лекции и доклады. - Дубна, 1973, с.374-388. - Библиогр.: 12. - (ОИЯИ Р2-6867). - (Совместно с С.Б.Герасимовым, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, Л.К.Ивановой, А.Д.Кирилловым и др.). То же: ЯФ, 1973, т.18, вып.1, с.79-85.

Множественные процессы при столкновении релятивистских ядер. - В кн.: Международный семинар по глубоконеупругим и множественным процессам при высоких энергиях. Дубна, 1973: Обзорные доклады. - Дубна, 1973, с. 463-471. - Библиогр.: 9. - (ОИЯИ Д1,2-7411).

О возможности измерения электромагнитных форм- факторов $F_{\pi}(m^2)$ и $F_1^{\nu}(m^2)$ в реакциях типа $\pi^{-} + p \rightarrow e^{+} + e^{-} + n$. - Дубна, 1973. - 21с. - Библиогр.: 10. - (ОИЯИ Р2-7096). - (Совместно с В.А.Сулеймановым).

Перспективы исследований по релятивистской ядерной физике в ЛВЭ ОИЯИ. (Соображения по развитию ускорительного комплекса). - Дубна, 1973. - 57 с. - (ОИЯИ 9-7148). - (Совместно с В.П.Алексеевым, Ю.Д. Безногих, А.А.Васильевым, М.А.Воеводиным, Е.И.Дьячковым и др.).

1974

О проблеме значимости в физике. - Вопр.философии, 1974, N 10, с. 75-79. - Библиогр.: 6.

О развитии ускорительного комплекса в ЛВЭ ОИЯИ и исследованиях по релятивистской ядерной физике. - В кн.: Нуклотрон и релятивистская ядерная физика. Проблематика исследований и методика эксперимента. - Дубна, 1974, с.7-16. - Библиогр.: 1. - (ОИЯИ 8309).

Об осуществлении ускорения ионов лазерной плазмы на форинжекторе линейного ускорителя синхрофазотрона ОИЯИ. ЖЭТФ, Письма, 1974, т.19, вып.1, с.19-23. - Библиогр.: 13. - (Совместно с О.Б.Ананьиним, Ю.Д.Безногих, Ю.А.Быковским, Л.П.Зиновьевым, Ю.П.Козыревым, В.А.Мончинским, И.Н.Семенюшкиным).

Установка для исследования кумулятивного мезообразования. - Дубна, 1974, 12с. с илл. - Библиогр.- 11. - (ОИЯИ 1-8028). - (Совместно с Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, Л.К.Ивановой, А.Д.Кирилловым, В.И.Котовым и др.).

Экспериментальные исследования кумулятивного мезообразования. - ЯФ, 1974, т.20, вып.6, с.1201-1213. - Библиогр.: 10. - (Совместно с Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, Л.К.Ивановой, Н.С.Мороз, А.А.Повторейко и др.).

Экспериментальные исследования кумулятивного мезообразования при возбуждении различных ядер релятивистскими дейтронами и протонами. - Дубна, 1974. - 14 с. - Библиогр.: 8. - (ОИЯИ 1-8249). - (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, Л.К.Ивановой, Н.С.Мороз, Ю.П.Яковлевым).

An Experimental Investigation of Cumulative Meson Production. - Dubna. 1974. - 27 p. with ill. - Bibliogr.: 10. - (JINR E1-8054). - (In Collaboration with N.Ghiordanescu, L.K.Ivanova, N.S.Moroz, A.A.Povtorejko, V.V.Radomanov et al.). То же: ЯФ, 1974, т.20, вып. 6, с. 1201-1213.

1975

Закономерности масштабнo-инвариантного взаимодействия релятивистских ядер. - Дубна, 1975. - 9 с. с илл. - Библиогр.: 5. - (ОИЯИ 1-8858). - (Совместно с В.К.Бондаревым, В.Н.Зубаревым, А.Н.Манятовским, Н.С.Мороз, А.А.Повторейко и др.). То же - в кн.: Международ.семинар по проблемам физики высоких энергий, 6-й. Дубна, 1975.: Обзорные доклады. - Дубна, 1975, с.176-194. - Библиогр.: 9. -(ОИЯИ Д1,2-9224).

Исследования с релятивистскими ядрами. (Конспекты лекций). - М.,1975. - 44 с. с черт. - (М-во высш. и сред. спец. образования СССР. Моск.инж.-физ. ин-т. Сер.: Некоторые вопросы экспериментальных исследований в области физики высоких энергий). Список лит.: с.32-33.

Некоторые закономерности столкновений релятивистских ядер. - ДАН СССР, 1975, т.222, N 5, с.1064-1067. - Библиогр.: 8.

Нуклотрон - ускорительный комплекс релятивистских ядер в ЛВЭ ОИЯИ. - В кн.: Всесоюз.совещание по ускорителям заряженных частиц, 4-у. Москва. 1974.: Труды.М.: Наука,1975,т.2, с.4-8. - Библиогр.: 6. - (Совместно с Б.В.Василишиным, Е.И.Дьячковым, А.Г.Зельдовичем, Л.П.Зиновьевым, И.Б.Иссинским, и др.).

Облучение установки СКМ-200 в пучке α -частиц с импульсом 17 ГэВ/с и результаты предварительного анализа ${}^6\text{Li}$ - ${}^6\text{He}$ -взаимодействий. - Дубна, 1975. - 17 с. - Библиогр.: 10. - (ОИЯИ 1-9280).

Экспериментальные исследования кумулятивного мезообразования при возбуждении различных ядер релятивистскими дейтронами и протонами. - ЯФ, 1975, т.21, вып.5, с.1008-1014. - Библиогр.: 8. - (Совместно с Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, Л.К.Ивановой, Н.С.Мороз, А.А.Повторейко и др.).

Backward Meson Production in the p(d) - Nucleus Collision or the Experimental Investigation of Cumulative Meson Production on Nuclei by Protons and Deuterons. - In: Topical Meeting on High Energy Collisions Involving Nuclei. Trieste. 1974: Proceedings. - Bologna, 1975, p.171-182. - Bibliogr.: 10. - (In Collaboration with N.Ghiordanescu, V.S.Stavinsky).

Heavy Ion Interactions at High Energies. - Dubna, 1975. - 32 p. - Bibliogr.: 20. - (JINR E2-9738). In: High Energy Physics and Nuclear Structure - 1975. Santa Fe - Los Alamos. 1975: Proceed. - New York: AIP, 1975, p.621-641.

Research Programme with Relativistic Nuclei. - In: Proceed. of the 1975 JINR-CERN School of Physics. Alushta. 1975. - Dubna, 1975, p.356-376. - Bibliogr.: 20. - (JINR E2-9086).

1976

Поиск новых резонансов на установке "Фотон". Проект эксперимента на ускорителе в Серпухове. - Дубна, 1976. - 20 с. - Библиогр.: 14. - (ОИЯИ 1-9508). - (Сотрудничество: Дубна-Москва-Бухарест-Прага-Варшава-Лодзь).

Промежуточный кольцевой ускоритель инжекционного комплекса ЛВЭ. (Основные задачи и выбор структуры). - Дубна, 1976. - 18 с. с илл. - Библиогр.: 8. - (ОИЯИ P9-9702). - (Совместно с В.П.Беловым, Б.В.Василишиным, Г.М.Дерюгиным, Л.П.Зиновьевым, И.Б.Иссинским и др.).

Стенд для исследования импульсных сверхпроводящих магнитов. Испытания на нем дипольного магнита СПД-2. В кн.: Всесоюз.совещание по ускорителям заряженных частиц, 5-е. Дубна, 1976: Аннотац. докл. - М.: Наука, 1976, с. 64-65. - (Совместно с А.А.Васильевым, Е.Д.Дьячковым, А.Г.Зельдовичем, Э.В.Комогооровым, И.Ф.Колпаковым и др.).

Физика релятивистских ядер. Природа, 1976, N 10, с. 46-58. - Библиогр.: 14.

1977

Изучение множественности вторичных частиц во взаимодействиях протонов и альфа-частиц с вольфрамом ($A=184$) в интервале импульсов (2-5) ГэВ/нукл. - Дубна, 1977. - 14 с. - Библиогр.: 4. - (ОИЯИ P1-10779).

Кумуляция легких ядер. - Дубна, 1977. - 14 с. - Библиогр.:5. (ОИЯИ P1-11168). - (Совместно с В.К.Бондаревым, Л.Б.Головановым, В.Л.Мазарским, А.Н.Манятовским, Н.С.Мороз и др.).

Об осуществлении ускорения ядер углерода, полученных в лазерном инжекторе, на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований. - Квантовая электроника, 1977, т.4, N 7, с.1547-1549. - Библиогр.: 12. - (Совместно с О.Б.Ананьиним, Ю.Б.Безногих, Ю.А.Быковским, А.И.Говоровым, Л.П.Зиновьевым и др.).

Одночастичные распределения с большими передачами импульса в др-столкновениях при импульсе падающих дейтронов 3,3 ГэВ/с. - Дубна, 1977. - 15 с. - Библиогр.: 18. (ОИЯИ P1-10719). - (Совместно с Б.С.Аладашвили, В.В.Глаголевым, А.Н.Горбуновым, Л.И.Журавлевой, П.Зелински и др.).

Синхрофазотрон ОИЯИ и его развитие. - Физика плазмы, 1977, т.3, вып. 3, с.439-441. - Библиогр.: 5. - (Совместно с И.Н.Семенюшкиным).

Синхрофазотрону ЛВЭ ОИЯИ - 20 лет. - Ат.энергия, 1977, т.43, вып.6, с.492-494. - Библиогр.: 6. - (Совместно с И.Н.Семенюшкиным).

Стенд для исследования импульсных сверхпроводящих магнитов. Испытания на нем дипольного магнита СПД-2. - В кн.: Всесоюз.совещание по ускорителям заряженных частиц, 5-е. Дубна, 1976: Труды. - М.: Наука, 1977, т.2, с.63-66. - Библиогр.: 3. - (Совместно с А.А.Васильевым, Е.И.Дьячковым, А.Г.Зельдовичем, Э.В.Комогоровым, И.Ф.Колпаковым и др.).

Ускорение легких ядер на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. - В кн.: Международ.конф. по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, 10-л. Протвино, 1977: Труды. - Серпухов, 1977, т.1, с.367-375. - Библиогр.: 6. - (Совместно с Ю.Д.Безногих, В.И.Волковым, Е.Д.Донцом, В.А.Мончинским, А.И.Пикиным, И.Н.Семенюшкиным, Е.А.Силаевым).

Физика релятивистских ядер. - ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с. 429-477. - Библиогр.: 82.

Установка с двухметровой стримерной камерой в магнитном поле - СКМ-200. - Дубна, 1977. - 18 с. - Библиогр.: 26. - (ОИЯИ 13-10692). - (Совместно с А.У.Абдурахимовым, М.Х.Аникиной, С.Г.Басиладзе, Г.Л.Варденгой, В.Д.Володиным и др.).

Angular and Energy Dependence of Cumulative Particle Production Cross Sections. - In: European Conference on Particle Physics. Budapest, 1977: Abstracts. - Budapest, 1977, p.37. - (In Collaboration with A.N.Khrenov, A.N.Manyatovsry, N.S.Moroz, Ya.A.Panebratsev, A.A.Povtorejko, S.V.Rikhvitsky).

Experimental Indication of the Existence of a Narrow State in the $\Lambda\pi^+\pi$ System at 2082 GeV/c². - In: European Conference on Particle Physics. Budapest, 1977: Abstracts. - Budapest, 1977, p.22 - (In Collaboration with K.L.Albrecht, A.N.Aleev, V.A.Arefiev, V.P.Balandin, V.K.Birulev et al.).

Relativistic Nuclear Physics. - In: Intern.Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, 7th. Zurich, 1977: Abstract. - Villigen, Switzerland, 1977, p.179.

1978

Введение. - В кн.: Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, 5-й. Дубна, 1978: Труды. - Дубна, 1978, с.7-12. - (ОИЯИ Д1,2-12036).

Девиностоканальный черенковский масс-спектрометр электронов и гамма-квантов высоких энергий. (Установка "ФОТОН"). - Дубна, 1978. - 26 с. - Библиогр.: 26. - (ОИЯИ 1-11482). - (Совместно с В.В.Архиповым, Р.Г.Аствацатуровым, В.В.Бакаевым, С.Г.Басиладзе и др.).

Изучение множественности вторичных частиц во взаимодействиях протонов и альфа-частиц с вольфрамом ($A=184$) в интервале импульсов 2-5 ГэВ/нуклон. - ЯФ, 1978, т.27, вып. 4, с. 1020-1026. - Библиогр.: 4. - (Сотрудничество: Алма-Ата-Будапешт-Бухарест-Варна-Варшава-Дубна-Ереван-Краков-Москва-Прага-София-Ташкент-Тбилиси-Улан-Батор).

Множественность вторичных частиц и число взаимодействующих нуклонов в столкновениях p,d, He и C с ядрами тантала при импульсе $p_0=4,2$ ГэВ/нуклон. - ЯФ, 1978, т.28, вып.5, с. 1304-1309. Библиогр.: 11. - (Сотрудничество: Алма-Ата-Будапешт-Бухарест-Варна-Варшава-Дубна-Ереван-Краков-Москва-Прага-София-Ташкент-Тбилиси-Улан-Батор).

Некоторые характеристики импульсных сверхпроводящих магнитов типа "оконная рама" для создания полей до 2,5 Т. - Дубна, 1978. - 15 с. - Библиогр.:11. - (ОИЯИ P8-11700). - (Совместно с С.А.Аверичевым, В.Г.Аксеновым, Е.И.Дьячковым, А.Г.Зельдовичем, Ю.В.Куликовым и др.).

Одночастичные распределения с большими передачами импульса в др-столкновениях при импульсе падающих дейтронов 3,3 ГэВ/с. - ЯФ, 1978, т.27, вып.3, с.704-709. - Библиогр.: 18. - (Совместно с Б.С.Аладашвили, В.В.Глаголевым, А.Н.Горбуновым, Л.И.Журавлевой, П.Зелински и др.).

Предельная фрагментация ядер. (Кумулятивный эффект). - В кн.: Международ. семинар по проблемам физики высоких энергий, 5-й. Дубна, 1978: Труды. - Дубна, 1978, с.261-273. - Библиогр.: 15. - (ОИЯИ Д1,2-12036). - (Совместно с В.С.Ставиным).

Ускоритель тяжелых ионов на энергии сотни МэВ/нуклон. - В кн.: Всесоюз. совещание по ускорителям заряженных частиц, 5-е. Дубна, 1976.: Труды. - М.: Наука, 1978, т.1, с. 88-91. - Библиогр.: 2. - (Совместно с Н.И.Вениковым, В.М.Галицким, Б.М.Гутнером, В.Б.Залманзоном, В.И.Манько и др.).

Ускорительный комплекс тяжелых ионов. Дубна, 1978. - 230 с. - Библиогр.: в конце глав. - (ОИЯИ 9-11796). - (Совместно с Ю.Д.Безногих, Б.В.Василишиным, Ю.Н.Денисовым, Л.П.Зиновьевым, И.Б.Иссинским и др.).

Установка для исследования кумулятивного рождения частиц (ДИСК). Дубна, 1978. - 20 с. - Библиогр.: 19. - (ОИЯИ 1-11317). - (Совместно с Т.В.Аверичевой, С.Г.Басиладзе, В.К.Бондаревым, Н.Гиордзеску, Л.Б.Головановым и др.).

Установка с двухметровой стримерной камерой в магнитном поле - СКМ-200. - ПТЭ, 1978, N 5, с. 53-58. - Библиогр.: 12. - (Совместно с А.У.Абдурахимовым, М.Х.Аникиной, С.Г.Басиладзе, Г.Л.Варденгой, В.Д.Володиным и др.).

Энергетические спектры и А-зависимости кумулятивного рождения барионных систем. - Дубна, 1978. - 19 с. - Библиогр.:10. - (ОИЯИ P1-11302). - (Совместно с В.К.Бондаревым, А.Н.Манятовским, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым, А.А.Повторейко и др.).

Multibaryon Interactions at Relativistic Energies. - Dubna. 1978. - 28 p. - Bibliogr.: 61. - (JINR E1- 12031).

Relativistic Nuclear Physics. - Dubna, 1978. - 29 p. - Bibliogr.: 27. - (JINR E1-11368).

Secondary Particle Multiplicity and the Number of Interacting Nucleons in the Collisions of p, d, He and C with Tantalum Nuclei at 4.2 GeV/c per Nucleon. - Dubna, 1978. - 12 p. - Bibliogr.: 11. - (JINR E1-11517). (Alma-Ata- Budapest-Bukharest-Cracow-Dubna-Moscow-Prague-Sofia-Tashkent-Tbilisi-Ulan-Bator-Varna-Warsaw-Yerevan Collaboration).

Universalitu of Vector Interactions and the Cumulative Production of Vector Mesons. - Dubna. 1978. - 12 p. - Bibliogr.: 13. - (JINR E2-11804). - (In Collaboration with S.V.Gerasimov).

1979

Девиностоканальный черенковский масс-спектрометр электронов и гамма-квантов высоких энергий. (Установка "Фотон"). - ПТЭ, 1979, N 4, с. 57-67. - Библиогр.: 26. - (Совместно с С.А.Аверичевым, В.В.Архиповым, Р.Г.Аствацатуровым, В.В.Бакаевым, С.Г.Басиладзе и др.).

Дифференциальные упругие протон-протонные, нуклон-дейтронные и дейтрон-дейтронные рассеяния при больших переданных импульсах. - Дубна, 1979. - 11 с. - Библиогр.: 5. - (ОИЯИ 1-12397). - (Совместно с В.К.Бондаревым, А.Н.Манятовским, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым, А.А.Повторейко и др.).

Множественность вторичных отрицательных частиц в ядро-ядерных столкновениях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. - Дубна, 1979. - 17 с. - Библиогр.: 9. - (ОИЯИ P1-12281). - (Сотрудничество: Алма-Ата-Баку-Будапешт-Бухарест-Варна-Варшава-Дубна-Ереван-Кракков-Москва- Прага-София-Ташкент-Тбилиси-Улан-Батор). То же: ЯФ, 1979, т.30, вып.6, с.1590-1597.

Проблемы описания кумулятивного эффекта в релятивистской ядерной физике. - В кн.: Фундаментальные проблемы теоретической и математической физики: Международный симпозиум, 23-27 авг. 1979, Дубна. - Дубна, 1979, с.215-227. - Библиогр.: 18. - (ОИЯИ Д-12831).

Ускорительный комплекс тяжелых ионов. - В кн.: Всесоюз. совещание по ускорителям заряженных частиц, 6-е. - Дубна, 1978: Труды. - Дубна, 1979, т.2, с. 347-351. - Библиогр.: 5. - (Совместно с Ю.Д.Безногих, Б.В.Василишиным, Ю.Н.Денисовым, Л.П.Зиновьевым, И.Б.Иссинским и др.).

Экспериментальные исследования предельной фрагментации ядер при больших порядках кумулятивности. - Дубна, 1979. - 12 с. - Библиогр.: 18. - (ОИЯИ 1-12396). - (Совместно с В.Л.Бондаревым, А.Н.Манятовским, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым, А.А.Повторейко и др.).

Heavy Ion Accelerator Facility. - In: Particle Accelerator Conference Accelerator Engineering and Technology. San Francisco, 1979: Proceedings. - IEEE Trans.Nucl. Sci., 1979, v.NS-26, No.3, pt.2, p.4294-4295. - Bibliogr.: 8. - (In Collaboration with Yu.D.Beznogikh, V.I.Chernikov, E.V.Chernykh, Yu.N.Denicov, I.B.Issinsky et al.).

Interaction Cross Sections and Negative Pion Multiplicities in Nucleus-Nucleus Collisions at 4.2 GeV/c per Nucleon. - Dubna, 1979. - 22 p. - Bibliogr.: 18. - (JINR E1-12548). - (Alma-Ata-Baku-Belgrade-Bukharest-Budapest, Cracow-Dubna-Moscow-Prague-Sofia-Tashkent-Tbilisi-Ulan-Bator-Varna-Warsaw-Yerevan Collaboration).

Multibaryon Interactions at Relativistic Energies. - In: Intern.Conf. on High Energy Physics, 19th, Tokyo, 1978: Proceedings. - Tokyo, 1979, p.455-464. - Bibliogr.: 61.

1980

Анализ поведения сечений и множественности π^- -мезонов при взаимодействии релятивистских ядер p, d, He, C с ядрами углерода и тантала. - Дубна, 1980. - 17 с. - Библиогр.: 34. - (ОИЯИ P1-80-473). - (Сотрудничество: Алма-Ата-Баку-Белград-Бухарест-Варна-Варшава-Дубна-Ереван-Краков-Москва-Прага-София-Ташкент-Тбилиси-Улан-Батор).

Наблюдение корреляций между множественностями π^- -мезонов и протонов в неупругих взаимодействиях p, d, He и C с ядрами тантала в интервале импульсов (2-10) ГэВ/с на нуклон. - Дубна, 1980. - 12 с. - Библиогр.: 12. - (ОИЯИ P1-80-168). - (Совместно с Н.Ангеловым, А.И.Аношиным, Д.Армутлийским, Н.Ахабабяном, Ц.Баатаром и др.). То же: ЯФ, 1980, т.32, вып.6, с. 1582-1588.

Экспериментальные данные по кумулятивному рождению положительных и отрицательных каонов в p-Pb-взаимодействиях. - Дубна, 1980. - 4 с. - Библиогр.: 11. - (ОИЯИ 1-80-488). - (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, А.Н.Манятовским, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым и др.).

The Description of Inclusive Characteristics in μp Interactions at 22.4 GeV/c in Terms of the Quark-Parton Model. - Z.Phys.C: Part. & Fields, 1980, v.5, No.1, p.17-26. - Bibliogr.: 37. - (In Collaboration with B.V.Batyunya, I.V.Boguslavsky, I.M.Gramenitsky, R.Lednický, S.V.Levonian et al.).

Interaction Cross Sections and Negative Pion Multiplicities in Nucleus-Nucleus Collisions at 4.2 GeV/c per Nucleon. - Z.Phys.C: Part. & Fields, 1980, v.5, No.1, p.1-8. - Bibliogr.: 16. - (Alma-Ata-Baku-Belgrade-Bucharest-Budapest-Cracow-Dubna-Moscow-Prague-Sofia-Tashkent-Tbilisi-Ulan-Bator-Varna-Warsaw-Yerevan Collaboration).

Multibaryon Interactions at Relativistic Energies. - Progr. Part. & Nucl.Phys., vol.4. Heavy Ion Interactions at High Energies: Proceed. Intern.School Nucl. Phys.Erice, 1979. - Oxford et al., 1980, p.95-132. - Bibliogr.: 59.

The Quark-Parton Structure Functions of Nuclei. - Dubna, 1980. - 9 p. - Bibliogr.: 14. - (JINR E1-80-545).

Relativistic Nuclear Physics. - Dubna, 1980. - 23 p. Bibliogr.: 34. - (JINR E1-80-174). In: Intern. Conf. on Extreme States in Nucl.Systems. Dresden, 1980: Proceedings. - Rossendorf, 1980, vol.2, p.1-15. - (ZfK-430).

The Synchrotron: an Accelerator of Relativistic Nuclei. - In: Intern.Conf. on High Energy Accelerators, 11th. Geneva, 1980. - Basel et al., 1980, p. 229-231. - Bibliogr.: 5. - (In Collaboration with Yu.D.Beznogikh, K.V.Chokhlov, E.D.Donets, I.B.Issinsky, A.D.Kirillov et al.).

1981

Анализ поведения сечений и множественности π^- -мезонов при взаимодействии релятивистских ядер p, d, He, C с ядрами углерода и тантала. - ЯФ, 1981, т.33, вып.4, с.1046-1056. - Библиогр.: 34. - (Сотрудничество: Алма-Ата-Баку-Белград-Бухарест-Варна-Варшава-Дубна-Ереван-Краков-Москва-Прага-София-Ташкент-Тбилиси-Улан-Батор).

Введение. - В кн.: Междунар.семинар по проблемам физики высоких энергий, 6-й. Дубна, 1981: Труды. - Дубна, 1981, с. 6-10. - (ОИЯИ Д1,2-81-728).

Инвариантные инклюзивные сечения образования кумулятивных π^- -мезонов в $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с в зависимости от их кумулятивного числа и поперечного импульса. Сечения образования кумулятивных струй. - Дубна, 1981. - 7 с. - Библиогр.: 7. - (ОИЯИ P1-81-678). - (Совместно с А.И.Аношиным, В.Б.Любимовым, М.И.Соловьевым, М.К.Сулеймановым).

Импульсные и угловые характеристики π^- -мезонов, образующихся при взаимодействии ядер d, ^4He , ^{12}C с ядрами тантала при импульсе 4,2 ГэВ/с-нуклон. - Дубна, 1981. - 9 с. - Библиогр.: 15. - (ОИЯИ P1-81-176). - Сотрудничество: Баку-Белград-Бухарест-Варна-Варшава-Дубна-Москва-Прага-София-Улан-Батор).

Лаборатория высоких энергий. - В кн.: Объединенный институт ядерных исследований. Дубна: 1956-1981. - Дубна: ОИЯИ, 1981, с. 28-49.

Релятивистская ядерная физика. - Вестн. АН СССР, 1981, N 8, с. 85-94. То же в кн.: Международный школа молодых ученых по физике высоких энергий, 14-я. Дубна, 1980. - Дубна: ОИЯИ, 1981, с. 296-318. - Библиогр.: 20. - (ОИЯИ Д2-81-158).

Свойства π^- ^{12}C -взаимодействий в зависимости от кумулятивного числа π -мезонов, испущенных в заднюю полусферу лабораторной системы координат. - Дубна, 1981. - 9 с. - Библиогр.: 6. - (ОИЯИ 1-81-214). - (Совместно с А.И.Аношиным, В.Б.Любимовым, М.И.Соловьевым, М.К.Сулеймановым).

Сечения взаимодействий вторичных многозарядных фрагментов релятивистского ядра углерода с пропаном. - Дубна, 1981. - 9 с. - Библиогр.:6. - (ОИЯИ P1-81-79). - (Совместно с Г.Р.Агакишиевым, Н.Ахабабном, Ц.Баатаром, Е.Бартке, Е.Богдановичем и др.).

Физика релятивистских ядер. - В кн.: Проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза. - М.: Наука, 1981, с. 110-124.

Экспериментальные методы и аппаратура для медико-биологических исследований, разработанные в ЛВЭ ОИЯИ. - Дубна, 1981. - 10 с. - Библиогр.: 10. - (ОИЯИ 18-81-48). - (Совместно с Ю.В.Заневским, В.Д.Пешехоновым, И.Н.Семенюшкиным).

Experimental Check of Cumulative Effect Hypothesis and the Quark-Parton Structure Functions of Nuclei. - In: ICONEPANS-9. Intern.Conf. on High Energy Physics & Nucl.Structure: Abstracts.Versailles. 1981.- Gif-sur-Yvette, 1981, p.526. - (In Collaboration with V.S.Stavinsky).

Inelastic Cross Sections and π^- -Meson Production in Relativistic Nuclear Collisions Induced by p,d, ^4He and ^{12}C on ^{12}C and ^{181}Ta Target-Nuclei. - Bucharest, 1981. - 17 p. - Bibliogr.: 34. - (He-102-1981). - (Alma-Ata-Baku-Belgrade-Bucharest-Cracow-Dubna-Moscow-Prague-Sofia-Tashkent-Tbilisi-Ulan-Bator-Varna-Warsaw-Yerevan).

Observation of π^- -Meson Correlated Emission in C-Ta Interactions at $P_0 = 4.2$ GeV/c per Nucleon. - Dubna, 1981. - 8 p. - Bibliogr.: 14. - (JINR E1-81-470). - (In Collaboration with N.Akhababian, N.Angelov, Ts.Baatar, J.Bartke, J.Bogdanovicz et al.).

Present-Day Status of the Synchrotron as a Nuclear Accelerator. - IEEE Trans.Nucl.Sci., 1981, v.NS-28, No.3, Pt.1, p.2043-2045. - Bibliogr.:9. - (In Collaboration with Yu.D.Beznogikh, E.D.Donets, I.B.Issinsky, L.G.Makarov, V.A.Monchinsky et al.).

1982

Введение. - В кн.: Совещание по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982: Труды. - Дубна: ОИЯИ, 1982, с. 6-11. - (ОИЯИ Д2-82-568).

Изучение корреляций в π^- ^{12}C -взаимодействиях при $p_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с в кумулятивной области. - ЯФ, 1982, т.36, вып.2, с.409-416. - Библиогр.: 9. - (Совместно с А.И.Аношиным, В.Б.Любимовым, М.И.Соловьевым, М.К.Сулеймановым).

Инвариантные инклюзивные сечения образования кумулятивных π^- -мезонов в π^- ^{12}C -взаимодействиях при $p_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с в функции их кумулятивного числа и поперечного импульса. Сечения образования кумулятивных струй. - ЯФ, 1982, т.36, вып.3, с.685-689. - Библиогр.: 7. - (Совместно с А.И.Аношиным, В.Б.Любимовым, М.И.Соловьевым, М.К.Сулеймановым).

Инклюзивные характеристики многонуклонных CC -взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. - Дубна, 1982. - 12с. - Библиогр.: 7. - (ОИЯИ P1-82-536). - (Совместно с Н.Ахабабном, Ц.Баатаром, Е.Бартке, Е.Богдановичем, А.П.Гаспаряном и др.).

Наблюдение барионов с большими поперечными импульсами во взаимодействиях ядер p, d, He и C с ядрами тантала при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. - Дубна, 1982. - 8 с. - Библиогр.: 14. - (ОИЯИ P1-82-535). - (Совместно с Н.Ахабабном, Ц.Баатаром, Е.Бартке, Е.Богдановичем, А.П.Гаспаряном и др.).

Перспективы исследований взаимодействий мюонов с нуклонами и ядрами в тэвной области энергий. - Дубна, 1982. - 12 с. - (ОИЯИ 1-82-236). - (Совместно с Д.Ю.Бардиным, С.М.Биленьким, А.Г.Володько, Н.Д.Гагунашвили, И.А.Голутвиным и др.). То же в кн.: Физические исследования на ускорительно-накопительном комплексе ИФВЭ. Протвино, 1981: Материалы рабоч.совещ. - Серпухов, 1982, с.143.

Применение новых экспериментальных методов и аппаратуры для исследований в медицине, биологии, промышленности. - В кн.: Совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач, 4-е. Дубна, 1981: Доклады. - Дубна, 1982, с.78-90.- Библиогр.:30. - (ОИЯИ P18-82-117). -

(Совместно с Ю.В.Заневским, А.Б.Ивановым, Л.Г.Макаровым, Л.Моучкой, Т.Нетушилом и др.).

Релятивистская ядерная физика. - В кн.: Очерки по истории развития ядерной физики в СССР. - Киев: Наук. думка, 1982, с.152-167. - Библиогр.: 19.

Три прототипных периода СП магнитной системы. - Дубна, 1982. - 7 с. - (ОИЯИ Р9-82-383). - (Совместно с И.А.Шелаевым, С.А.Аверичевым, В.Г.Аксеновым, В.С.Алфеевым, З.В.Борисовой и др.).

Ускоритель тяжелых ионов на энергии сотни МэВ/нукл. - В кн.: Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова. Некоторые труды сотрудников ИАЭ. (1947-1981 гг.). - М.: Энергоатомиздат, 1982, т.2, с. 343-346.

Установка и основные результаты эксперимента НА-4: глубоконеупругое рассеяние мюонов и исследование многомюонных состояний. - В кн.: Совещание по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982: Труды. - Дубна: ОИЯИ, 1982, с.47-53. - Библиогр.: 12. - (ОИЯИ Д2-82-568). - Сотрудничество: Болонья - ЦЕРН - Дубна - Мюнхен - Сакле).

Характеристики γ -квантов, сопровождающих образование многозарядных фрагментов ядра углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. - Дубна, 1982. - 12 с. - Библиогр.: 24. - (ОИЯИ Р1-82-795). - (Совместно с Г.Н.Агакишиевым, Е.Балеа, О.Балеа, В.Болдеа, А.П.Гаспаряном и др.).

VI Международный семинар по проблемам физики высоких энергий: мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика. - УФН, 1982, т.137, вып.2, с. 361-364. - (Совместно с А.В.Ефремовым, Н.П.Зотовым).

Экспериментальные данные по кумулятивному рождению пионов при взаимодействии протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с с легкими ядрами. - Дубна, 1982. - 12 с. Библиогр.: 13. - (ОИЯИ 1-82-28). - (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, Л.Б.Головановым, В.Л.Мазарским, А.Н.Манятовским и др.).

Characteristics of π^- Production in the Collisions of 4.2 GeV/c/Nucleon d, α and ^{12}C Beams with Tantalum. - Z.Phys.C: Particle & Fields, 1982, v.12, No.4, p.283-288. - Bibliogr.: 9. - (Dubna-Baku-Belgrade-Bucharest-Cracow- Moscow-Prague-Sofia-Ulan-Bator-Varna-Warsaw-Yerevan Collaboration).

Correlation Effects in Multiple Particle Production on Nuclei in the Cumulative Region. - Dubna. 1982. - 10 p. - Bibliogr.: 9. - (JINR E1-82-352). - (In Collaboration with A.I.Anoshin, V.V.Lyubimov, M.I.Soloviev, M.K.Suleimanov).

Experimental Data on Inclusive Cross Section for Cumulative Production of Pions, Kaons, Antiprotons and the Quark-Parton Structure Function of Nuclei. - Dubna, 1982. - 28 p. - Bibliogr.: 27. - (JINR E1-82-472). - (In Collaboration with V.K.Bondarev, N.Ghiordanescu, A.N.Khrenov, A.G.Litvinenko, A.N.Manyatovsky et al.).

Particle and Nuclear Scattering at Large Momentum Transfers. - In: CERN-JINR School of Physics. Hanko, Finland, 1981: Proceedings. - Geneva, 1982, p.1-30. - Bibliogr.: 45. - (CERN 82-04).

Peripheral and Central Nucleus-Nucleus Collisions at 4.2 GeV/c per Nucleon. - Dubna, 1982. - 18 p. - Bibliogr.: 42. - (JINR E1-82-510). - (Alma-Ata-Baku-Belgrade- Bucharest-Dubna-Kishinev-Moscow-Prague-Samarkand-Sofia- Tashkent-Tbilisi- Ulan-Bator-Varna-Warsaw-Yerevan Collaboration).

1983

Введение. - В кн.: Рабочее совещание по программе экспериментов на встречных пучках. - Дубна, 1983, с. 3-5. - (ОИЯИ Д1-83-541).

Вычисление сечений кумулятивного рождения частиц по экспериментальным данным установки ДИСК-2. - Дубна, 1983. - 16 с. - Библиогр.: 7. - (ОИЯИ. Р1-83-433). - (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, А.Г.Литвиненко, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым и др.).

Изучение образования струй адронов в кумулятивных π^- С-взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с. - Дубна, 1983. - 16 с. - Библиогр.: 22. - (ОИЯИ Р1-83-483). - (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Импульсный сверхпроводящий дипольный магнит для нуклотрона. - Дубна, 1983. - 6 с. - Библиогр.: 8. - (ОИЯИ 9-83-625). - (Совместно с А.А.Смирновым, А.А.Васильевым, М.А.Воеводиным, А.М.Донягиным, Е.И.Дьлчковым и др.).

- Инклюзивные характеристики многонуклонных СС-взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. - ЯФ, 1983, т.38, вып.1, с. 152-161. - Библиогр.:7. - (Совместно с Г.Н.Агакишиевым, Н.Ахабабяном, Ц.Баатаром, Е.Балеа, и др.).
- Кумулятивное рождение ядер трития, ^3He и ^4He . - Дубна, 1983. - 20 с. - Библиогр.: 11. - (ОИЯИ Р1-83-431). - (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, А.Г.Литвиненко, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым и др.).
- Моделирование эффективности спектрометра ДИСК-2 методом Монте-Карло. - Дубна, 1983. - 20 с. - Библиогр.: 10. - (ОИЯИ Р1-83-434). - (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, А.Г.Литвиненко, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым и др.).
- Наблюдение барионов с большими поперечными импульсами во взаимодействиях ядер p , d , He и C с ядрами Ta при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. - ЯФ, 1983, т. 37, вып. 4, с. 938-943. - Библиогр.: 14. - (Совместно с Г.Н.Агакишиевым, Н.Ахабабяном, Ц.Баатаром, Е.Балеа, О.Балеа и др.).
- Образование γ -квантов и нейтральных странных частиц в $d\text{Ta}$ - и CTa -взаимодействиях при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон. - ЯФ, 1983, т.37, вып. 5, с. 1241-1247. - Библиогр.: 13. - (Сотрудничество: Баку - Белград-Бухарест-Варна-Варшава-Дубна-Ереван-Кишинев-Москва-Прага-София-Тбилиси-Улан-Батор).
- Проектные параметры модельного сверхпроводящего синхротрона ОИЯИ. - Дубна, 1983. - 8 с. - Библиогр.:6. - (ОИЯИ Р9-83-582). - (Совместно с И.А.Шелаевым, С.А.Аверичевым, В.Г.Аксеновым, В.С.Алфеевым, В.А.Белушкиным и др.).
- Релятивистская ядерная физика. - В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983: Сб.аннотац. - Дубна: ОИЯИ, 1983, с.66. - (ОИЯИ Д7-83-147).
- Свойства $p\text{C}$ - и $p\text{Ta}$ -взаимодействий при $P_p = 10$ ГэВ/с, сопровождающихся испусканием кумулятивных протонов и π -мезонов. - Дубна, 1983. - 11 с. - Библиогр.: 23. - (ОИЯИ Р1-83-327). - (Совместно с Д.Армутлийски, Н.Ахабабяном, Е.Бартке, Е.Богдановичем, А.П.Гаспаряном и др.).
- Характеристики γ -квантов, сопровождающихся образованием многозарядных фрагментов ядра углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. - ЯФ, 1983, т.38, вып.4, с.999-1007. - Библиогр.: 24. - (Совместно с Г.Н.Агакишиевым, Е.Балеа, О.Балеа, В.Болдеа, А.П.Гаспаряном и др.).
- Экспериментальные данные по инклюзивным сечениям кумулятивного рождения протонов, дейтронов и трития. - Дубна, 1983. - 24 с. - Библиогр.: 14. - (ОИЯИ Р1-83-432). - (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, А.Г.Литвиненко, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым и др.).
- Acceleration of Polarized Deuterons at the Synchrotron from the Source "Polaris". - In: High Energy Spin Physics - 1982. AIP Conf. Brookhaven, 1982: Proceedings. - New York: AIP, 1983, p. 445-449. - Bibliogr.: 3. - (In Collaboration with N.G.Anishchenko, Yu.D.Beznogikh, V.P.Ershov, V.V.Fimushkin, V.A.Monchinsky et al.).
- Beams of Highly Charged Ions at the Dubna Synchrotron. - Phys.Scripta, 1983, v.T3, p.43-44. - Bibliogr.: 6. - (In Collaboration with E.D.Donets, I.B.Issinsky, A.D.Kirillov, I.N.Semenyushkin).
- Design Features of a Model Superconducting Synchrotron of JINR. - In: Intern.Conf. on High Energy Accelerators, 12th. Batavia, 1983: Proceed. - Batavia, 1983, p.416-418. - Bibliogr.: 6. - (In Collaboration with I.A.Shelaev, V.G.Aksenov, V.S.Alfeev, S.A.Averichev, V.A.Belushkin et al.).
- Nuclotron Status Report. - IEEE Trans.Nucl.Sci., 1983, v. NS-30, No.4, Pt.2, p.3247-3249. - Bibliogr.:8. - (In Collaboration with S.A.Averichev, Yu.D.Beznogikh, A.M.Donyagin, E.I.Djachkov, I.B.Issinsky et al.).
- Peripheral and Central Nucleus-Nucleus Collisions at 4.2 GeV/c per Nucleon. - Z.Phys.C: Part.& Fields, 1983, v.16, No.4, p.307-317. - Bibliogr.: 42. - (Alma-Ata- Baku- Belgrade- Bucharest- Dubna- Kishinev- Moscow- Prague- Samarkand- Sofia- Tashkent- Tbilisi- Ulan- Bator- Varna- Warsaw- Yerevan Collaboration).
- The Quark-Parton Structure Functions of Nuclei. - Dubna, 1983. - 8 p. - Bibliogr.: 13. - (JINR E2-83-415).
- Relativistic Nuclear Physics. - In: Intern. Conference on Nuclear Physics. Florence, 1983: Contribut. Papers. - Bologna, 1983, v.1, p.686. - Bibliogr.: 2.

Изучение образования струй адронов в кумулятивных π С-взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с. - ЯФ, 1984, т. 39, вып. 5, с. 1215-1227. - Библиогр.: 22. - (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Множественности, импульсные и угловые характеристики π -мезонов, образовавшихся во взаимодействиях протонов, дейтронов, α -частиц и углерода с ядрами углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. - Дубна, 1984. - 18 с. - Библиогр.: 25. - (ОИЯИ Р1-84-35). - (Сотрудничество: Алма-Ата-Баку-Белград-Бухарест-Варна-Варшава-Дубна-Ереван-Кишинев-Лейпциг-Москва-Прага-Самарканд-София-Ташкент-Тбилиси-Улан-Батор). То же: ЯФ, 1984, т.40, вып. 5, с. 1209-1221.

О гетерогенных состояниях в ядерной материи. - В кн.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика: VII Междунар.семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, июнь 1984: Труды. Дубна, ОИЯИ, 1984, с. 531-543. - Библиогр.: 28. (ОИЯИ Д1,2-84-599). (Совместно с Р.Г.Назмитдиновым, А.В.Чижовым, А.С.Шумовским, В.И.Юкаловым).

Experimental Data on Limiting Fragmentation of Nuclei and the Quark Distribution in Nuclei. - In: Particles and Nuclei. Intern.Conf.,10th. Heidelberg, 1984: Abstracts. - Heidelberg, 1984, vol.2, p.J11-J12. - Bibliogr.: 3. - (In Collaboration with V.K.Bondarev, A.I.Khrenov, A.G.Litvinenko, N.S.Moroz, Yu.A.Panebratsev et al.).

Hadron Jets in Cumulative Processes for π C Interactions at $P = 40$ GeV/c. - Dubna, 1984. - 16 p. - Bibliogr.:33. - (JINR E1-84-317). - (In Collaboration with L.A.Didenko, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli).

Описание множественного рождения частиц в пространстве относительных скоростей. - Краткие сообщ.ОИЯИ, 1984, N 3, с.5-16. - Библиогр.:14. - (Совместно с Л.А.Диденко).

О распределении кварков в ядрах. - Дубна, 1984. - 7 с. - Библиогр.: 14. - (ОИЯИ 1-84-185). - (Совместно с Ю.А.Панебратцевым, В.С.Ставинским).

То же в кн.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика: VII Междунар.семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984: Труды. - Дубна, 1984, с. 195-201. -Библиогр.: 12. - (ОИЯИ Д1,2-84-599). - (Совместно с В.К.Бондаревым, Ю.А.Панебратцевым, М.Пенцля, А.Г.Литвиненко, В.С.Ставинским). То же: ДАН СССР, 1984, т.279, N 6, с. 1352-1356.

О существовании адронного и шестикваркового фазовых состояний в ядерной материи. - ДАН СССР, 1984, т.279, N 3, с. 602-606. - Библиогр.:12. - (Совместно с Р.Г.Назмитдиновым, А.В.Чижовым, А.С.Шумовским, В.И.Юкаловым).

Струи адронов в кумулятивных процессах в π С-взаимодействиях при $P=40$ ГэВ/с. - В кн.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика: VII Междунар.семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, июнь 1984: Труды. - Дубна: ОИЯИ, 1984, с.233-240. - Библиогр.:24. - (ОИЯИ Д1,2-84-599). - (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Investigation of Correlation Phenomena in Nucleus-Nucleus Interactions at 4.2 GeV/c per Nucleon. - Dubna. 1984. - 24 p. - Bibliogr.: 73. - (JINR E1-84-448). - (Alma-Ata-Baku-Belgrade-Bucharest-Dubna-Kishinev-Leipzig-Moscow-Prague-Samarkand-Sofia-Tashkent-Tbilisi-Ulan-Bator-Varna-Warsaw-Yerevan Collaboration).

Multiplicity, Momentum and Angular Characteristics of π^- Mesons for pC, dC, α C and CC Interactions at 4.2 GeV/c per Nucleon. - Dubna, 1984. - 17 p. - Bibliogr.: 26. - (JINR E1-84-321). - (Alma-Ata-Baku-Belgrade-Bucharest- Dubna-Kishinev-Leipzig- Moscow-Prague-Samarkand-Sofia- Tashkent-Tbilisi-Ulan-Bator-Varna-Warsaw-Yerevan Collaboration).

A Pulsed Superconducting Dipole Magnet for the Nuclotron. - In: Intern.Conf. on Magnet Technology, 8th Grenoble, 1983. - J.Phys., 1984, T.45, Col.C1, Suppl.1, p.C1-279-C1-282 - Bibliogr.: 8. - (In Collaboration with A.A.Smirnov, A.M.Donyagin, E.I.Dyachkov, I.A.Eliseeva, H.G.Khodzhibagiyani, I.S.Khukhareva, A.D.Kovalenko et al.).

Quarks in Nuclei. - CERN Cour., 1984, v.24, No.1, p. 19-20.

Атомные ядра как кварк-глюонные системы. - В кн.: Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях: Труды VI семинара. Москва, 10-12 дек. 1984. - М., ИЯИ АН СССР, 1985, с. 5-13. - Библиогр.:9. То же: Доклад на научной сессии отделения общей физики и астрономии и отделения ядерной физики АН СССР, 24-25 апр., 1985. То же: УФН, 1985, т.147, вып.2, с. 424-426.

Исследование множественного кумулятивного рождения частиц в 4 π -геометрии. Проект "Сфера". - Дубна, 1985. - 15 с. - Библиогр.: 9 - (ОИЯИ Р1-85-512). - (Совместно

с С.А.Аверичевым, Г.С.Аверичевым, Н.Г.Анищенко, В.Д.Бартеневым, Ю.Т.Борзуновым и др.).

Кварковая материя как статистическая система. - Дубна, 1985. - 13 с. - Библиогр.: 70. - (ОИЯИ Р2-85-307). - (Совместно с А.С.Шумовским, В.И.Юкаловым).

Криогенная система сверхпроводящего синхротрона СПИН. - Дубна, 1985. - 4 с. - Библиогр.: 5 - (ОИЯИ Р9-85-593). - (Совместно с И.А.Шелаевым, В.С.Алфеевым, Н.Н.Агаповым, В.А.Белушкиным, Л.Г.Ефимовым и др.).

Принцип ослабления корреляций в кварковой физике. - В кн.: Теоретические аспекты совместных экспериментальных программ ОИЯИ с ЦЕРН и ИФВЭ: науч. докл. 22-й сессии секции Ученого совета ОИЯИ по теор. физике (30 мая 1985 г.). - Дубна, 1985, с.52-67. - Библиогр.: 18. - (ОИЯИ Р2-85-609).

Релятивистски-инвариантный анализ корреляционных явлений в процессах множественного рождения. - Краткие сообщ. ОИЯИ, 1985, N 8, с. 5-17. - Библиогр.: 13. - (Совместно с Л.А.Диденко).

Статистические методы описания кварковых степеней свободы. - Дубна, 1985. - 11 с. - Библиогр.: 32. - (ОИЯИ Р2-85-830). - (Совместно с А.С.Шумовским, В.И.Юкаловым).

Четырехмерные струи адронов - универсальные характеристики множественного рождения частиц. - Дубна, 1985. - 15 с. - Библиогр.: 15. - (ОИЯИ Р1-85-820). - (Совместно с Б.В.Батюней, И.М.Граменицким, В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

A-Dependence of the Cross Sections for Cumulative Processes. - In: Nucleus-Nucleus Collisions II: Proceed. Intern. Conf. Visby, Sweden, 1985: Contribut. Papers. - Lund, 1985, vol.1, p.73-74. - Bibliogr.:4. - (In Collaboration with V.K.Bondarev, A.N.Khrenov, A.G.Litvintko, N.S.Moroz, A.A.Mozelev et al.).

Experimental Studies of Quark Distribution in Nuclei. - Ibid - p.75-76. - Bibliogr.:7. - (In Collaboration with V.K.Bondarev, A.N.Khrenov, A.G.Litvinnenko, N.S.Moroz, Yu.A.Panebratsev et al.).

Four-Dimensional Jets as Universal Characteristics of Multiple Particle Production. - Dubna, 1985.- 8 p. - Bibliogr.:11. - (JINR E1-85-675). - (In Collaboration with B.V.Batiunja, I.M.Gramenitsky, V.G.Grishin, L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli).

Multiplicity, Momentum and Angular Characteristics of π^- Mesons for pC, dC, α C and CC Interactions at 4.2 GeV/c per Nucleon. - Z.Phys.C: Part. & Fields, 1985, v.27, No.2, p.177-185. - Bibliogr.: 26. - (Alma-Ata - Baku-Belgrade-Bucharest-Dubna-Kishinev-Leipzig-Moscow-Prague-Samarkand-Sofia-Tashkent-Tbilisi-Ulan-Bator- Varna-Warsaw-Yerevan Collaboration).

Nuclear Reactions with Large Momentum Transfers as a Source of Information about Multiquark States in Nuclei. - In: Particles and Nuclei: Proceed.Tenth Intern.Conf. Particles and Nuclei. Heidelberg, July 30 - August 3,1984. -North-Holland et al.: 1985, p.695 c-704c. - Bibliogr.:12. - (Nucl.Phys.v.A434,1985).

Study of the Nuclei as Quark-Gluon Systems in Relativistic Nuclear Collisions, - In: Nucleus-Nucleus Collisions II: Proceed. Second Intern.Conf.Nucleus-Nucleus Collisions.Visby, Sweden, June 10-14, 1985. - Amsterdam et al.: North-Holland, 1985, p.203c-214c. - Bibliogr.: 18. - (Nucl.Phys.,1985, v. A447).

Universality of Hadron Jets in Soft and Hard Particle Interactions at High Energies. - Dubna, 1985. - 26 p. - (JINR E1-85-415). - Bibliogr.: 43. - (Collaboration with L.A.Didenko, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli).

1986

Атомные ядра как кварк-глюонные системы - Вестн. АН СССР, 1986, N 9, с.3-13. - Библиогр.: 4.

Изучение pC-взаимодействий при $P_p = 10$ ГэВ/с с испусканием кумулятивных пионов, протонов и дейтронов. - В кн.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика: Труды VIII Междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна 19-24 июня 1986. - Дубна:ОИЯИ, 1986, Т.1: Тезисы докл., с.86. - (ОИЯИ Д1,2-86-279). - (Совместно с Д.Армутлийски, Е.Бартке, Е.Богдановичем, А.П.Гаспарьяном, В.Г.Гришиным и др.).

Кварковая материя как статистическая система. - В кн.: Физика многочастичных систем: Респ.межвед.сб. научн.тр. - Киев: Наукова думка, 1986, Вып.10, с.10-18. - Библиогр.: 70. - (Совместно с А.С.Шумовским, В.И.Юкаловым).

Описание множественных процессов на основе триангуляции в пространстве скоростей. - Краткие сообщ. ОИЯИ, 1986, N 17, с.19-26. - Библиогр.: 7. - (Совместно с А.А.Балдиным).

Релятивистская ядерная физика. - В кн.: Научное сотрудничество социалистических стран в ядерной физике. - М.: Энергоатомиздат, 1986, с.138-157. - Библиогр.:18. - (Совместно с В.С.Ставиным).

Четырехмерные струи адронов - универсальные характеристики множественного рождения частиц. - ЯФ, 1986, т.44, вып.5, с.1209-1218. - Библиогр.: 14. - (Совместно с Б.В.Батюней, И.М.Граменицким, В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Four-Dimensional Jets as Universal Characteristics of Multiple Particle Production. - JINR Rapid Commun., 1986, No.16, p.24-32. - Bibliogr.: 11. - (In Collaboration with B.V.Batiunja, I.M.Gramenitsky, V.G.Grishin, L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli).

Introductory Talk. - Proc.of the Seminar of Cherenkov Detectors and their Applications in Science and Technology. Moscow, July 1984. - Nucl.Instr.& Meth.Phys.Res., 1986, v.A248, No.1, p.ix - xi.

Universality of Hadron Jet Properties in the Relative Four-Velocity Space. - In: Proc. of the VIII Intern.Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, 19-24, June 1986. - Dubna, 1986, Vol.1: Contributions, p.45-47. Bibliogr.: 4. (JINR D1,2-86 -279) - (In Collaboration with B.V.Batyunya, L.A.Didenko, I.M.Gramenitsky, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli).

1987

Асимптотические свойства адронной материи в пространстве четырехмерных относительных скоростей.: Лекции для молодых ученых. Вып.43. - Дубна, 1987, - Библиогр.: 51. - (ОИЯИ P1-87-912). - (Совместно с Л.А.Диденко).

Атомные ядра как кварк-глюонные системы. - В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, 23-30 сент. 1986. - Дубна: ОИЯИ, 1987, с.25-32. - Библиогр.: 4. - (ОИЯИ Д7-87-68).

Кластеризация в пространстве четырехмерных относительных скоростей и инвариантные распределения адронных струй. - Дубна, 1987, - 19 с. - Библиогр.:8. - (ОИЯИ P1-87-552). - (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Универсальность свойств четырехмерных барионных кластеров в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в интервале энергий 4:40 ГэВ. - Краткие сообщ. ОИЯИ., 1987, No.4, с.5-21. - Библиогр.:21. - (Совместно с Д.Д.Армутлийски, В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Four-Dimensional Jets as Universal Characteristics of Multiple Particle Production in Soft and Hard Interactions. - In: Proc. of the VIII Intern.Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, June 19-24, 1986. - Dubna: JINR, 1987, v.1, p.302-317. - Bibliogr.: 17. - (JINR D1,2-86-668). - (In Collaboration with B.V.Batyunya, L.A.Didenko, I.M.Gramenitsky, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov et al.).

Hadron JETS in Deep-Inelastic π - N Interactions and Universality of the Jet Properties in Relative Four - Velocity Space. - JINR Rapid comm., 1987, p.17-25. - Bibliogr.: 6. - (In Collaboration with L.A.Didenko, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov, G.M.Maneva, Z.V.Metreveli).

On the Existence of the First Intermediate Asymptotics in Relativistic Nuclear Collisions. - JINR Rapid.Comm.,1987, No 2, p.4-11.- Bibliogr.:7.- (In Collaboration with A.O.Kechechyan, B.A.Shahbazian).

Quark Distributions in Nuclei. (Hadronic Interaction). - In: Intern.Europhysics Conference on High Energy Physics: Proceed.Uppsala, Sweden, June 25-July 1, 1987. - Uppsala, 1987, Vol.1, p. 463. - Bibliogr.:5. - (In Collaboration with Yu.A.Panebratsev, V.S.Stavinsky).

Universal Four-Dimensional Hadron Jets and the Observability of Colour Charges - Dubna, 1987, p.157 - Bibliogr.:17. - (JINR E1-87-142). - (In Collaboration with L.A.Didenko, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli et al.).

Universality of Hadron Jets in Soft and Hard Particle Interactions at High Energies. - 1987. - Z.Phys.C., 1987, v. 33, No 3, p.363-375. - Bibliogr.:42. - (In Collaboration with L.A.Didenko, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli et al.)

1988

Автомодельные свойства барионных кластеров во взаимодействиях p- d-, He-, C- и π - частиц с ядрами углерода в интервале импульсов 4:40 ГэВ/с на нуклон. - Дубна, 1988. - 18 с. - Библиогр.: 12.- (ОИЯИ P1-88-331). - (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым).

Атомные ядра как кварк-глюонные системы. - На передовых рубежах физики микромира. (Новое в жизни, науке, технике. Сер. "Физика". N10).- Москва: Знание, 1988, с.18-29.

Кластеризация в пространстве четырехмерных относительных скоростей и инвариантные распределения адронных струй.- ЯФ, 1988, т.48, вып. 4, с.995-1004. - Библиогр.: 9. - (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Automodelity Properties of Multiple Particle Processes in Hadron-Hadron, Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Interactions within an Interval of 4-205 GeV/c. В кн.: Труды IX Междунар.семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, июнь 1988. - Дубна: ОИЯИ, т.1, р.286-299. - Библиогр.:21- (ОИЯИ Д1,2-88-652) - (In Collaboration with V.G.Grishin,L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov).

То же: В кн.: Труды IX Междунар.семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, июнь 1988. Тезисы докл. - Дубна: ОИЯИ, 1988, т.1, с.28-30. - Библиогр.: 5. - (ОИЯИ Д 1,2-88-2728).

То же: - Intern.Conf. on Clustering Aspects in Nuclear and Subnuclear Systems, 5th, Kyoto, Japan, July 1988. Contributed Papers, p. 268-269.

Same: Third Intern.Conf. on Nucleus Nucleus Collisions: Contributed Papers. Saint-Malo, France, June, 1988. - Caen: Ganil, 1988, p.209-210.

1989

Автомодельные свойства барионных кластеров во взаимодействиях p, d, He, C и π -частиц с ядрами углерода в интервале импульсов 4-40 ГэВ/с на нуклон.- ЯФ, 1989, т.49, вып.4, с. 1034-1045. - Библиогр.: 12. - (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым).

Перспективы развития ускорительного комплекса ЛВЭ. - Предложения по программе Лаборатории высоких энергий в 1991-1995 гг.: Сб.аннотаций проектов. - Дубна: ОИЯИ, 1989, с.210-215. - Библиогр.: 10. - (Совместно с А.Д.Коваленко, Л.Г.Макаровым, И.А.Шелаевым).

1990

Аномалии, наблюдаемые Д.В.Скобельцыным в бета-распаде, и новые резонансы в кварковой электродинамике. - Краткие сообщ.по физике., 1990, N 6, с.42-44. - Библиогр.: 11.

Вступительное слово председателя оргкомитета на Всесоюзном семинаре "Черенковские детекторы и их применение в науке и технике". Июль 1984.- В кн.: Черенковские детекторы и их применение в науке и технике. М.: Наука, 1990, с.6-8.

Исследование возможности образования квазистационарных состояний при столкновении релятивистских ядер. - Дубна, 1990. - 15 с., - Библиогр.: 17. - (ОИЯИ P1-90-263). - (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым).

То же: ЯФ, 1990, т.52, вып. 5, с.1427-1436.

Ред.: Черенковские детекторы и их применение в науке и технике. - М:Наука, 1990.

Anomalies Observed by Skobeltsyn in the Beta Decay and New Resonances in Quantum Electrodynamics. - JINR Rapid Commun., 1990, No.3, p.4-10. - Bibliogr.:13.

Asymptotic Properties of Hadron Matter in Relative Four - Velocity Space. - Fortschr.Phys., 1990, v.38, No.4, p.261-332. - Bibliogr.: 51. (In Collaboration with L.A.Didenko).

On New Resonances in Quantum Electrodynamics. - Proc. of the X Intern.Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, Sept., 1990: Abstract. - Dubna: JINR, 1990, p.10 - (JINR D1,2-90-456).

Study of Excited Nuclear Matter in Relativistic Nuclear Collisions. - Proc. of the X Intern.Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, Sept., 1990: Abstract. - Dubna: JINR, 1990, p.35-36. - (JINR D1,2-90-456). - (In Collaboration with V.G.Grishin, L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov).

1991

Investigation of Excited Nuclear Matter in Relativistic Nuclear Collisions. - In: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics.: Proc. of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, USSR. Sept. 1990. - Singapore: World Scientific, 1991, p. 110-116. - Bibliogr.: 9. - (In Collaboration with V.G.Grishin, L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov).

On New Resonances in Quantum Electrodynamics. - In: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics.: Proc.of the Xth Intern.Seminar on High Energy Physics Problems.Dubna, USSR. Sept. 1990. - Singapore: World Scientific, 1991, p.15-19. - Bibliogr.: 12.

Ред.: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics: Proc. of the Xth Intern.Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, USSR. Sept.1990. - Singapore et al: World Scientific, 1991. - 651 p. - (In Collaboration with V.V.Burov, L.P.Kaptari).

1992

Выступление на Общем собрании Академии наук СССР (9-10 октября 1991) - Вестн. АН СССР, 1992, N 1, с. 19-20.

Золотой фонд физики высоких энергий. - Вестн. РАН, 1992, N 11, с. 88-92. - Библиогр.: 10.

Состояние работ по нуклотрону. - В кн.: 13-е совещание по ускорителям заряженных частиц. Дубна, Россия, окт.1992: Аннотации докладов. - Дубна: ОИЯИ 1992, с.43. - (ОИЯИ Д9-92-380). - (Совместно с С.А.Аверичевым, Н.Н.Агаповым, В.А.Белушкиным, О.И.Бровко, В.И.Волковым и др.).

Status and Physics Programme at Nuclotron. - Dubna, 1992. - p.19. - Bibliogr.:17.- (JINR E1-92-487).

1993

Годичное общее собрание Российской Академии наук. - Выступление. - Вестн. РАН., 1993, т.63. N 7, с. 599-600.

Состояние работ по нуклотрону. - Труды XIII совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, Россия, окт., 1992. т.1. Дубна: ОИЯИ, 1993, с. 107-111. - Библиогр.:4.- (Д9-92-455). - (Совместно с С.А.Аверичевым, Н.Н.Агаповым, В.А.Белушкиным, О.И.Бровко, Б.В.Василишиным и др.).

Addendum to Research Program at STAR. - Dubna:JINR, 1993, 21 p. - Bibliogr.:30.- (JINR B1-2-93-231).- (In Collaboration with G.A.Agakishiev, G.S.Averichev, A.E.Dodokhov, A.V.Efremov, N.I.Kochelev et al.).

Cryogenic System of the Nuclotron - A New Superconducting Synchrotron. - Dubna:JINR, 1993, p.8. - Bibliogr.: 11. (JINR E9-93-273). - (In Collaboration with N.N.Agapov, V.A.Belushkin, E.I.D'yachkov, H.G.Khodzhibagiyan, A.D.Kovalenko et al.).

Experiments on Relativistic Nuclear Physics in Beams of Dubna Synchrophasotron and Nuclotron. - JINR Rapid Commun., 1993, No.3, p.52-67. - Bibliogr.: 11. - (In Collaboration with A.I.Malakhov).

The First Experiments on Nuclear Reaction Studies at Nuclotron. - JINR Rapid Commun., 1993, No.4, p.13-17. - Bibliogr.: 3.- (In Collaboration with S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, V.V.Arhipov, A.S.Artyomov, V.K.Bondarev et al.).

The First Run with ^{32}S Relativistic Nuclei at the LHE Accelerating Facility in Dubna. - JINR Rapid Commun. 1993, No.2, p. 53-55. - Bibliogr.:2.- (In Collaboration with A.D. Kovalenko N.N.Agapov, V.S.Alfeev, V.A. Belushkin, A.I.Govorov et al.).

Letter of Intent for A Large Ion Collider Experiment. - Geneva: CERN, 1993 - 61 p. - (CERN/LHCC/93-16). - (In Collaboration with N.Antoniou, V.Arefiev, G.Agakishiev, V.Astakhov, B.Batyunya et al.).

Preconceptual Desing of PHENIX experiment for RHIC. - Physics Division Progress Report for Period Ending September 30, 1992. - Oak Ridge, 1993, p.94-97. - (ORNL-6746). - (In Collaboration with J.C.Gregory, Yu.S.Anisimov, S.V.Afanasiev, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov et al.).

1994

Выступление на годичном Общем собрании Российской Академии наук. - Вестн.РАН, 1994, т.64, N 8, с. 717-718.

Принцип ослабления корреляции в физике высоких энергий. - Дубна: ОИЯИ, 1994. - с.8. - Библиогр.: 16. - (ОИЯИ P2-94-463).

Addendum to Polarization Program at RHIC. - In: Dubna Deuteron-93: Proc. of the Intern.Symposium.Dubna, Russia, Sept., 1993. - Dubna: JINR, 1994, p.354-366. - Bibliogr.:24. - (JINR E2-94-95). - (In Collaboration with G.Agakishiev, G.S.Averichev, A.E.Dorokhov, A.V.Efremov, N.I.Kochelev et al.).

Cryogenic System of the Nuclotron - a New Superconducting Synchrotron. - In: Advances in Cryogenic Engineering. New York and London: Plenum Press, 1994, Vol.39A, p. 501-508. - (In Collaboration with N.N.Agapov, V.A.Belushkin et al.).

An Experimental Run on the New Superconducting Accelerator Nuclotron at 3.8 and 6.2 GeV/c Deuteron Momentum. - JINR Rapid Commun., 1994, No.2, p. 26-32. - Bibliogr.:8. - (In Collaboration with Kh.U.Abraamyan, S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, V.V.Arhipov, A.S.Artyomov et al.).

Experiments on Relativistic Nuclear Physics in Beams of Dubna Synchrotron and Nuclotron. - Quark Matter'93: Proc. of the Xth Intern. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions. Borlange, Sweden, June, 1993. - Amsterdam: North Holland, 1994, p. 611c-614c. - Bibliogr.:5. Nucl.Phys.A, 1994, v.566 - (In Collaboration with A.I.Malakhov).

Perspectives of Research in Relativistic Nuclear Physics for 1995 Laboratory of High Energies (LVE): Reports to the 76th Session of the Scientific Council of JINR. June 7-9, 1994. - Dubna, 1994. - p.6. - (JINR 94-196).

Relativistic Nuclear Physics: Correlation Depletion Principle, Intermediate Asymptotics, Similitude. - In: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics: XII Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, Sept.1994: Abstracts. - Dubna: JINR, 1994, p.42-43. - (JINR E1,2-94-358).

Status and Physics Programme at Nuclotron. - In: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics: Proceed. XI Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, Sept. 1992. - Dubna: JINR, 1994, p.672-687. - Bibliogr.:17.

To же: Proc. of the Intern. Europhys. Conf. on High Energy Physics. HEP 93, Marseille, France, Juli, 1993. - Gif-sur-Yvette: Ed. Frontieres, 1994, p. 541-542. - Bibliogr.: 6.

1995

Сверхпроводящие мультипольные корректорные магниты для нуклотрона - Дубна, 1995.- с.6.- Библиогр.:6. (ОИЯИ Р9-95-260). - (Совместно с Н.Н.Агаповым, С.А.Аверичевым, Н.Г.Анищенко, В.Д.Бартеневым, Н.А.Блиновым и др.).

Физика высоких энергий в физическом институте им. П.Н.Лебедева Академии наук. (Выступление на собрании, посвященном юбилею ФИАН, 26 декабря 1994). - Дубна:ОИЯИ, 1995, с.6. - (ОИЯИ Р1-95-199).

Cryogenics of the New Superconducting Accelerator Nuclotron. - The First Year Under Operation. Dubna, 1995, - 7p. - Bibliogr.: 7. - (JINR E8-95-65).

Liquid Helium Plant in Dubna. - Dubna, 1995. - p.8. - Bibliogr.:7. - (In Collaboration with N.N.Agapov, A.D.Kovalenko).

Technical Proposal for a Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. - Geneva. CERN, 1995. - 237 p. - (CERN/LHCC/95-71; LHCC/P3). - (In Collaboration with N.Ahmad,...P.G.Akshin, V.A.Arefiev, V.I.Astakhov, A.A.Baldin, B.V.Batyunya et al.).

О Г Л А В Л Е Н И Е

А.М.Балдин Сочинение на заданную тему	3
Объект "КМ" (титульные страницы)	9
А.М.Балдин, В.В.Михайлов, М.С.Рабинович Метод огибающих для исследования свободных колебаний в ускорителях	11
Т.Демидов (А.М.Балдин) Международная конференция физиков	20
Л.Лукин, В.Орлов Успех советских физиков	22
М.А.Марков Из книги "Размышляя о физиках, о физике, о мире"	24
М.А.Марков Письмо в Президиум Российской Академии наук	26
А.М.Балдин, В.В.Михайлов Образование мезонов γ -квантами	28
А.М.Балдин Фоторождение π -мезонов вблизи порога	47
А.М.Балдин Оптическая анизотропия атомных ядер	81
А.М.Балдин Polarizability of nucleons	91
А.М.Балдин, С.Ф. Семенко, Б.А.Тулупов Оптическая анизотропия изомеров в области трансурановых элементов	99
А.М.Балдин Мезонное поле кварков и электромагнитные взаимодействия	104
А.М.Балдин О проблеме значимости в физике	116
Библиография трудов	121

96-25

Ответственный за подготовку сборника к печати П.И.Зарубин

Редактор М.И.Зарубина. Макет Н.А.Киселёвой

Рукопись сборника поступила 26.01.96. Подписано в печать 30.01.96

Формат 60 × 84/8. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 19,11

Тираж 350. Заказ 48835. Цена 23400 р.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области